



HAL
open science

Mesures des sections efficaces différentielles de la diffusion élastique π^- -p dans la région d'interférence coulombienne entre 30 et 140 GeV

Bernard Ille

► **To cite this version:**

Bernard Ille. Mesures des sections efficaces différentielles de la diffusion élastique π^- -p dans la région d'interférence coulombienne entre 30 et 140 GeV. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1979. Français. NNT: . tel-00752367

HAL Id: tel-00752367

<https://theses.hal.science/tel-00752367>

Submitted on 16 Nov 2012

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

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

thèse

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON - I

pour obtenir

le grade de DOCTEUR D'ETAT ES-SCIENCES

par

Bernard ILLE

* * * * *

Mesures des sections efficaces différentielles de
la diffusion élastique π^-p dans la région
d'interférence coulombienne entre 30 et 140 GeV

Soutenue le 10 Mai 1979

devant la Commission d'Examen

JURY :

MM M. Gusakow Président

J.P. Burq

P. Fleury

M. Jacob

E. Predazzi

A.A. Vorobyov

Examineurs

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON-I

Président honoraire : M. le Professeur J. BOIDIN

Président : M. le Professeur D. GERMAIN
1er Vice-Président : M. le Professeur E. ELBAZ
2ème Vice-Président : M. E. OUDIN, Maître-Assistant
3ème Vice-Président : Mlle ECHALLON, Etudiante
Secrétaire Général : M. J. RAMBAUD, Administrateur Civil

UNITES d'ENSEIGNEMENT et de RECHERCHE

U. E. R. de Médecine Grange-Blanche	M. B. SALLE, Maître de Conférences Agrégé
U. E. R. de Médecine Alexis-Carrel	M. le Professeur R. MORNEX
U. E. R. de Médecine Lyon-Nord	M. J. P. NEIDHART, Maître de Conférences Ag.
U. E. R. de Médecine Sud-Ouest	M. le Professeur J. NORMAND
U. E. R. de Sciences Pharmaceutiques	M. le Professeur C. A. BIZOLLON
U. E. R. de Techniques de Réadaptation	M. A. MORGON, Maître de Conférences Agrégé
U. E. R. de Biologie Humaine	M. J. P. REVILLARD, Maître de Conférences Ag.
U. E. R. d'Education Physique et Sportive	M. A. MILLON, Professeur d'E. P. S.
U. E. R. de Sciences Odontologiques	M. le Dr. R. VINCENT
U. E. R. de Mathématiques	M. le Professeur Ph. PICARD
U. E. R. de Physique	M. le Professeur J. DELMAU
U. E. R. de Chimie-Biochimie	M. le Professeur J. HUET
U. E. R. des Sciences de la Nature	M. le Professeur R. GINET
U. E. R. de Sciences Physiologiques	Mlle le Professeur J. F. WORBE
U. E. R. de Physique Nucléaire	M. le Professeur M. GUSAKOW
I. U. T - I	M. le Professeur A. VILLE
I. U. T - II	M. J. GALLET, Directeur E. N. S. A. M.
Observatoire de Lyon	M. G. MONNET, Astronome Adjoint
U. E. R. de Mécanique	Mlle le Professeur G. COMTE-BELLOT

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à M. le Professeur M. GUSAKOW, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, qui a bien voulu s'intéresser à ce travail en acceptant la présidence de ce jury, ainsi qu'à M. le Professeur A. SARAZIN qui m'a accueilli dans le laboratoire.

Je remercie tout spécialement M. le Professeur J. P. BURQ qui a su diriger ce travail de façon toujours bienveillante et amicale, et Monsieur P. FLEURY, Directeur de Recherches au C. N. R. S., pour les conseils et les encouragements qu'il m'a prodigués au cours des rencontres que nous avons eues.

Que Monsieur M. JACOB, de la Division Théorique du C. E. R. N., Monsieur E. PREDAZZI, Professeur à l'Université de Turin, et Monsieur A. A. VOROBYOV, Directeur du Département des Hautes Energies de l'Institut de Physique Nucléaire de Leningrad, trouvent ici l'expression de ma vive reconnaissance pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et pour l'honneur qu'ils m'ont accordé en faisant partie de ce jury.

Je tiens à remercier aussi Monsieur A. FIGUREAU, Chargé de Recherches à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, pour les fréquents et fructueux échanges que nous avons eus.

Les résultats présentés ici sont le fruit d'un travail collectif auquel ont participé tous les membres de la collaboration WA 9 et ce mémoire constitue pour une grande part la synthèse des activités de chacun. Ma reconnaissance amicale va à C. DORE, S. MAURY, J. L. PAUMIER, M. QUERROU du Groupe de Clermont-Ferrand, A. S. DENISOV, A. P. KASHCHUK, G. A. KOROLEV et J. I. TKACH du Groupe de Leningrad ; E. HAGBERG et S. KULLANDER du Groupe d'Uppsala ; M. CHEVALLIER et M. LAMBERT du Groupe de Lyon et je voudrais remercier plus particulièrement P. GRAFSTROM, J. P. MARTIN, T. EKELOF, M. CHEMARIN et V. A. SCHEGELSKY, pour l'aide précieuse et constante qu'ils m'ont apportée.

Je désire associer à ces remerciements MM. G. JACQUET, N. MADJAR, G. MAURELLI, M. REYNAUD et P. SAHUC sans lesquels il n'aurait pas été possible de mener à bien cette expérience, ainsi que MM. B. VEYRON et M. GOYOT et le Personnel de l'Atelier de Mécanique qui ont contribué de façon efficace à un moment ou à un autre à l'aboutissement de ce travail.

J'exprime toute ma reconnaissance à Madame H. CHERY, Mlles D. ROTHAN et J. ROCHE ainsi qu'à l'ensemble du Personnel du Service de Documentation pour la frappe et la mise en forme de ce mémoire. Enfin que soient aussi remerciées toutes les nombreuses personnes qui ont rendu possible ce travail.

INTRODUCTION

Ce travail présente les caractéristiques essentielles et les principaux résultats de l'expérience WA 9 ⁽¹⁾ réalisée au CERN dans le Hall Ouest du SPS par une collaboration Clermont-Ferrand/Leningrad/Lyon/Uppsala. Cette expérience consistait à mesurer la section efficace différentielle de diffusion élastique π^-p entre 30 et 140 GeV/c dans le domaine de l'interférence Coulomb-nucléaire. Les périodes de prises de données (six périodes de dix jours) se sont échelonnées entre février et décembre 1977.

Indépendamment de toute théorie sur la dynamique des interactions fortes, la diffusion hadronique $\pi-N$ est caractérisée, compte-tenu de l'invariance d'isospin, par deux amplitudes complexes indépendantes dont la détermination expérimentale précise constitue une tâche difficile. Les mesures les plus précises concernent les sections efficaces totales (σ) et différentielles ($d\sigma/dt$) en $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$, $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ et $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ auxquelles s'ajoutent quelques mesures plus délicates de polarisation. L'enjeu principal de la présente expérience est d'ajouter à ces mesures la détermination des contributions relatives des parties réelle et imaginaire de l'amplitude hadronique π^-p . Toutes ces informations, quoique restant incomplètes, apportent néanmoins une importante contribution à la compréhension des processus d'interaction forte.

Dans le cas particulier de la diffusion élastique hadron-proton ($h-p$) dans la région des petits angles de diffusion, l'utilisation de la méthode classique d'interférence avec l'amplitude coulombienne nous permet d'extraire la phase de l'amplitude hadronique sur l'avant que l'on notera dans la suite de ce travail par la lettre ρ .

Des hypothèses très générales (causalité, unitarité ...) il ressort que la partie réelle, la partie imaginaire de l'amplitude sur l'avant et la section efficace totale sont liées entre elles par des relations dites "relations de dispersion sur l'avant" qui mettent en jeu les valeurs de la section efficace totale à toutes les énergies. D'où l'intérêt de séparer les parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion sur l'avant puisqu'on peut en déduire, indépendamment de tout modèle dynamique mais avec l'aide de ces relations, le comportement de la section efficace totale à des énergies inaccessibles. Il est important de souligner aussi que la mesure précise de ρ permet de tester la validité de l'outil mathématique que constituent les relations de dispersion sur l'avant et dont on se sert pour l'étude du comportement des interactions fortes à très haute énergie.

Depuis une dizaine d'années, avec la mise en évidence expérimentale de la remontée des sections efficaces totales hadron-proton (essentiellement $\pi^\pm p$, $k^\pm p$ et $p\bar{p}$ comme le montre la figure 1 ; pour $\sigma(\bar{p}p)$ la remontée n'a pas encore été mise en évidence), l'image des interactions fortes a sensiblement changé et l'idée que l'on s'était faite de leur comportement à haute énergie ("région asymptotique") a dû être adaptée aux nouvelles données expérimentales : les figures 2 empruntées à Giacomelli⁽²⁾ montrent de façon schématique comment la découverte de cet effet vient modifier les prévisions théoriques.

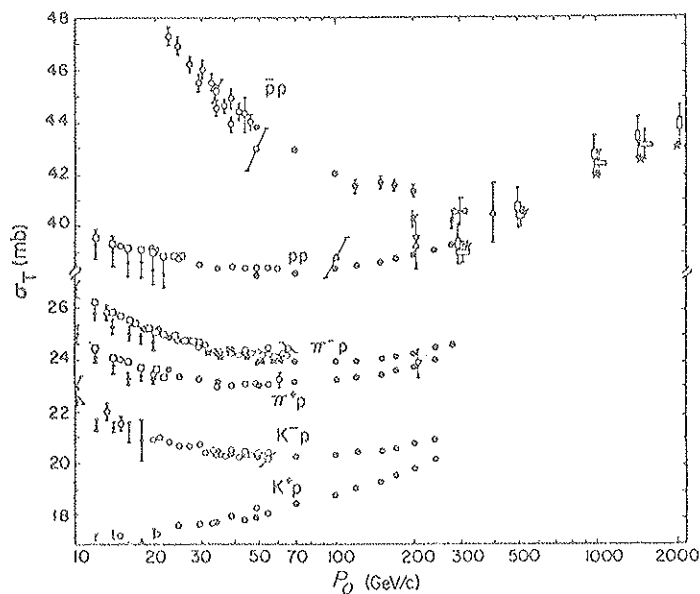


FIGURE 1 - Sections efficaces totales (p, k, π) - proton en fonction de l'énergie du hadron incident.

Principales mesures :

- Serpukhov (Denisov, 1971, 1973)
- Fermilab (Carroll, 1977)
- ◻ ISR (Amedolia, 1973)
- ◻ ISR (Amaldi, 1973)
- * ISR (CERN, Rome, 1978)
- ◻ BNL (Foley, 1967)

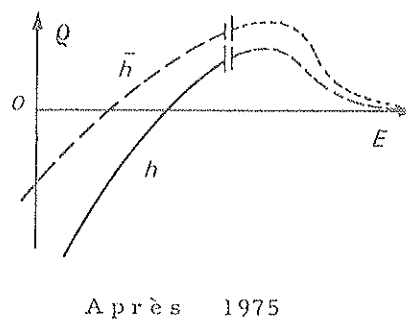
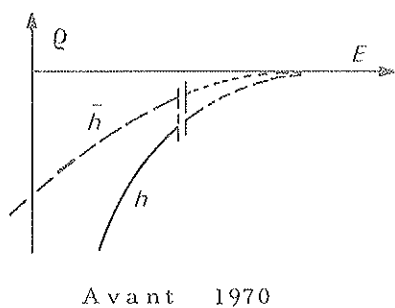
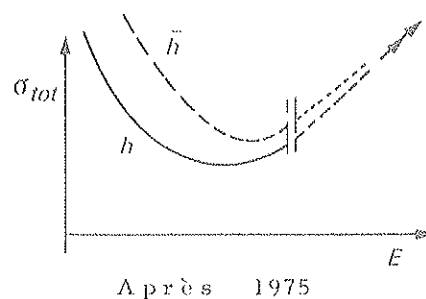
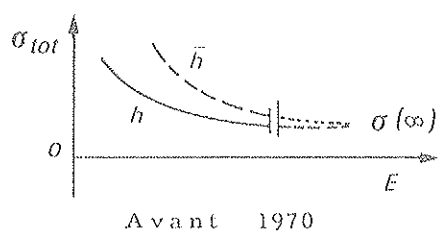


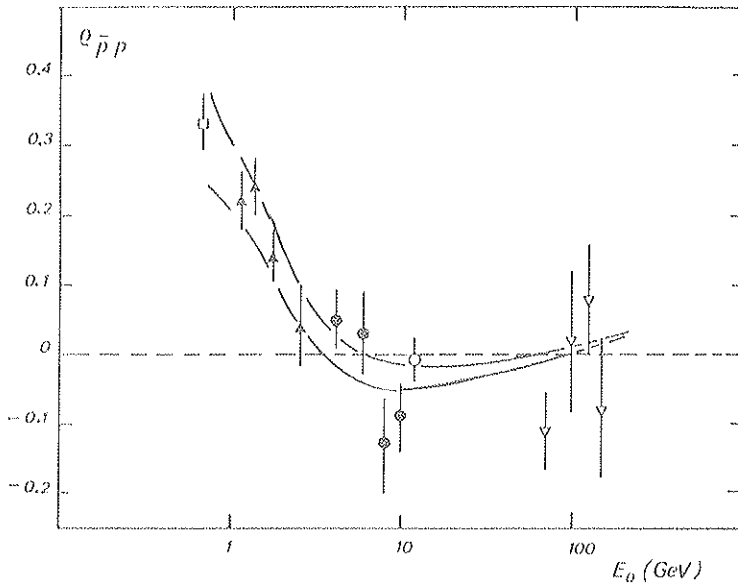
FIGURE 2

Ces deux types de comportements asymptotiques (avant 1970 et après 1975) en σ et ρ sont contraints par les relations de dispersion : en particulier la remontée des sections efficaces totales implique un passage de ρ par la valeur zéro et de façon générale on peut dire que le comportement de ρ détermine "par avance" le comportement de σ vers les plus hautes énergies.

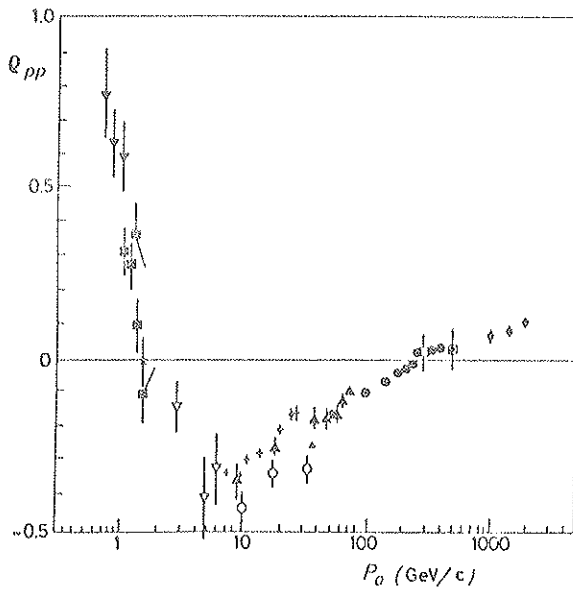
Ces tendances indiquées sous la rubrique "après 1975" résultent principalement des observations faites en diffusion p-p. Il était important de s'assurer si les diffusions π^-p suivaient ou non la même tendance et c'est un des points sur lesquels notre expérience apporte une réponse claire. Il importerait en outre d'extrapoler encore au-delà les comportements asymptotiques : la croissance sera-t-elle indéfinie ? Saturera-t-elle même le taux de croissance maximum que Froissart a pu établir sur la base des mêmes postulats que ceux qui sous-tendent les relations de dispersion ($\sigma_{\text{tot}} \lesssim \frac{n}{m_{\pi}^2} (\ln \frac{E}{E_0})^2$) ou au contraire les sections efficaces tendront-elles vers des valeurs constantes ? Ces questions, auxquelles nous aimerions donner une réponse, résument ce qui constitue une part essentielle des préoccupations de la physique hadronique.

Les figures 3 montrent l'ensemble des résultats actuellement disponibles sur les valeurs des différents paramètres h-p à haute énergie ($p_0 \geq 1 \text{ GeV/c}$; situation du début 1978) : on voit que les résultats en pp qui sont de loin les plus complets confirment remarquablement les prévisions théoriques ; ρ_{pp} devient positif et continue à croître à 2000 GeV/c, permettant ainsi d'affirmer que la section efficace totale pp continue à croître jusqu'à 40 TeV/c environ⁽³⁾. En ce qui concerne les autres hadrons incidents, le passage aux valeurs positives est loin d'être aussi clair, les résultats préliminaires du FERMI LAB⁽⁴⁾ (expérience E 69) autour de 100 GeV/c n'étant pas assez précis pour conclure. C'est plus particulièrement le cas pour les diffusions π^-p et π^+p comme le montre la figure 3(c) : en π^-p , seul le point à 125 GeV/c reste franchement positif, les autres étant négatifs (70 et 150 GeV/c) ou nul (100 GeV/c) ; en π^+p , seul le point de plus basse énergie est positif de façon non ambiguë, l'évolution donnée par l'ensemble des quatre points étant de plus franchement décroissante, avec un second passage à zéro entre 100 et 125 GeV/c (on voit ainsi que d'une façon générale, les résultats préliminaires πp de E 69 sont loin d'être en accord avec le calcul des relations de dispersion représenté par les courbes en traits pleins).

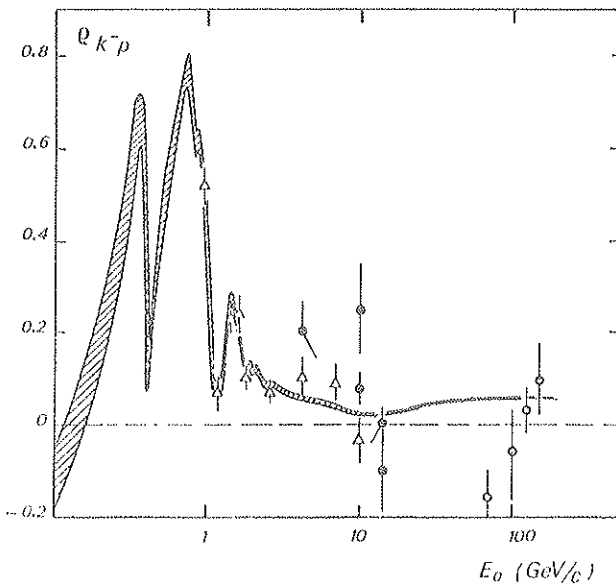
C'est essentiellement pour étudier plus précisément cette situation expérimentale confuse et mesurer $\rho_{(\pi^-p)}$ vers 100 GeV/c que notre expérience a été initialement projetée en 1974-1975. Le dispositif expérimental et l'optique du faisceau secondaire nous ont permis en outre de prolonger les mesures à 30 GeV/c où les données déjà existantes dévient notablement des prédictions théoriques. Signalons qu'en plus des mesures de $\rho_{(\pi^-p)}$, une amélioration de notre appareillage a rendu possible l'extraction du paramètre de pente logarithmique $B = \frac{d}{dt} (\ln \frac{d\sigma}{dt})$ à faibles transferts : cette information supplémentaire permet d'étudier l'évolution avec le transfert du pic de diffraction π^-p . Dans le cas pp, cette étude met en évidence un changement de pente entre 0,05 et 0,2 (GeV/c)² du pic diffractif qu'il sera intéressant de comparer avec les données πp (figure 4).

(a) $\bar{p}-p$ (figure extraite du rapport CERN/EP/Phys. 77-21)

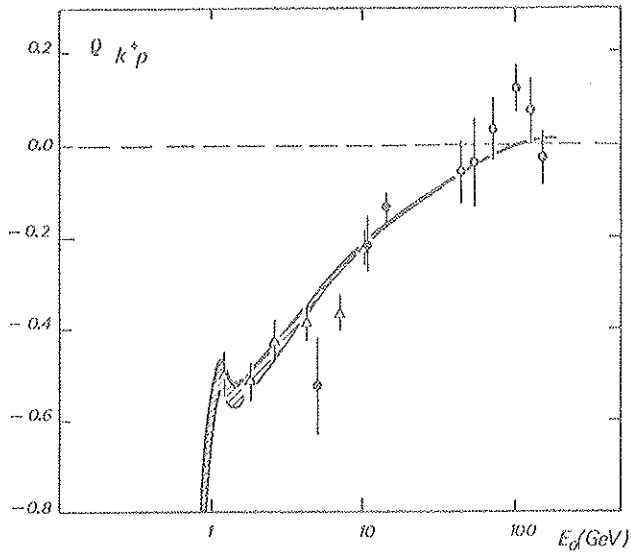
- Kaseno (1976)
- Foley (1967)
- ▽ Akenbrandt (Fermilab E 69 : préliminaires)
- △ Jenni (1975) (CERN)
- Jenni (1977)
- R. D. de Grein (1977)

(b) $p-p$ (figure extraite de Dorenbosch⁽³⁾)

- Fermilab (jet, 1973)
- Amaldi (ISR, 1973)
- CERN (Rome, 1976)

(c) $K^- p$ (figure extraite du rapport CERN/EP/77-55)

- Akenbrandt (Fermilab E 69 : préliminaires)
- △ Baillon (1975)
Jenni (1976)
- Bellm (1970)
- Campbell (1973)
Carnegie (1975)
- ▨ Calculs R. D. : Baillon et al. (1976 et 1977)



(d) $K^+ p$ (figure extraite du rapport CERN/EP/77-55)

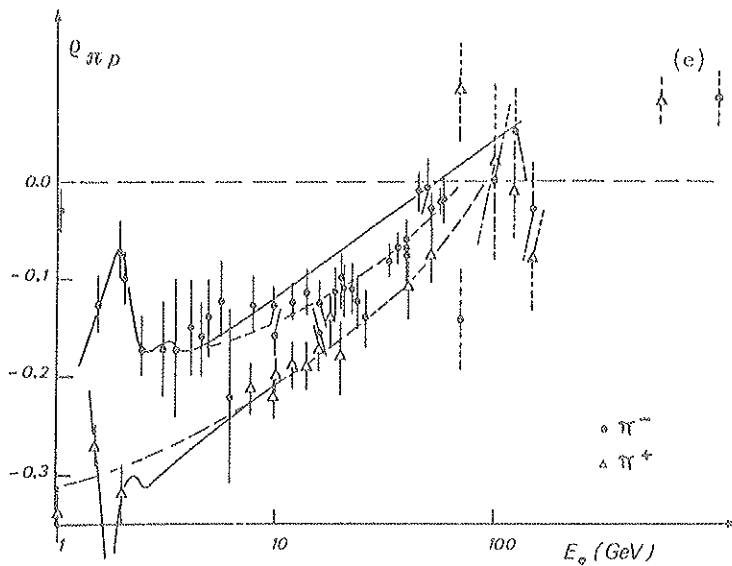
○ Akenbrandt (Fermilab E 69 : préliminaires)

△ Baillon (1975)
Jenni (1976)

Bellm (1970)

⊙ Campbell (1973)
Carnegie (1975)

--- Calculs R.D. : Baillon et al. (1976 et 1977)



(e) $\pi^\pm p$

Akenbrandt (E 69 : préliminaires)

autres points : cf. Réf. de la figure IV.1

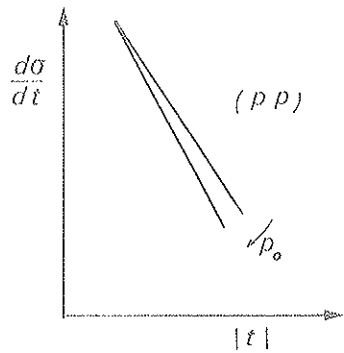
traits pleins : Calcul R.D. de Höhler et al. (1977)

(Les courbes en traits pointillés ne sont là que pour relier les points expérimentaux)

○ π^-

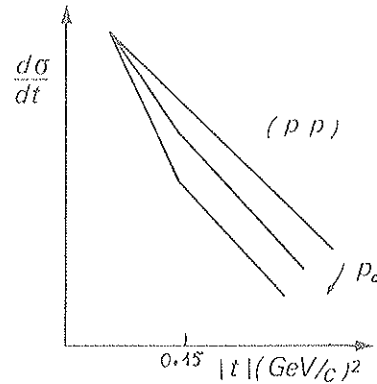
△ π^+

FIGURE 3 - Situation expérimentale (en 1977) des mesures $\rho_{hp}(E_0)$



Avant 1969

Pic diffractif simple



Actuellement

Rupture (?) de pente qui s'accroît quand p_0 augmente

FIGURE 4 - Pic diffractif pp

Afin de bien définir le cadre expérimental de ce travail, nous exposons dans le chapitre I le principe de la mesure de ρ en insistant sur l'apport essentiel que constitue à haute énergie la détection de la particule de recul dont nous discutons brièvement la méthode.

Dans le chapitre II, nous décrivons les différentes parties du dispositif expérimental utilisé, en consacrant une courte introduction au SPS du CERN dont 1977 était la première année de fonctionnement. Nous insistons particulièrement sur la chambre à ionisation du groupe de Leningrad et sur les chambres à fils rapides du spectromètre avant, chambres dont notre groupe était responsable, le principe de l'expérience étant essentiellement fondé sur ces deux dispositifs.

L'analyse des données et la présentation des résultats expérimentaux (qui a été faite par ailleurs dans une lettre⁽⁵⁾ et un rapport CERN⁽⁶⁾) font l'objet du chapitre III.

La rédaction des chapitres II et III a été volontairement détaillée - au risque d'alourdir l'ensemble du mémoire - de façon à bien faire ressortir la validité de la méthode expérimentale qui a été (et est encore) mise en oeuvre et qui n'avait pas eu l'occasion jusqu'à présent d'être décrite dans son ensemble.

Enfin dans le chapitre IV nous confrontons nos valeurs de $\rho(\pi^-p)$ aux récents calculs des relations de dispersion sur l'avant après avoir indiqué les grandes étapes de leur dérivation. Du fait de la précision de l'évaluation complète des relations de dispersion, il ne nous a pas semblé utile dans ce travail de parler des méthodes approximatives de calculs (en particulier la méthode locale des dérivées analytiques⁽⁷⁾ dont il a été prouvé qu'elles ne peuvent remplacer rigoureusement les relations de dispersion⁽⁸⁾). A l'aide des relations de dispersion soustraites une fois et de nos points à haute énergie, nous essayons de préciser le comportement de $\sigma(\pi^-p)$ à très haute énergie.

En ce qui concerne la pente logarithmique, ce n'était pas le but de ce travail d'expliquer les valeurs obtenues. Cependant les résultats expérimentaux nous ont semblé assez importants pour que nous envisagions, après les avoir situés dans le cadre du modèle simple d'échange de pôles de Regge (dont l'étude a déjà été amorcée dans un travail antérieur⁽⁹⁾), certaines explications possibles. Une étude plus exhaustive, prenant en compte les résultats de cette expérience et ceux à venir de son prolongement à plus haute énergie, fait l'objet d'un travail qui sera présenté ultérieurement par J. P. Martin.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) Proposal to the SPS Committee : CERN/SPSC/74-94/P-26
(4 Octobre 1974)
- (2) G. GIACOMELLI
Phys. Report, C-23, (1976), 123
- (3) U. AMALDI et al.
Phys. Lett., 66 B, (1977), 390
- (4) AKENBRANDT et al.
Experience 69 au FERMILAB
- (5) J. P. BURQ et al.
Phys. Lett., 77 B, (1978), 438
- (6) WA 9 COLLABORATION
Measurements of π^-p elastic scattering in the Coulomb interference region at
incident momenta of 30 to 140 GeV/c. Data tables and discussion of results.
CERN/EP Internal Report 78-8, (1978) (Rapport LYCEN/7875)
- (7) Méthodes des dérivées analytiques ("DAR") :
- BRONZAN et al.,
Phys. Lett., 49 B, (1974), 272
 - DEEPINDER et al.
Phys. Rev., D-11, (1975), 1351
 - SUKHATME et al.
Phys. Rev., D-11, (1975), 3431
- (8) G. K. EICHMANN et al.
Phys. Lett., 52-B, (1974), 428
- (9) S. MAURY
Thèse Doct. Spécialité 3ème Cycle
Université de Clermont-Ferrand, (1978)

CHAPITRE I

FORMALISME ET METHODE EXPERIMENTALEI. DIFFUSION A PETIT ANGLE. INTERFERENCE COULOMB-NUCLEAIRE

1. Variables cinématiques
2. Formalisme de l'interférence Coulomb-nucléaire. Détermination de ρ à faible transfert
3. Phase relative Coulomb-nucléaire
4. Remarques sur la relation d'interférence (I.14)
5. Sensibilité de ρ aux ingrédients de (I.14)

II. DETECTION DU REcul DANS UNE DIFFUSION A PETIT ANGLE

CHAPITRE I

FORMALISME ET METHODE EXPERIMENTALEI 1 - DIFFUSION A PETIT ANGLE. INTERFERENCE COULOMB-NUCLEAIRE1. Variables cinématiques

Nous introduisons ici les notations qui seront employées par la suite.

Pour décrire un processus de diffusion à haute énergie, on utilise les variables s , t , u habituelles de Mandelstam (cf. Appendice A où la figure A.1 définit schématiquement les notations dans le laboratoire).

Nous nous placerons toujours à faible transfert si bien que les relations suivantes seront valables :

$$\left\{ \begin{array}{l} |t| = q^2 = (p_0 \theta)^2 = 2 m_R T_R \quad , \quad E_0 \approx p_0 \\ T_R = \frac{P_R^2}{2m_R} \ll m_R \\ \theta \ll 1 \quad (\sin \theta \approx \theta) \end{array} \right. \quad (I.1)$$

2. Formalisme de l'interférence Coulomb-nucléaire. Détermination de ρ à faible transfert

L'amplitude hadronique de diffusion élastique π - p est une fonction complexe $f_H(s, t)$ de s et t (cf. Appendice B).

La quantité ρ est définie par le rapport :

$$\rho(s, t) = \text{Re } f_H(s, t) / \text{Im } f_H(s, t) \quad (I.2)$$

de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude. Connaissant la section efficace totale π - p , la détermination de $\rho(s, 0)$ à faible transfert permet de remonter à la partie réelle de l'amplitude de diffusion sur l'avant par l'intermédiaire du théorème optique :

$$\text{Im } f_H(s, 0) = \frac{p_0}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}(s) \quad (I.3)$$

avec : $\sigma_{\text{tot}}(s)$: section efficace totale π - p .

Une méthode permettant d'obtenir $\rho(s, 0)$ consiste à extrapoler à $t = 0$ la section efficace différentielle de diffusion élastique ; ρ est alors obtenu à partir de l'expression (cf. Appendice B) :

$$\frac{p_0^2}{\pi} \frac{d\sigma}{dt}(t=0) = |f_H(s, 0)|^2 = (1 + \rho^2) \frac{p_0^2}{16\pi^2} \sigma_{\text{tot}}^2(s) \quad (I.4)$$

Cependant cette méthode demande de connaître avec précision le point optique et la section efficace totale. De plus elle ne donne pas le signe de ρ .

Une approche plus adaptée et qui est habituellement utilisée pour cette étude consiste à mesurer la section efficace différentielle élastique dans la région de l'interférence Coulomb-nucléaire. Dans ce domaine de transfert où les deux interactions électromagnétique et hadronique contribuent à la diffusion, on peut écrire l'amplitude correspondante au moyen du formalisme des paramètres d'impact (fonctions de profil de Glauber^(1,2)) :

$$f(\vec{q}) = \frac{ip_0}{2\pi} \int d^2 \vec{b} e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}} [1 - \Gamma(\vec{b})] \quad (I. 5)$$

où $\begin{cases} \vec{b} : \text{vecteur paramètre d'impact } (\ell p_0 b) \\ \vec{q} : \text{moment de transfert} \\ \Gamma(\vec{b}) : \text{fonction de profil de la diffusion obtenue à partir du déphasage total :} \end{cases}$

$$1 - \Gamma(\vec{b}) = e^{i\chi_{\pi p}(\vec{b})} \quad (I. 6)$$

Le déphasage πp sur l'avant est construit à partir de la somme des déphasages coulombien et nucléaire (tous deux faibles pour $\theta \approx 0$):

$$\chi_{\pi p}(\vec{b}) = \chi_c(\vec{b}) + \chi_H(\vec{b}) \quad (I. 7)$$

On peut alors décomposer la fonction de profil total (I. 6) de la façon suivante :

$$1 - \Gamma(\vec{b}) = (1 - e^{i\chi_c(\vec{b})}) + e^{i\chi_c(\vec{b})} (1 - e^{i\chi_H(\vec{b})})$$

qui fait apparaître explicitement la fonction de profil coulombienne $\Gamma_c = 1 - e^{i\chi_c}$ et la fonction de profil hadronique $\Gamma_H = 1 - e^{i\chi_H}$.

En terme d'amplitude, la relation (I. 5) devient :

$$f_{\pi p}(\vec{q}) = f_c(\vec{q}) + f_{HC}(\vec{q}) \quad (I. 8)$$

avec :

$$f_c(\vec{q}) = \frac{ip_0}{2\pi} \int d^2 \vec{b} e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}} (1 - e^{i\chi_c(\vec{b})}) = \text{amplitude coulombienne pure}$$

$$f_{HC}(\vec{q}) = \frac{ip_0}{2\pi} \int d^2 \vec{b} e^{i\vec{q} \cdot \vec{b}} e^{i\chi_c(\vec{b})} (1 - e^{i\chi_H(\vec{b})}) = \text{amplitude hadronique distordue par le terme coulombien}$$

Dans le cas d'une charge ponctuelle :

$$\chi_c^{pt}(\vec{b}) = \frac{2\alpha}{\beta} Q \ell n(p_0 b) = 2 \eta Q \ell n(p_0 b)$$

avec : $\alpha = 1/137$

$$\beta = P_0/E_0$$

$$\eta = \alpha / \beta$$

$Q = \text{charge incidente,}$

d'où :

$$f_c^{pt}(\vec{q}) = ip_0 \int_0^\infty b db J_0(qb) [1 - e^{i2\eta \Omega \ell n(p_0 b)}] = -2\eta \frac{e^{i\varphi_c}}{q} \quad (I.9)$$

avec :

$$\varphi_c = -2\eta \Omega \ell n \frac{\theta}{2} + 2 \arg \Gamma(1+i\eta) = \text{phase de Coulomb}$$

Pour deux particules non ponctuelles :

$$\chi_c(\vec{b}) = 2\eta \Omega \int \tilde{\rho}(\vec{r}) \ell n(p_0 |\vec{b} - \vec{b}'|) d\vec{r}$$

où $\tilde{\rho}(\vec{r})$ est une fonction de densité de charge tenant compte de l'extension du pion et du proton ⁽³⁾.

A faible transfert :

$$f_c(\vec{q}) \approx f_c^{pt}(\vec{q}) \left[1 + O[q^2(r_\pi^2 + r_p^2)] \right]$$

En terme relativiste, $f_c(q)$ correspond à l'amplitude indépendante du spin donnée par le diagramme habituel d'échange d'un photon, l'extension finie des particules étant introduite à l'aide des facteurs de forme électromagnétiques :

$$f_c(t) = 2\eta \frac{\Omega p_0}{t} F_\pi(t) F_p(t) \quad (I.10)$$

avec :

$$\begin{cases} F_\pi(t) = (1 - t/0,59)^{-1} = e^{r_\pi^2 t} & \text{où } r_\pi^2 \approx 1,7(\text{GeV}/c)^{-2} & (I.10a) \\ F_p(t) = (1 - t/0,71)^{-2} = e^{r_p^2 t} & \text{où } r_p^2 \approx 2,9(\text{GeV}/c)^{-2} & (I.10b) \\ t = -q^2 < 0 \end{cases}$$

En ce qui concerne la seconde amplitude de l'expression (I.8) qui nous intéresse plus spécialement à faible transfert, nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation de Bethe ⁽⁴⁾ :

$$f_{CH}(\vec{q}) = \frac{ip_0}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} e^{i\chi_c(\vec{b})} \left[(1 - e^{i\chi_H(\vec{b})}) \right] \approx e^{i\varphi_B} f_H(\vec{q}) \quad (I.11)$$

où :

$$\varphi_B = \frac{\int d^2\vec{b} \tilde{\rho}(\vec{b}) \chi_c(\vec{b})}{\int d^2\vec{b} \tilde{\rho}(\vec{b})} = \text{"phase de Bethe"}$$

et f_H est l'amplitude hadronique paramétrisée à haute énergie sous la forme habituelle qui néglige le terme de retournement de spin :

$$f_H(\vec{q}) = f_H(t) \approx \left[i + \rho(s, t) \right] \frac{p_0^\sigma t(s)}{4\pi} e^{Bt/2} \quad (I.12)$$

B étant la pente hadronique logarithmique à faible transfert.

A partir de (I.9) et (I.11), la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left| f_c(s, t) + e^{i\varphi_B} f_H(s, t) \right|^2 = \left| 2\eta \Omega p_0 \frac{F_\pi F_p}{t} e^{i\delta(t)} + f_H(s, t) \right|^2 \quad (I.13)$$

où $\delta(t) = \varphi_c - \varphi_B$ est la phase coulombienne modifiée par la phase de Bethe., et finalement l'expression de la section efficace différentielle sur l'avant est :

$$\frac{d\sigma}{dt} = 4\pi\eta^2 \frac{F_n^2 F_p^2}{t^2} + (1 + \rho^2) \frac{\sigma_t^2 e^{Bt}}{16\pi} + (Q\rho \cos \delta + \sin \delta) \eta \frac{F_n F_p}{t} \sigma_t e^{\frac{Bt}{2}} \quad (I.14)$$

Les trois termes de (I.14) décrivent respectivement :

- la contribution coulombienne pure qui domine aux très faibles $|t|$ ($|t| < 0,001$) : $C \approx 4\pi \frac{\alpha^2}{t}$
- la contribution hadronique pure représentant le pic de diffusion sur l'avant : $N \approx \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi} e^{Bt}$
- la contribution de l'interférence des deux amplitudes dépendant de la charge du hadron incident : $I \approx Q\delta \eta e^{Bt/2}$, avec :

$$\delta(\rho, \delta) = \rho \cos \delta + Q \sin \delta \quad (I.15)$$

Le domaine de transfert dans lequel I est le plus important correspond évidemment à la région où les deux amplitudes sont égales :

$$\frac{2\alpha}{|t_I|} \approx \frac{\text{Im } f_H(0)}{p_0} \implies |t_I| (\text{GeV}/c)^2 \approx \frac{8\pi\alpha}{\sigma_{tot}(s)} \approx \frac{0,07}{\sigma_{tot}(mb)} \quad (I.16)$$

A haute énergie ($p_0 > 30 \text{ GeV}/c$), $\sigma_{tot} \approx 24 \text{ mb}$, d'où $|t_I| \approx 0,003 (\text{GeV}/c)^2$.

Autour de cette valeur, la phase de Bethe est faible (0,02 à 0,04) si bien que la correction introduite par elle au terme d'interférence est approximativement additive :

$$\delta(\rho, \delta) \approx \rho + Q\delta \quad (I.17)$$

La figure (I.1) représente la section efficace différentielle (I.14) ainsi que chacun des termes qui la composent dans le cas de $\pi^- p$ à $100 \text{ GeV}/c$ ($\sigma_{tot} = 24 \text{ mb}$, $B = 11 (\text{GeV}/c)^2$).

L'interférence est destructive si ρ est négatif ($Q = -1$). La sensibilité des différents termes de (I.14) à ρ est mise en évidence de façon plus explicite dans la figure (I.2) où l'on a représenté différentes courbes de section efficace différentielle $\pi^- p$ normalisée au cas où $\rho = 0$. Pour les très faibles transferts ($|t| \lesssim 10^{-3} (\text{GeV}/c)^2$), le terme de Coulomb est prépondérant si bien que l'importance de ρ est quasiment nulle ($R \approx 1$).

Dans le domaine $0,001 \lesssim |t| \lesssim 0,007 (\text{GeV}/c)^2$, l'influence de ρ sur R est maximum (une variation de 0,01 de ρ correspond à une variation identique de R). Enfin pour $|t| \gtrsim 0,007 (\text{GeV}/c)^2$ cette influence s'atténue sans être pour autant nulle du fait de la présence du facteur $(1 + \rho^2)$ dans le terme hadronique prépondérant : on remarque aussi le comportement un peu différent de R suivant le signe de ρ (cf. par exemple les courbes $\rho = +0,5$ et $\rho = -0,5$ qui ont un comportement très dissemblable).

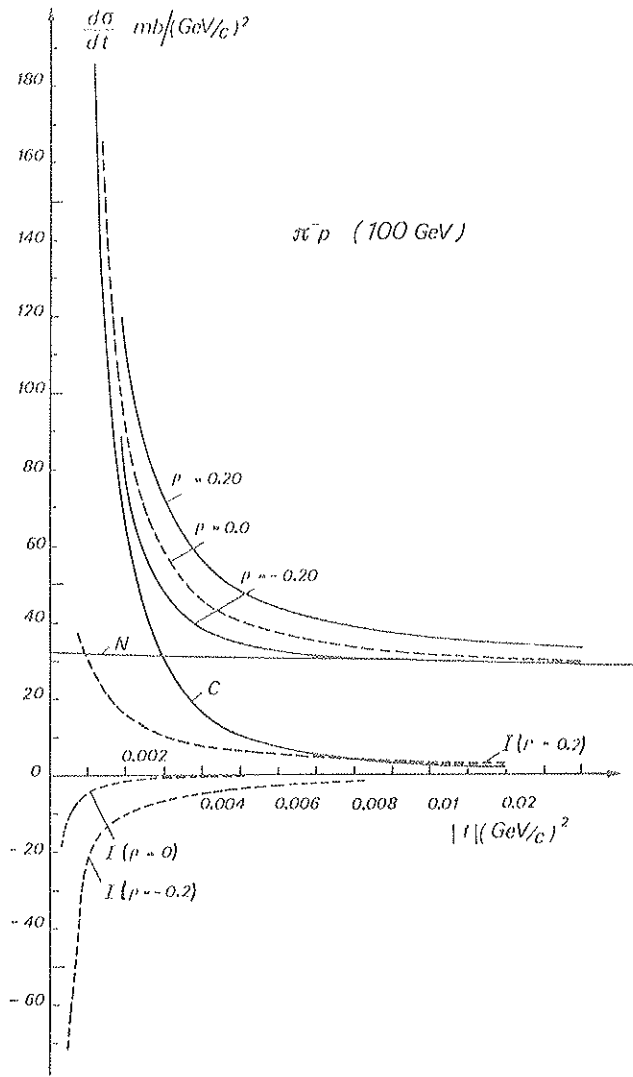


FIGURE I.1 - Section efficace différentielle π^-p à 100 GeV en fonction de $|t|$.

- N : terme hadronique
- C : terme coulombien
- I : terme d'interférence

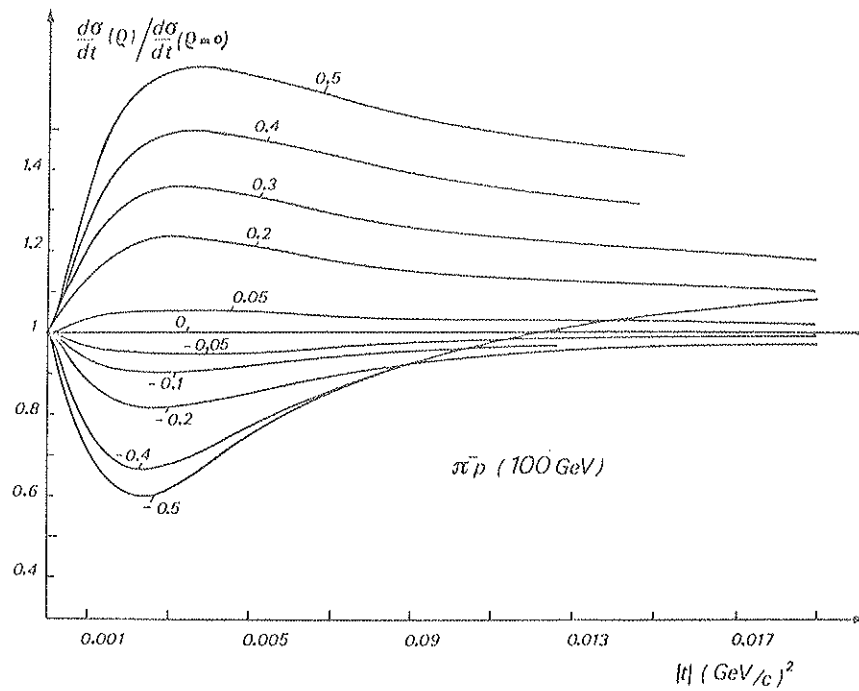


FIGURE I.2 - Rapport $R = \frac{d\sigma}{dt}(\rho \neq 0) / \frac{d\sigma}{dt}(\rho = 0)$ en fonction de $|t|$. Différentes courbes pour $\rho > 0$ et $\rho < 0$.

3. Phase relative Coulomb-nucléaire

De nombreux auteurs ont abordé le problème du calcul de φ_B , aussi bien dans le cadre non relativiste (théorie du potentiel⁽⁴⁾ ou théorie de la diffraction^(5,6,7)) que dans le cadre relativiste de l'électrodynamique quantique^(8,9,10,11).

La phase relative Coulomb-nucléaire telle qu'elle a été définie à l'origine par Bethe (relation I.11) est obtenue en moyennant sur les paramètres d'impact la phase coulombienne. En supposant ainsi que la distribution de charge et de matière est gaussienne ($\propto e^{-a^2/4q^2}$), on obtient :

$$\varphi_B \approx 2 \eta [\ell n(a q) + 0,058] \quad (I.18)$$

où $a \approx$ portée de l'interaction forte,

d'où :

$$\delta(t) \approx 2 \eta \left[\ell n \left(\frac{2 p_0}{q} \right) - C - \ell n(p_0 a) - 0,058 \right]$$

c'est à dire :

$$\delta(t) = 2 \eta \ell n \left(\frac{1,06}{a q} \right) = - \eta (\ell n(B' | t|) - 0,117) \quad (I.19)$$

avec :

$$B' = a^2 \lesssim 1 \text{ f m}^2$$

(I.19) est l'expression classique donnée par Bethe.

L'étude de l'interférence Coulomb-nucléaire faite postérieurement dans le cadre de l'électrodynamique quantique montre que le résultat précédent reste valable à haute énergie. Dans ce traitement relativiste, où cette phase apparaît comme étant due à différents effets (échange de plusieurs photons, présence d'états excités hadroniques, polarisation du vide, etc) les facteurs de forme des particules en interaction peuvent être introduits explicitement. D'une façon plus précise, le calcul des graphes planaires G_1 , en tenant compte du recul du photon, conduit à l'expression générale suivante ($t \approx 0$) :

$$\delta(t) \approx - 2 \eta \ell n \frac{\theta}{2} + \eta \int_{-4p_0^2}^0 \left(\frac{f_H(s, t')}{f_H(s, t)} \mathcal{F}(t') - 1 \right) \frac{dt'}{|t-t'|} \quad (I.20)$$

$$\text{où : } \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{F}(t) = F_\pi(t) F_p(t) \\ f_H(s, t) = \text{amplitude hadronique} \end{array} \right.$$

et dans laquelle sont négligées certaines corrections difficiles à évaluer⁽¹²⁾, notamment la contribution des graphes non planaires G_2 qui demandent (pour raison de conservation de la charge), le calcul des graphes G_3 ⁽¹³⁾.

L'intégrale de l'expression (I.20) négligée par Soloviev⁽¹¹⁾ conduit en introduisant les paramétrisations gaussiennes (I.10 a), (I.10 b) et (I.12) à l'expression classique de West et Yennie⁽⁸⁾ ou de Locher⁽⁹⁾ :

$$\delta(t) \approx - \eta \left(\ell n(B' | t|) + 0,577 \right) \quad (I.21)$$

avec :

$$B' = B + r_p^2 + r_\pi^2 \approx B + 5 (\text{GeV}/c)^{-2} \quad (I.22)$$

On voit que le paramètre B' dépendant des modèles choisis pour représenter l'amplitude hadronique et les facteurs de forme, va intervenir dans l'incertitude attachée à la valeur de $\delta(t)$. Le calcul numérique de l'intégrale précédente entrepris par E. Boric⁽¹⁴⁾ à partir d'une paramétrisation de $f_H(t)$ proposée par Eichmann⁽¹⁵⁾ est cependant en bon accord avec les expressions (I.21) et (I.22) pour $|t| < 10^{-3} (\text{GeV}/c)^2$ et permet d'obtenir pour $|t| < 10^{-2} (\text{GeV}/c)^2$ l'expression voisine suivante (tirée d'un lissage des paramétrisations) :

$$\delta(t) = -\eta \left(\ln(B' |t|) + 0,577 + 100 |t| \right) \quad (\text{I.23})$$

La figure (I.3) donne un aperçu des différentes expressions précédentes. L'incertitude sur la valeur de δ se répercute directement sur la valeur de ρ ($|\Delta\rho| = |\Delta\delta|$) (cf. relation 1.17 et figure I.3). On voit qu'autour de $0,003 (\text{GeV}/c)^2$, $\Delta\delta \approx 0,003$ pour différentes valeurs de B' ($B' = 9$ à $16,5 (\text{GeV}/c)^{-2}$) et $\Delta\delta \approx 0,010$ suivant l'expression considérée. En fait à ces incertitudes doit s'ajouter celle correspondant aux différentes corrections radiatives qu'il est difficile de prendre en compte et West et Yennie évaluent assez arbitrairement à $\Delta\delta \approx 0,015$ l'incertitude systématique globale.

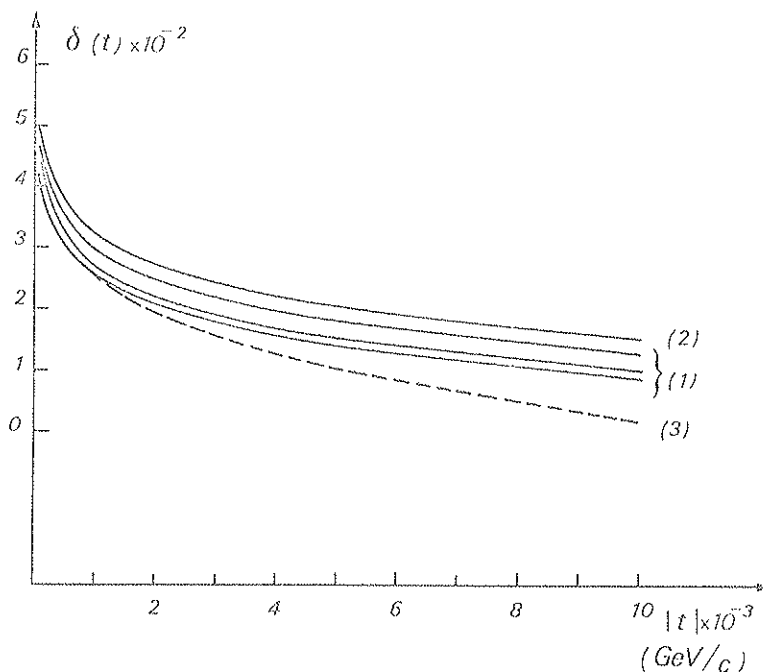


FIGURE I.3 - Différentes expressions de $\delta(t)$ en fonction de $|t|$

- | | | | |
|-----|------------|--------|---------------------------|
| (1) | Expression | (I.21) | ($B' = 9, 5, 14, 16,5$) |
| (2) | Expression | (I.19) | ($B' = 14$) |
| (3) | Expression | (I.23) | ($B' = 16$) |

4. Remarques sur la relation (I.14)

Il est important de remarquer ici que la valeur de ρ déterminée à partir de l'interférence Coulomb-nucléaire dépendra des modèles choisis pour décrire l'amplitude hadronique et les effets électromagnétiques (corrections radiatives) et de garder à l'esprit les différentes approximations introduites :

- Amplitude hadronique : la paramétrisation (I.12) habituellement utilisée à haute énergie demande les trois hypothèses suivantes :

- amplitude de retournement de spin négligeable : les résultats expérimentaux de polarisation à haute énergie sont peu nombreux⁽¹⁶⁾ ; ils semblent indiquer que les effets de spin sont faibles sans pour autant être nuls et bien que sur l'avant seule l'amplitude scalaire f_{H} subsiste, ils peuvent donner une contribution de l'ordre de 1%⁽¹⁷⁾.
- dépendance en t de ρ négligée : on suppose en effet que $\rho(s,t) \approx \rho(s,0) = \text{constante}$ dans la région de l'interférence. En fait cette approximation semble valable dans la gamme restreinte de $|t|$ mesurée : la variation de ρ déduite des paramétrisations de l'amplitude π -N à haute énergie de Eichmann⁽¹⁵⁾ (courbes I et II de la figure I.4) est seulement de l'ordre de 0,003 entre 0,0 et 0,02 $(\text{GeV}/c)^2$ ($\rho(t) \approx \rho(0) + 0,2 t$ entre 0,0 et 0,05 $(\text{GeV}/c)^2$).
- on suppose de même que la pente logarithmique B reste constante dans l'intervalle de $|t|$ mesuré (comportement simple exponentiel de $d\sigma/dt$ pour $|t| \leq 0,04 (\text{GeV}/c)^2$). Les résultats expérimentaux donnent une confirmation à posteriori de cette hypothèse.

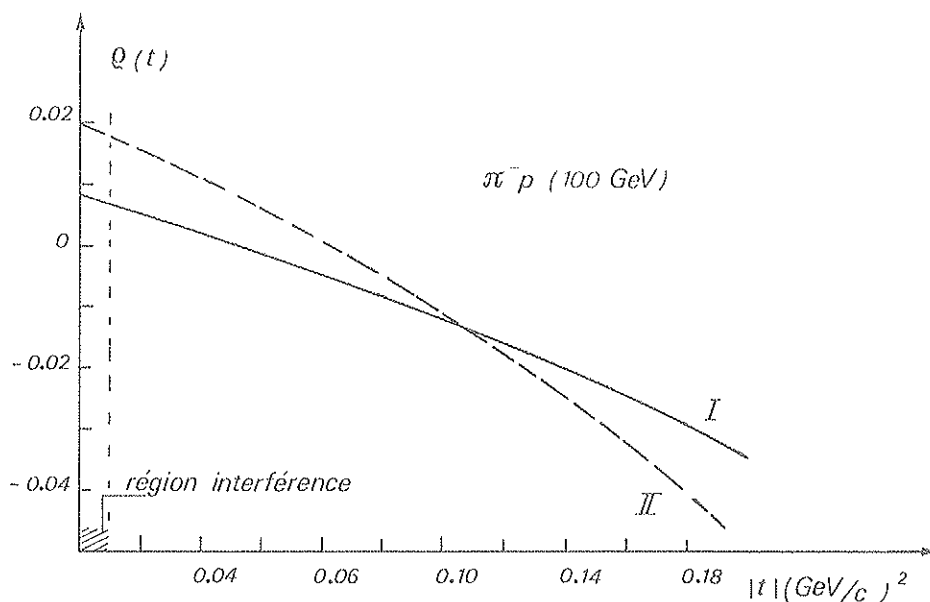


FIGURE I.4 - Variation de ρ avec $|t|$ tirée des paramétrisations I et II de $f_{\pi N}$

- Amplitude électromagnétique : l'expression (I.10) tient compte des variations des facteurs de forme mais ne prend pas en compte le terme de moment magnétique et néglige certaines corrections radiatives telles que la polarisation du vide dont les variations avec t peuvent être du même ordre de grandeur. Une expression plus complète de l'amplitude coulombienne est donnée dans l'appendice B (expression B.27) et sur la figure (I.5) on a porté la différence relative Δ des deux expressions : on voit que pour $|t| \approx 0,001 (\text{GeV}/c)^2$, cette différence (due essentiellement au terme de polarisation du vide) est de l'ordre de 1% ($\approx 0,8\%$ dans la région de l'interférence). Un lissage de $d\sigma/dt$ générée suivant la formule (I.14) avec $\rho_0 = 0,05$ par l'expression plus complète B.27 montre une différence de l'ordre de 0,005 ($\rho = 0,045 \pm 0,008$ pour une statistique de 50.000 événements de 0 à 0,04 $(\text{GeV}/c)^2$) qui est faible par rapport à l'incertitude expérimentale. Pour comparaison, on a porté sur la figure (I.5) l'effet de la phase $\delta(t)$ dans (B.27) (courbe en pointillés, expression (I.21) pour $\delta(t)$).

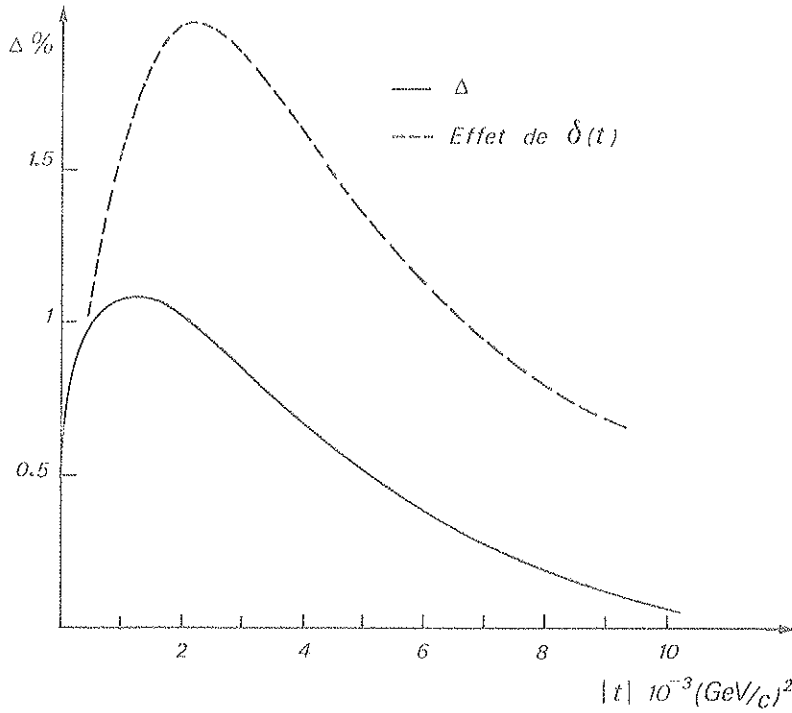


FIGURE 1.5

Comparaison des deux expressions de $d\sigma/dt$ définies dans le texte

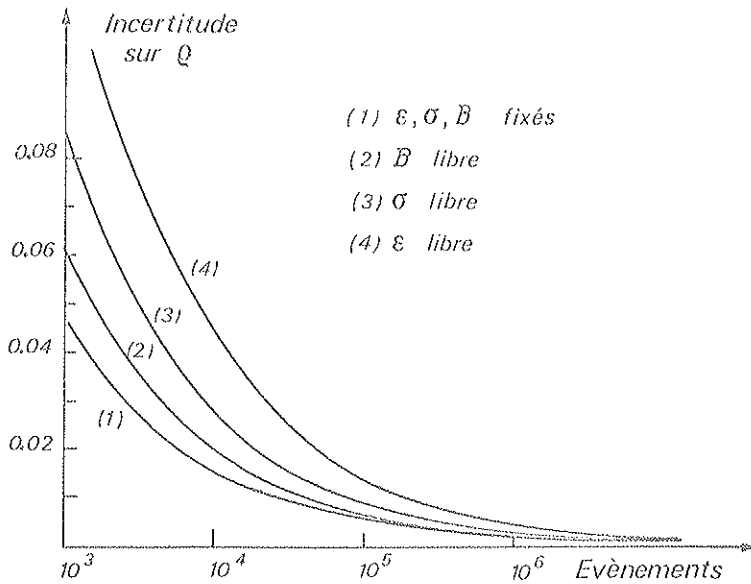


FIGURE 1.6

Différentes contributions à l'incertitude de la mesure de ρ en fonction de la statistique ("libre" signifie que le paramètre correspondant n'est pas contraint dans le processus de lissage).

5. Sensibilité de ρ aux ingrédients de (I.14)

Le comportement très différent des termes C et N avec t permet, grâce à un lissage de la distribution expérimentale, d'extraire le terme d'interférence I. De façon plus précise, on écrira d'un point de vue expérimental :

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta t}(t_1) = (1 + \epsilon) E(t_1, \sigma_{\text{tot}}, B, \rho) \quad (\text{I.24})$$

où :

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta t} = \text{section efficace différentielle mesurée.}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E(t_i, \sigma_{\text{tot}}, B, \rho) = \text{expression (I.14)} \\ e = \text{correction de normalisation} \\ t_i = \text{carré du quadrimoment de transfert mesuré.} \end{array} \right.$$

A partir de (I.24) une étude détaillée de la précision avec laquelle ρ peut être déterminée expérimentalement a été faite par T. Ekelöf⁽¹⁸⁾. Indépendamment des facteurs d'incertitude liés aux modèles décrivant f_c , f_H et δ évoqués précédemment, l'importance du rôle des paramètres B , σ_{tot} et e , y est discutée en fonction de la statistique accumulée et de l'intervalle de transfert exploré. La figure I.6 illustrant de façon globale le rôle de chacun des trois paramètres précédents met en relief l'importance du facteur de normalisation : ainsi, pour une statistique de 60.000 événements (entre 1 et 10 MeV), l'erreur ρ qui est de l'ordre de 0,01 si B seul n'est pas connu devient $\approx 0,014$ si σ_{tot} seule n'est pas connue et atteint presque 0,02 dans le cas où e seul est inconnu. Cet exemple montre l'influence relativement faible de la pente hadronique sur la mesure de ρ .

L'importance de l'étendue de l'intervalle Δt_{exp} mesuré et de la précision avec laquelle le quadrimoment de transfert est obtenu est aussi à souligner. Des exemples en sont fournis sur la figure I.7 : la rapide décroissance du terme coulombien avec t explique la nécessité d'avoir une bonne précision sur t aux faibles transferts, cette précision devant être d'autant meilleure que l'intervalle Δt_{exp} est plus restreint ($|t|_{\text{max}} > 0,02 \text{ (GeV/c)}^2$).

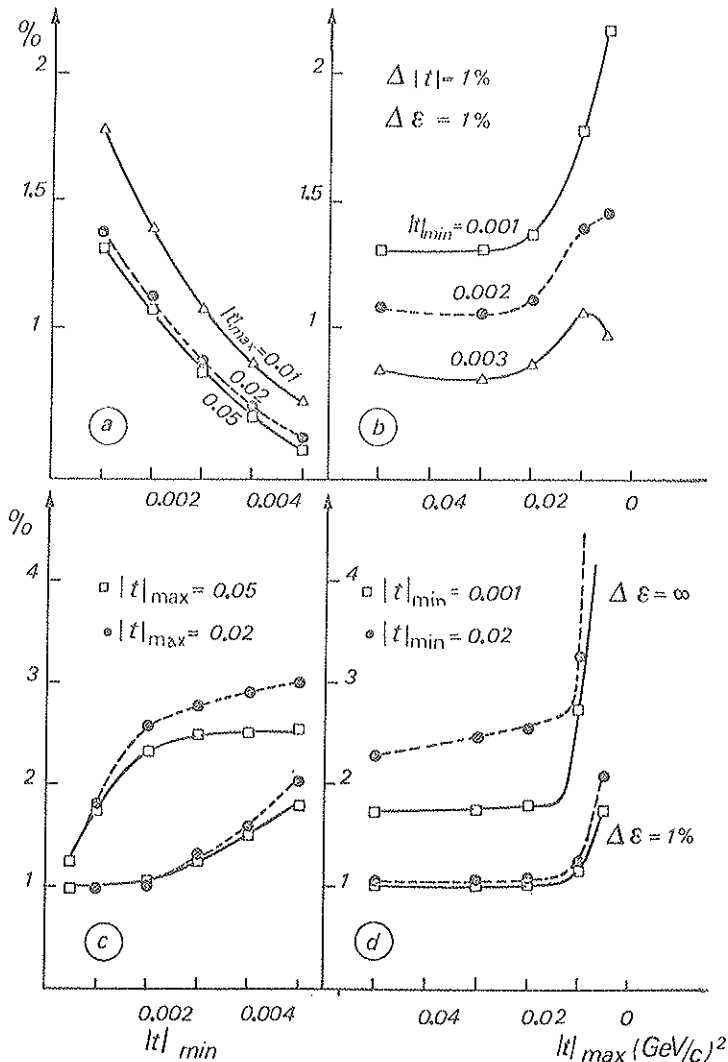


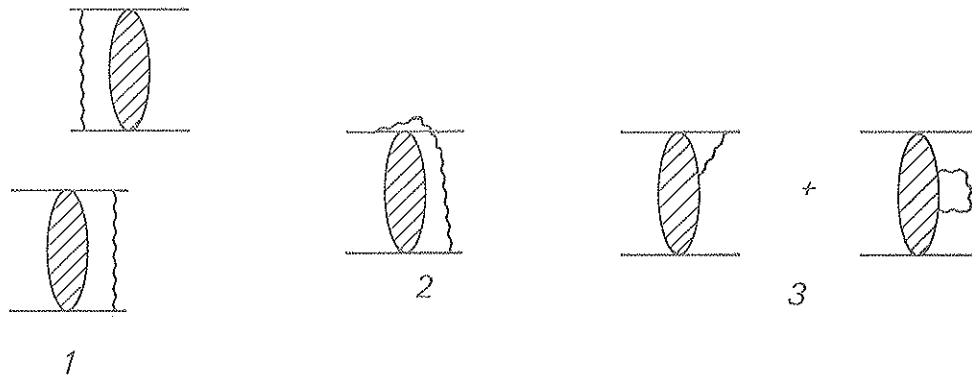
FIGURE I.7

Résumé de l'influence des limites de l'intervalle en $|t|$ exploré sur la précision de la mesure de ρ :

- (a) et (c) : $|t|_{\text{min}}$ en abscisses
 (b) et (d) : $|t|_{\text{max}}$ en abscisses
 [(a) et (b) sont obtenues pour $\Delta |t| = 1\%$ et $\Delta \epsilon = 1\%$]

Pour la détermination précise de $\rho(0)$ ($\Delta\rho \approx 0,01$ à $0,02$), cette étude permet de dégager les points essentiels suivants qu'il importe de vérifier :

- niveau de statistique élevé, d'autant plus élevé si l'on ne dispose pas de la mesure de la normalisation (cf. par exemple les expériences des ISR et du "jet" qui sont des mesures de haute statistique)
- mesure précise du quadrimoment de transfert dans la région coulombienne
- extension de la mesure du quadrimoment de transfert au-delà de la zone d'interférence, ce qui permet d'extraire indépendamment la pente hadronique B à faible transfert, mal connue dans le cas π^-p .



Graphes G intervenant dans le calcul de $\delta(t)$

II - DETECTION DU RECUIL DANS UNE DIFFUSION A PETIT ANGLE

Cette méthode de détection consiste à observer la particule cible dont l'énergie cinétique après la collision donne directement le carré du quadrimoment de transfert (relation I.1. et appendice A).

La précision sur t est alors déterminée uniquement par la précision avec laquelle l'énergie cinétique de recul T_R est mesurée :

$$\Delta |t| = 2 m_c \Delta T_R$$

et ce indépendamment de l'énergie de la particule incidente, ce qui n'est pas le cas dans une méthode où t est déterminée par un spectromètre sur l'avant. En effet, d'après (I.1) :

$$\frac{\Delta |t|}{|t|} = \frac{2 \Delta p_0}{p_0} + \frac{2 \Delta \theta}{\theta}$$

d'où en négligeant la dispersion du moment incident :

$$\Delta |t| \approx 2 p_0 \sqrt{|t|} \Delta \theta$$

Cette dernière relation montre que pour un transfert donné, la précision de la mesure de l'angle doit être d'autant plus grande que le moment incident est élevé. Il est clair dans ce cas que la détection des événements élastiques au moyen d'un spectromètre avant dans la région coulombienne devient extrêmement délicate à haute énergie⁽¹⁹⁾, les difficultés expérimentales essentielles étant :

- la mesure précise de l'angle θ , compliquée par les effets importants de diffusion multiple dans les fenêtres de la cible,
- les problèmes d'acceptance sur l'avant (complexité de l'analyse et normalisation délicate : on peut citer ici l'exemple de l'expérience E69 au Fermilab antérieure à WA9 et dont les résultats définitifs n'ont pas encore été présentés)
- la contamination par les événements inélastiques qu'il est difficile d'éliminer par la seule détection de la particule diffusée.

Plusieurs expériences ont déjà utilisé cette méthode du recul, employant différentes techniques de détection suivant la gamme de transfert à mesurer et le but physique poursuivi⁽²⁰⁾. D'autres sont en projet ou en préparation^(21, 22).

Dans le domaine des faibles transferts, il faut citer plus spécialement les expériences du "jet"⁽²³⁾ réalisées au Fermilab avec les protons du faisceau interne pour l'étude à différentes énergies de la diffusion élastique p-p dans la région de l'interférence Coulomb-nucléaire. En effet ces expériences, analogues à WA9 quant à la physique étudiée et au principe expérimental mis en oeuvre, sont particulièrement représentatives de la méthode de recul puisqu'elles ont mis en pratique la plupart de ses avantages, notamment :

- la mesure précise de $|t|$ en détectant le proton de recul à partir de 250 keV au moyen de semiconducteurs au silicium, avec une résolution angulaire $\Delta\theta_R$ de ± 3 mrd ($\Delta|t| = 10^{-4}$ (GeV/c)², intervalle mesuré $0,0005 \leq |t| \leq 0,04$ (GeV/c)²)
- la parfaite adaptation du dispositif à des mesures effectuées dans une gamme très étendue d'énergie incidente, (les expériences du jet sont à ce titre exemplaires puisqu'elles ont permis la collection de données de 50 GeV/c à 400 GeV/c, au cours d'un même cycle d'accélération) sans avoir à changer la disposition des détecteurs concentrés vers $\theta_R \simeq 90^\circ$ (l'angle de recul ne variant pratiquement pas avec l'énergie incidente - cf. relation A.8 et courbes correspondantes -).
- la faible extension, pour une expérience de haute énergie, de l'ensemble du dispositif expérimental ($\simeq 3$ mètres). Cependant une des caractéristiques essentielles de ces expériences (et de celles qui utilisent des détecteurs solides de quelques cm² situés à une certaine distance de la cible) est la nécessité de disposer d'un faisceau intense ($\approx 2 \times 10^{13}$ p/s) afin de compenser d'une part la faible acceptance angulaire (typiquement $\Delta\theta_R \approx 10^{-5}$ strd) et, d'autre part, la minceur de la cible utilisée ($\rho \approx 2 \times 10^{-8}$ g/cm³ dans le cas du jet gazeux, de façon à pouvoir détecter les protons de très faible énergie cinétique). Il est évident que seul un faisceau primaire de protons répond à cette nécessité ce qui restreint le domaine de physique accessible (expérience de masse manquante en protons), la forte intensité du faisceau rendant toute détection à faible angle impossible.

Pour une expérience de recul utilisant les particules d'un faisceau secondaire, il est clair que les conditions expérimentales sont très différentes. Pour avoir une acceptance raisonnable, l'angle solide et le nombre de noyaux cibles doivent compenser le facteur important (10^6 à 10^7) perdu dans le nombre de particules incidentes. La détection des faibles transferts interdisant d'autre part la présence de parois pouvant confiner la cible, il ne reste guère comme solution que l'utilisation d'un détecteur de recul qui servira à la fois de cible et de milieu (cible "active") analogue aux chambres à streamer. Cette technique de compteur électronique, déjà mise en pratique pour l'étude de la production cohérente sur le silicium⁽²⁴⁾ (où la cible était en l'occurrence constituée de plusieurs semiconducteurs au silicium en série), constitue la base du dispositif expérimental de certaines expériences en préparation⁽²¹⁾.

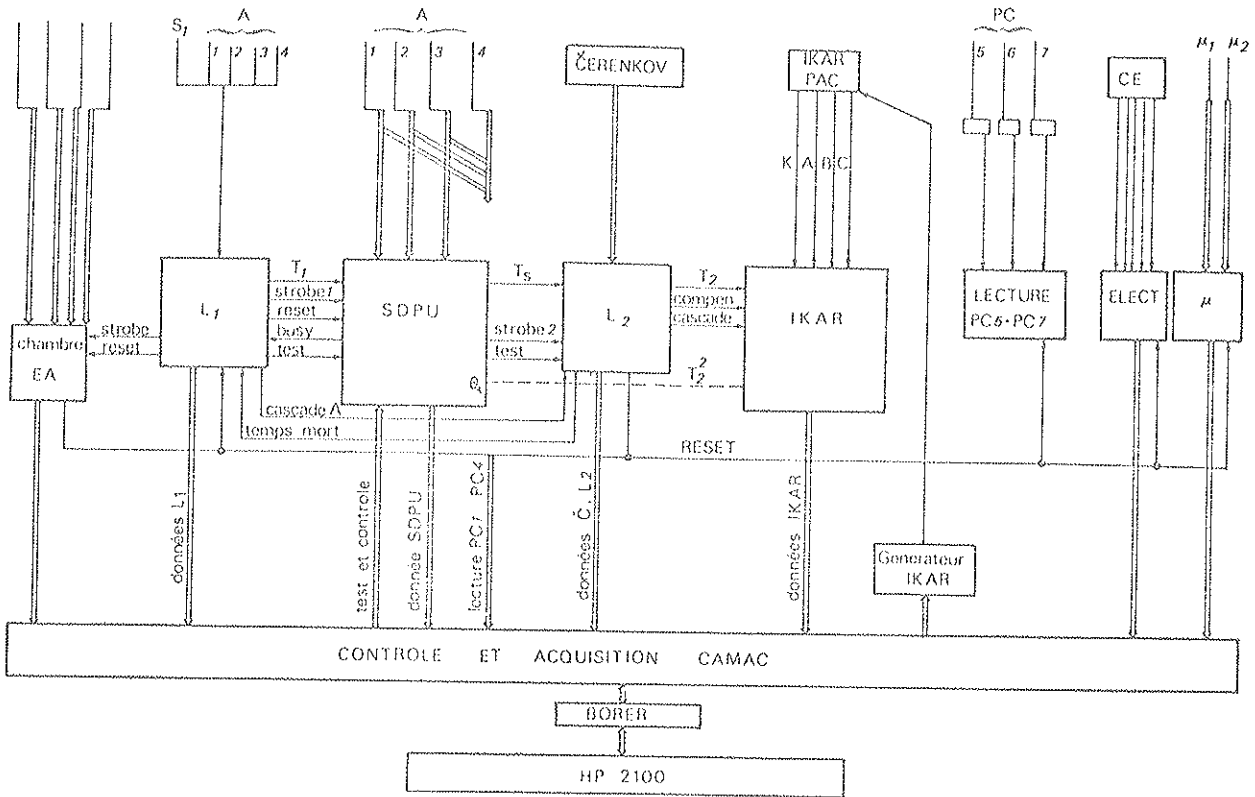


FIGURE II.29 - Schéma d'ensemble des différentes étapes de l'électronique de déclenchement

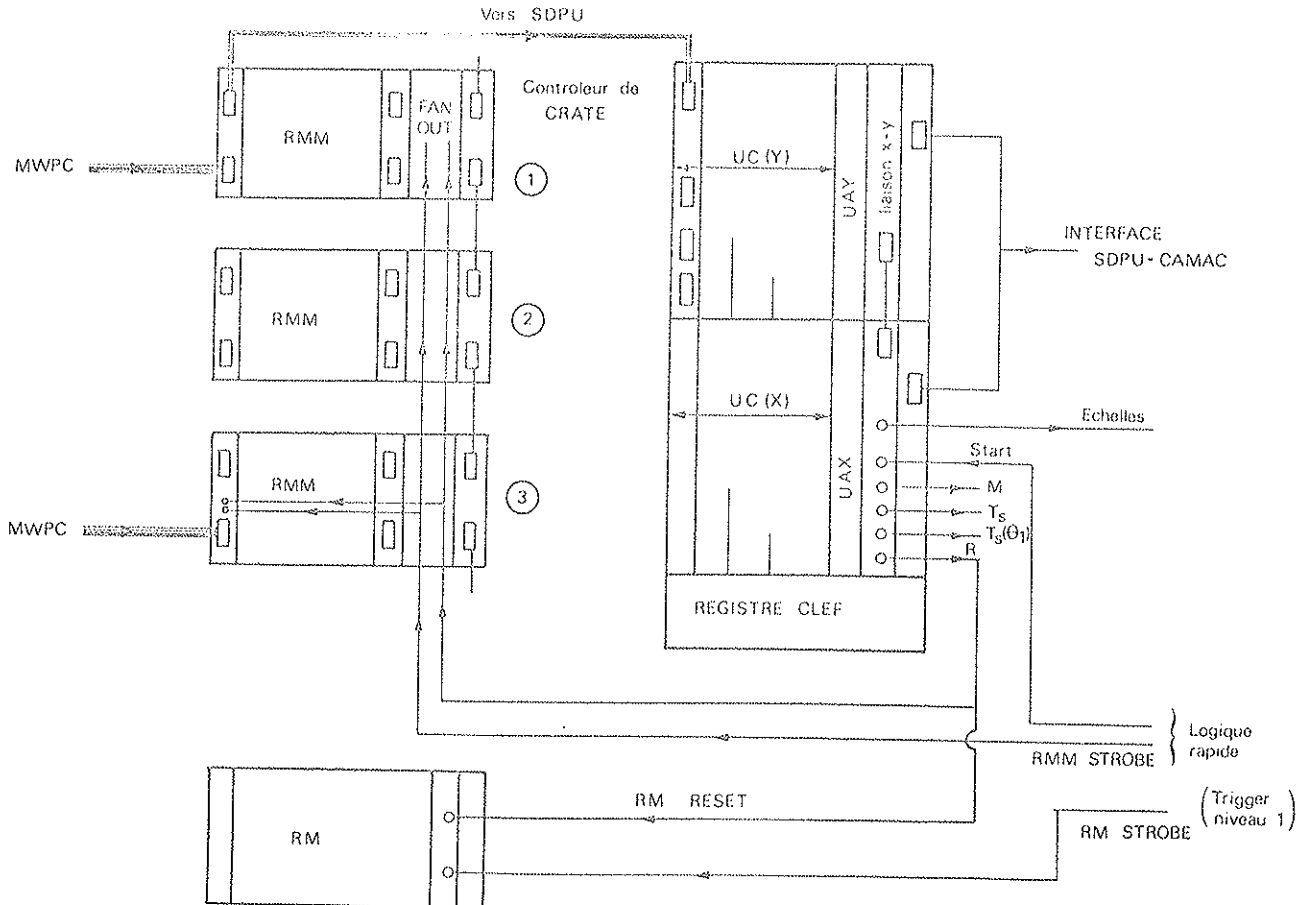


FIGURE II.30 - SDCU et modules receveurs associés

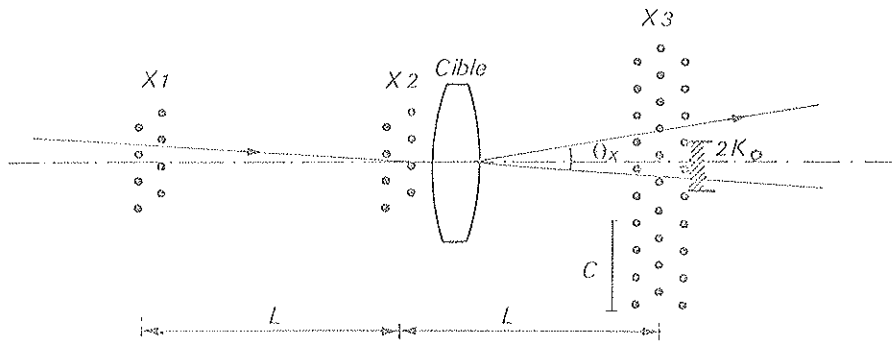


FIGURE II. 31 - Principe de fonctionnement du SDPU à partir des blocs PC1 à PC3 (PC4 n'est pas inclus dans la décision)

- une unité logique de décision (UD) chargée de combiner toutes les opérations logiques et arithmétiques élaborées dans les unités précédentes afin de produire un signal de décision.
- un registre manuel permettant d'introduire à l'aide de clés les options logiques choisies par la sélection (fonctionnement avec un , deux, trois (ou même quatre) plans par coordonnée).

On peut décomposer la logique de décision du SDPU en trois parties :

1) Définition d'une trace incidente PC1 - PC2 qui permettra le calcul sans ambiguïté de l'angle de diffusion. Une telle trace correspond à la condition $p_{in} = 1$ où p_{in} est définie par :

$$p_{in} = (p_{1X} \cdot p_{1Y}) \cdot (p_{2X} \cdot p_{2Y}) \quad (\text{II. 3})$$

l'impact dans chaque bloc (caractérisé ici par les variables logiques p_{iX} ou p_{iY}) étant déterminé à partir d'une des deux chambres du bloc :

$$p_{iX} = (p_{iAX} \cup p_{iBX}) \cdot \overline{W_{iX}} \quad (i = 1, 2, \text{ de même pour } Y) \quad (\text{II. 4})$$

avec :

$p_{iAX} = 1$ si un ou au plus deux fils adjacents sont excités dans le plan A (\rightarrow élimination des multiples et des impacts à plus de deux fils)

et $W_{iX} = 1$ si $|X_{iA} - X_{iB}| \geq 3/4$ mm, éliminant éventuellement les traces trop inclinées (traces fortuites). Dans le cas où les deux plans A et B sont efficaces, la coordonnée résultante est la moyenne de Y_A et X_B .

Ainsi la condition $p_{in} = 1$ définit le passage d'une particule unique dans les chambres PC1 et PC2. A ce stade de la logique, le taux de traces incidentes est réduit d'environ 6 à 10% ($p_{in} = 1/\text{start SDPU} \approx 90$ à 94% (tableau III. 2))

2) Définition d'une trace "sortante" à l'aide du bloc PC3. La répartition en région centrale et périphérique (cf. parag. II. 1) des plans PC3 vient compliquer un peu la définition d'une particule sortante :

- dans le cas où seule la partie centrale est concernée ($p_0 = 100$ à 140 GeV/c - figure A. 3(b) de l'appendice A), la trace sortante est définie par la présence d'un "bon impact" sur l'une au moins des trois chambres X (ou Y). De manière analogue à p_{in} , on définit la variable

logique p_{out} (symétrie en X et Y) :

$$p_{out} = p_{3X} \cdot p_{3Y} \tag{II.5}$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} p_{3X} = p_{3AX} \cup p_{3BX} \cup p_{3CX} \\ p_{3XA} = 1 \text{ (= "bon impact") si un, deux ou au plus trois fils adjacents du plan A} \\ \text{est (sont) touché(s) (i.e : environ 98\% des cas).} \end{array} \right.$$

$p_{out} = 0$ si on a un impact multiple sur chacun des trois plans ($m_{out} = 1$, schéma S_1) ou si aucun des plans X (ou Y) n'est excité ($\phi_{out} = 1$). Le taux de $p_{out} = 0$ est l'ordre de 1%

Dans le cas où la gamme angulaire mesurée déborde sur la partie périphérique, il devient alors nécessaire d'introduire dans la logique les informations des fils périphériques afin de ne pas rejeter certains évènements diffusés à grand angle (cf. les schémas S_1 et S_2 illustrant les cas les plus fréquents : dans le cas de S_2 où un impact fortuit arrive au centre d'un plan - cas le plus fréquent à cause du passage du faisceau - l'évènement est normalement éliminé puisque $\theta < \theta_1$; dans le cas S_3 , l'évènement est rejeté car $\phi_{out} = 1$). On complète alors la définition de p_{out} en recherchant un impact périphérique lorsqu'une des situations centrales précédentes arrive :

$$p'_{out} = p_{out} + pp_X \cdot S_X \cup pp_Y \cdot S_Y \tag{II.7}$$

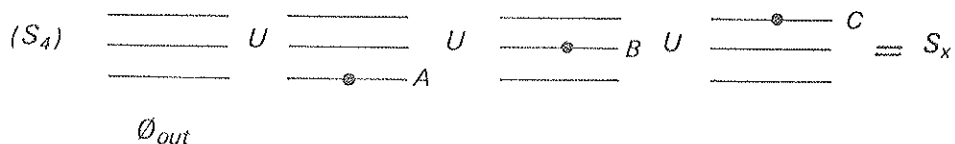
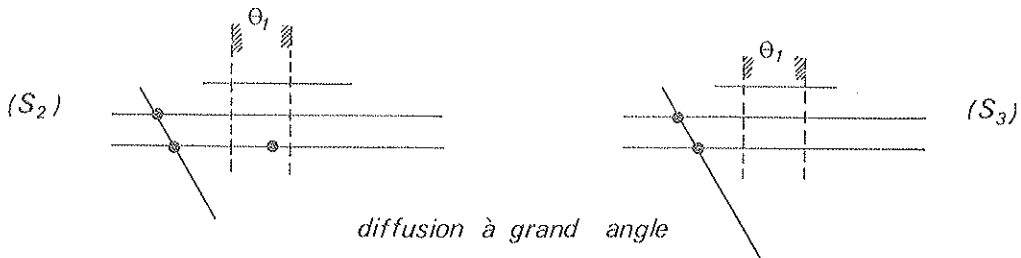
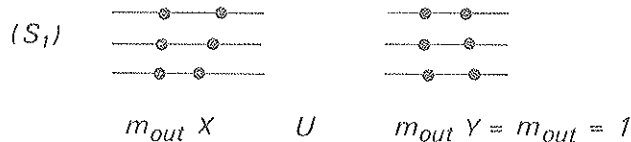
avec :

$$pp_X = OR_{AX} \cup OR_{BX} \tag{II.8}$$

OR_{AX} = ou global de tous les RM du plan AX
(= signal memory OR d'un RM regroupant 16 fils)

$$S_X = \phi_{out}^X \cup p_{3AX} \phi_{3BX} \phi_{3CX} \cup p_{3BX} \phi_{3AX} \phi_{3CX} \cup p_{3CX} \phi_{3AX} \phi_{3BX} \tag{II.9}$$

(cf. schéma S_4 illustrant S_X : même définition pour Y)



3) Décision du SDPU. A partir des variables logiques précédentes, le SDPU élabore dans l'unité de décision les fonctions logiques suivantes :

$$\left[\begin{array}{l} M = p_{in} \cdot p_{out} = \text{signal de moniteur} \\ \text{où } p_{out} \text{ est (II.5) ou (II.7)} \\ T_S = M \cdot \Lambda \text{ (fils centraux seuls)} \\ T_S = M \cdot \left[\Lambda \cup pp_X \cdot S_X \cup pp_Y \cdot S_Y \right] \text{ (fils périphériques)} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Signal de trigger} \\ \text{du SDPU} \end{array} \quad \text{(II.10)} \quad \text{(II.11)}$$

où $\Lambda = \Lambda_X \cup \Lambda_Y = 1$ si la condition angulaire (II.1) en X ou en Y est réalisée.

Si $M = 0$, un signal de réjection rapide FR est émis de façon à prendre en compte immédiatement une nouvelle particule.

Si $T_S = 1$, le SDPU vient comparer une seconde fois l'angle calculé θ à un second seuil θ_1 (correspondant à $T_R \sim 8$ MeV environ) et dans le cas où (II.1) est réalisée pour θ_1 , un signal supplémentaire $T_S(\theta_1)$, associé aux grands angles de diffusion est généré (il faut remarquer que dans le cas où les fils périphériques interviennent, ce signal est automatiquement généré).

On résume les signaux de décision délivrés par le SDPU dans le tableau II.18.

$M = 0$	FR généré	Réjection sans calcul de θ
$M = 1$ et $\theta < \theta_0$	R généré	Réjection sur θ
$M = 1$ et $\theta_0 < \theta < \theta_1$	T_S généré	Prise en compte de l'évènement
$M = 1$ et $\theta > \theta_1$	T_S et $T_S(\theta_1)$ générés	

TABLERAU II.18

La séquence en temps des différentes étapes de la décision est représentée sur la figure II.32 : le signal de décision est délivré par le SDPU en 250 ns environ, durée pendant laquelle aucune nouvelle particule ne peut être analysée (temps mort du SDPU).

A chacune des principales variables logiques décrites précédemment est associée une échelle afin de permettre le contrôle et l'optimisation des conditions de fonctionnement du SDPU (en particulier le comptage associé à Ax et Ay permet l'alignement PC 1 - PC 2 - PC 3 avec une précision de 0,1 mm environ).

Les performances du SDPU sont résumées dans les figures II.33, II.34, et II.35 ;

- La figure II.33 représente le taux de réjection M/T_S en fonction de la constante de seuil θ_0 pour deux définitions de p_{out} . Dans les conditions normales de prises de données, le taux de réjection moyen est de 100, c'est-à-dire que 99% des particules incidentes sont rejetées.
- Les figures II.34 et II.35 montrent les biparamétriques $\theta_x - \theta_y$ obtenus respectivement pour les évènements diffusés et pour les particules du faisceau. La largeur du pic de l'histogramme II.35(b) est due à la diffusion coulombienne multiple qui constitue le facteur essentiel de réduction du taux de réjection.

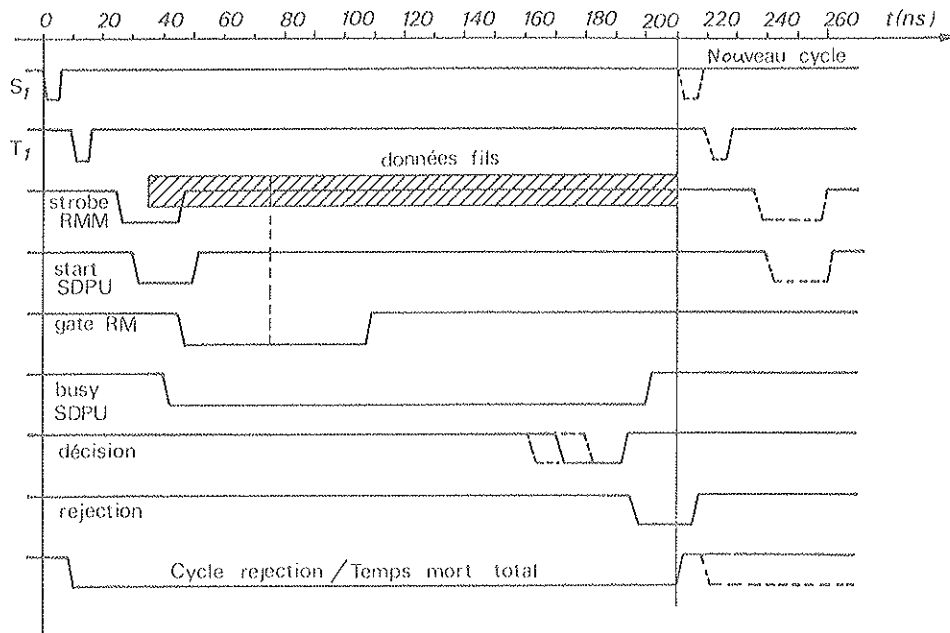
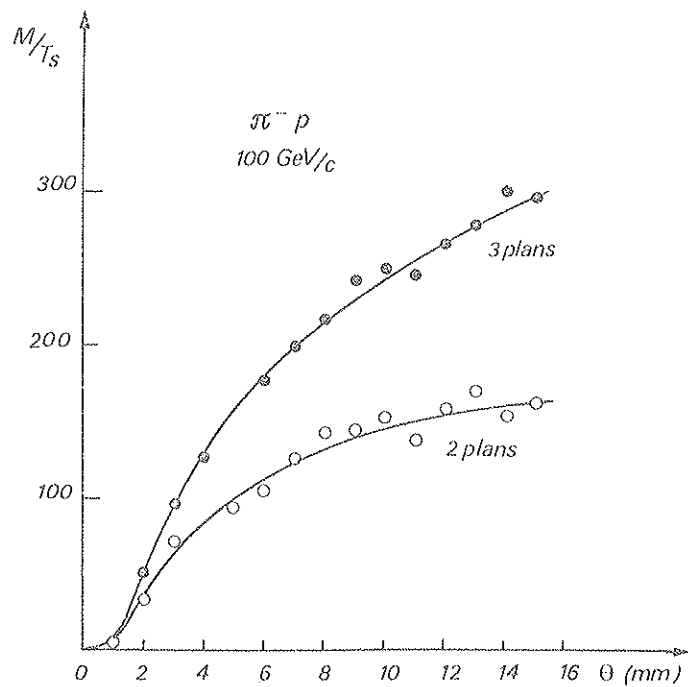


FIGURE II.32 - Cycle de décision du SDPU

FIGURE II.33 - Taux de réjection du SDPU en fonction de l'angle seuil θ_0 choisi :

- décision à partir de deux plans
- décision à partir de trois plans

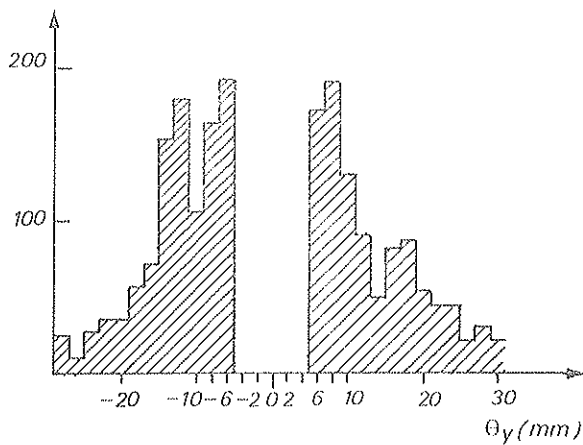
$\uparrow \theta_Y$

EVENTS TO 400

9	12	14	13	17	22	17	10	15	16
26	16	20	10	28	30	29	25	22	24
19	20	19	29	32	21	30	26	25	31
22	21	29	38	30	43	40	38	35	29
33	36	29	33	25	43	38	33	40	46
28	30	43	52	55	54	66	54	59	51
44	43	38	59	50	86	65	62	88	70
34	35	57	46	55	81	61	71	46	47
18	29	31	29	41	50	54	45	46	37
30	33	52	58	73	90	85	58	53	40
24	50	96	96	118	129	112	119	90	56
57	79	95	127	168	192	164	168	112	83
78	105	96	84	149	172	161	108	107	87
87	124	79	0	0	0	0	0	119	112
103	143	96	0	0	1	0	0	151	157
100	171	141	0	0	0	0	0	220	188
89	152	111	0	0	0	0	0	147	150
83	136	82	0	0	0	0	0	105	141
69	110	95	100	133	193	151	109	113	101
35	73	111	136	142	163	140	155	98	70
36	39	68	82	103	105	92	97	68	54
44	59	78	133	154	182	148	123	94	64
44	51	71	88	117	154	132	79	94	52
28	39	50	51	62	71	68	62	52	37
31	40	36	33	44	57	49	54	46	35
20	24	34	25	30	35	33	22	29	33
15	24	28	26	31	36	31	27	24	27
15	16	17	21	18	27	24	23	27	22
17	16	15	12	22	9	21	13	22	26
8	16	14	10	11	15	16	11	7	3

$\rightarrow \theta_X$

(a) Biparamétrique $\theta_X - \theta_Y$ pour les événements physiques



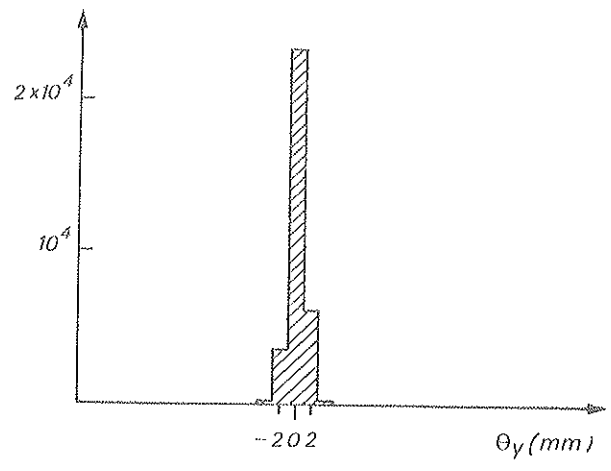
(b) Coupe suivant l'axe θ_Y

$\uparrow \theta_y$

EVENEMENTS TOTAUX									
1	0	0	0	1	0	0	0	1	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
0	0	0	1	0	0	0	0	1	1
0	0	1	0	0	1	0	1	1	0
1	0	1	1	1	1	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	2	0	2	0	0	1	0	0
1	0	0	2	0	2	0	1	0	1
0	0	0	3	0	2	0	0	1	0
0	1	0	3	5	0	2	2	1	0
3	2	5	3	2	6	4	4	5	2
1	1	6	7	14	16	14	8	5	2
1	3	6	8	55	153	105	16	10	2
2	2	12	39	782	6091	2299	87	16	4
3	8	9	63	2379	23234	8118	188	15	3
0	2	10	36	496	3566	1333	79	10	5
3	2	4	10	42	102	56	19	6	6
1	4	3	3	10	16	12	4	4	3
1	1	2	5	5	7	8	4	3	1
0	0	1	0	0	3	2	2	2	1
0	0	0	1	1	3	0	0	1	1
1	0	0	0	1	1	1	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	1	1	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	1	1	0	0	0	0	0

$\rightarrow \theta_x$

(a) Biparamétrique $\theta_X - \theta_Y$ pour les événements tests



(b) Coupe suivant θ_Y

FIGURE II.35

Le signal T_S définit précédemment constitue le signal sélectif du deuxième niveau T_2 qui vient "strober" les chambres PC 5 - PC 6 - PC 7.

c) Le troisième niveau de l'électronique de déclenchement concerne la sélection des données provenant d'IKAR. Cette sélection s'opère différemment suivant l'angle de la particule diffusée :

- Si $\theta < \theta_1$ (T_S seul), T_2 ouvre une porte de $4 \mu s$ environ afin d'attendre le signal cathodique T_K ; dans le cas où ce signal est détecté, le système attend pendant $20 \mu s$ l'arrivée de l'impulsion anodique associée.
- Si $\theta > \theta_1$ (T_S accompagnée de $T_S(\theta_1)$), le signal cathodique est ignoré et T_2 ouvre directement la porte de $20 \mu s$ permettant d'attendre le signal anodique.

Dans le cas où l'impulsion anodique n'est pas accompagnée (durant ces $20 \mu s$) de la détection sur A_4 de plusieurs particules, l'évènement est finalement enregistré après discrimination en énergie ($E_A \geq 200 \text{ keV}$, $E_{AB} \geq 500 \text{ keV}$). Le taux de réduction du troisième niveau est de l'ordre de 50.

Un résumé des différentes étapes de la sélection des candidats élastiques est donné dans le tableau II.19 (exemple avec cycle utile de 30%).

Etapes	Comptage (1 burst)	Temps mort	Facteur Transmission	
	485.000 (cycle utile 30%)	Réduction de temps mort global	0,83	
	400.000			0,62
	247.000			
	223.000	T.M. $\approx 250 \text{ ns}$	0,90	
	221.000			0,991
	2.160	T.M. $\approx 20 \mu s$	0,010	
				0,074
	160	T.M. $\approx 150 \mu s$		
	37			0,23
		T.M. $\approx 3 \text{ ms}$		

TABLEAU II.19

2. Les évènements tests

Comme nous l'avons signalé précédemment, le contrôle des données associées au proton de recul est réalisé à l'aide d'impulsions tests envoyées sur les électrodes d'IKAR. Afin d'assurer ce contrôle d'une manière permanente (c'est-à-dire pendant l'acquisition des données), le générateur test est inclus dans la logique d'acquisition et chaque impulsion est générée en coïncidence avec une particule du faisceau (signal de déclenchement = S_1) si bien que l'ensemble des informations associées constituent un véritable évènement ("évènement test") enregistré parallèlement aux évènements réels (durant un burst, 30% environ des évènements enregistrés sont des évènements tests) (Chapitre III.IV).

De tels évènements ont déjà été utilisés ailleurs⁽¹⁶⁾. On comprendra aisément leur rôle essentiel, puisqu'ils permettent dans notre cas :

- la simulation complète d'une particule de recul : les amplitudes (énergies) et les différents retards (positions) sont incrémentés automatiquement pour chaque cellule d'IKAR, de telle façon que toute la gamme dynamique à mesurer soit explorée ainsi que tout le volume de détection (\rightarrow contrôle de la stabilité du fonctionnement d'IKAR).
- l'obtention avec le faisceau des informations relatives aux autres détecteurs (efficacités des chambres, etc ..) ainsi que les informations relatives au faisceau lui-même (forme, alignement, composition, etc ...)
- enfin, après analyse complète de ces évènements, l'obtention précise du monitoring et de l'acceptance de l'ensemble de l'appareillage dans les conditions identiques à celles dans lesquelles les évènements réels sont enregistrés.

Les figures II. 36 (a et b) montrent deux exemples d'évènements .

Remarque : Temps mort de l'appareillage

La réduction $1 - \frac{Start}{T_1} \approx 0,40$ dans le tableau précédent (II.19)

est due au temps mort de l'appareillage.

La courbe de la figure II. 37 donne une évolution de cette réduction en fonction de l'intensité incidente (cycle utile = 50%, différents temps morts et coefficients de transmission de chaque étage pris dans le tableau II. 19.)

On voit que l'intensité optimum, d'après ce modèle, se situe à plus de 10^6 p/s. En fait, c'est le taux de comptage sur les cathodes qui vient limiter l'intensité à 10^6 p/s.

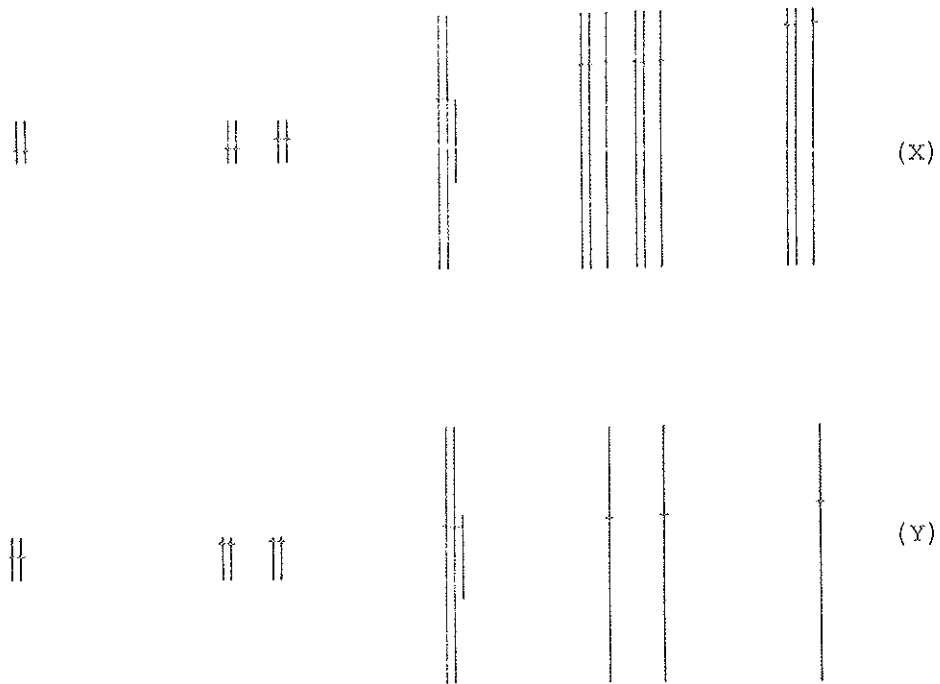


FIGURE II. 36 (a) - Evènement physique

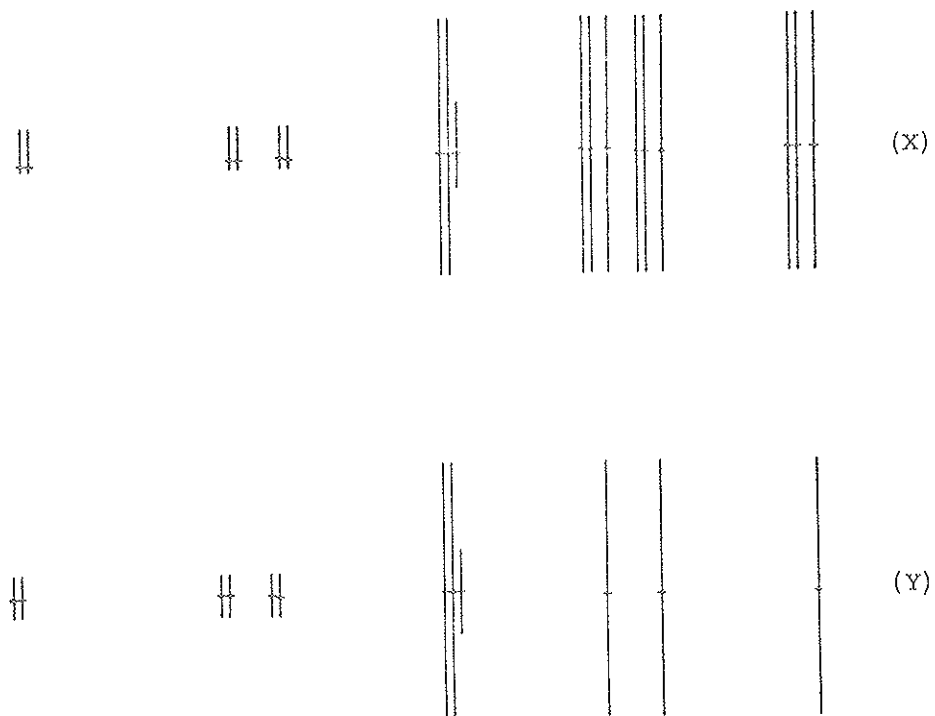


FIGURE II. 36 (b) - Evènement test

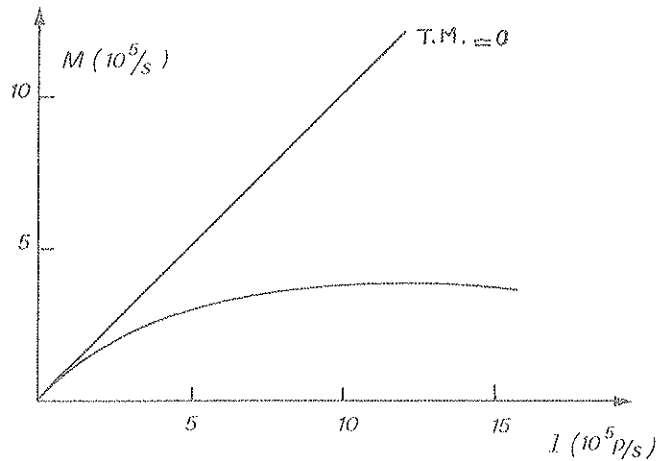


FIGURE II. 37

Moniteur en fonction de l'intensité du faisceau (T.M. = temps mort)

IV. ACQUISITION DES DONNEES

Le système d'acquisition des données, dont la figure II. 38 présente un schéma d'ensemble, est assuré par un ordinateur Hewlett-Packard 2100S équipé des unités périphériques suivantes :

- une unité de disque 7900 A (capacité = 5 méga-octets)
- deux unités de bande magnétique 800 BPI
- une console graphique Tektronix 4010
- une imprimante rapide Logabax 80

L'ensemble des programmes d'acquisition utilisés (équipement "software") fait appel à deux ensembles de programmes de base (l'un concernant la liaison CAMAC-calculateur⁽¹⁷⁾, l'autre concernant la gestion des "overlays") fournis par le groupe d'acquisition des données de la division EP du CERN⁽¹⁷⁾.

Comme dans toute expérience de ce type où le nombre d'informations à recueillir est important, la fonction du calculateur en ligne est essentiellement double :

- 1) d'abord il s'agit d'assurer de façon prioritaire l'enregistrement sur bande magnétique des données en provenance des détecteurs par l'intermédiaire du CAMAC
- 2) Ensuite, il s'agit de contrôler de façon la plus complète possible le fonctionnement et les performances de l'ensemble de l'appareillage (contrôle de la stabilité des informations enregistrées).

1. Acquisition proprement dite

Elle est contrôlée par un ensemble de programmes d'interruption mis en exécution lorsqu'un signal de déclenchement (LAM) provenant du module directeur de branche CAMAC (interface CAMAC) est présent. Le rôle de ces programmes est de contrôler la lecture des données qui sont ensuite stockées dans des mémoires tampon de 1920 mots au moyen d'un module d'accès direct à la mémoire (DMA). Trois mémoires tampon sont ainsi définies dans la mémoire du calculateur permettant l'enregistrement d'environ 90 événements maximum dans un "burst", le temps de transfert d'une mémoire tampon sur bande étant de 120 ms. La lecture des événements physiques (définis plus loin par le type 24) est réalisée le plus souvent possible par scrutation automatique des stations CAMAC ou par transfert d'un bloc d'informations contenues dans une station (mode "autoscanning" ou mode "block-transfer"), ces deux

fonctions étant réalisées par l'interface (HP-CAMAC), ce qui permet d'avoir un temps de lecture de l'ordre de 2 à 3 μ s par mot, d'où un temps moyen global de \approx 3 ms par évènement.

Le tableau II.20 donne la liste des principaux évènements transférés sur bande, On y distingue, dénommés par un label propre au signal d'interruption (LAM No \bar{i}) :

- les évènements de type 24 correspondant aux évènements physiques diffusés et aux évènements physiques "test" (i.e. : particule du faisceau associée à un signal test de IKAR). La longueur de ces évènements varie selon le nombre de fils touchés (en moyenne 210 mots) et leur structure (format sur bande) comprend les blocs d'informations suivants:
 - bloc IKAR (61 mots)
 - bloc électronique rapide (61 mots)
 - bloc SDPU (18 mots)
 - bloc chambre à fils WA 9 (longueur variable)
 - bloc chambre du spectromètre de faisceau (longueur variable)
- les évènements de type 15 correspondant au contenu, intégré dans un burst, des échelles de comptage
- les évènements de type 20 correspondant aux données fournies par le calculateur EA au moyen d'une connexion CAMAC-CAMAC et concernant les informations associées à la ligne de faisceau
- les évènements de type 1 correspondant à certaines informations globales intégrées sur toute la durée d'un run (par exemple contenu total des échelles, nombres de "bursts", etc ...)

Type de l'interruption	Longueur	Nombre d'évènements transférés	Nature de l'évènement
24	210	30 à 70 / burst	Physique diffusée (candidat élastique)
	210	10 à 25 / burst	Particule du faisceau (test IKAR)
20	36	1 / burst	Information EA
15	173	1 / burst	Echelles
1	175	1 / run	Information globale du run

TABLEAU II.20

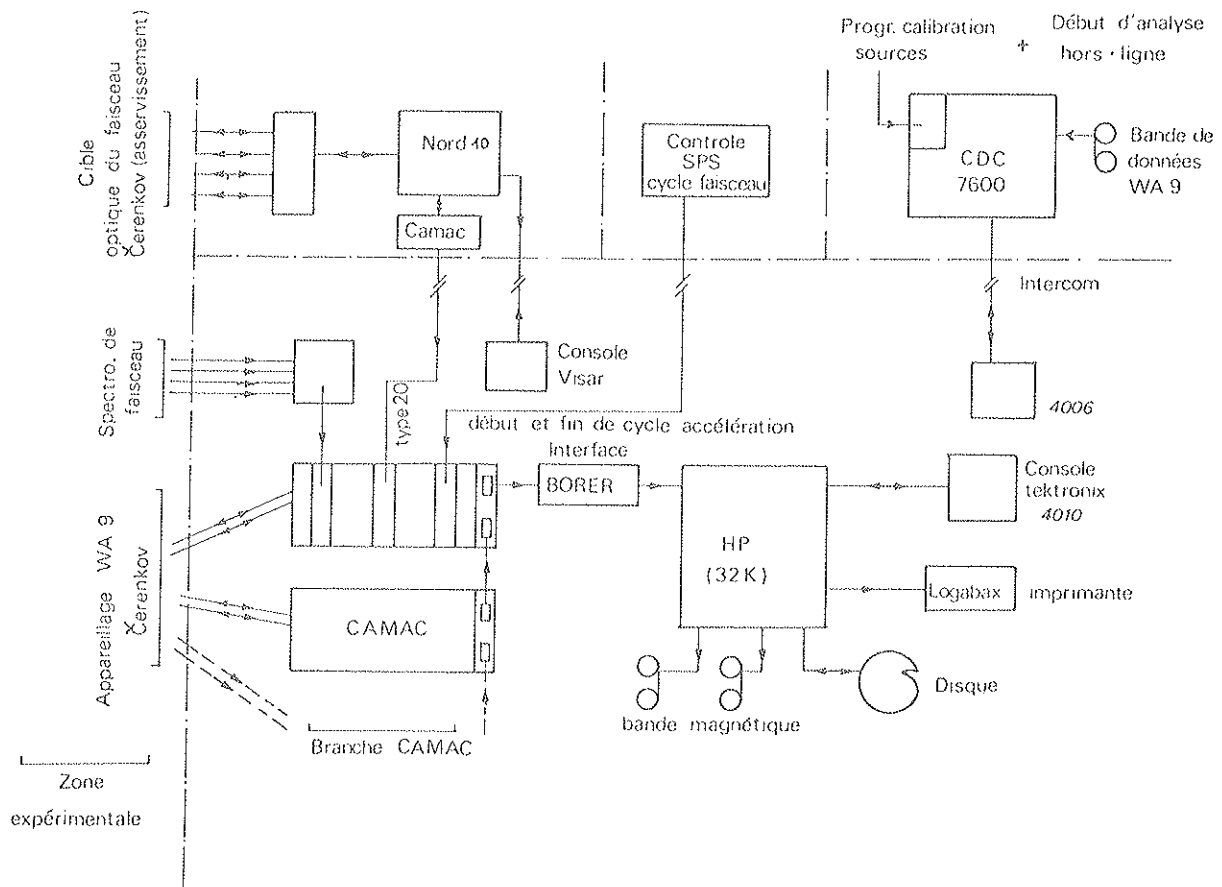


FIGURE II. 38

Schéma d'ensemble du système d'acquisition et des facilités disponibles pendant les prises de données

2. Contrôle et analyse en ligne

Cette fonction, de priorité inférieure, est organisée lorsqu'aucune des interruptions n'est présente (i.e : essentiellement pendant la période comprise entre deux bursts ≈ 8 s.) Le contrôle et l'analyse en ligne sont réalisés au moyen de 13 programmes dont la tâche est très spécifique et concerne une partie précise de l'appareillage ou un aspect de l'expérience. Etant donné la taille de certains de ces programmes, il est nécessaire de faire appel au disque et d'organiser entre celui-ci (où sont stockés les programmes et les zones histogrammes correspondantes) et la mémoire du calculateur (qui ne peut accueillir qu'un seul programme à la fois) un système de "va et vient" à la demande de l'opérateur (technique des "overlays"), sans venir perturber pour autant les séquences d'acquisition et les diverses interruptions susceptibles d'intervenir à tout instant.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) D. E. PLANE
Rapport CERN/SPS/EA/76-1, (1976)
- (2) T. EKELOF
EP/TE/Recoil Collaboration Internal Report 78
- (3) J. V. ALLABY, C. BOVET
Rapport CERN/LAB II/EA/74-5, (1974)
- (4) A. PLACCI, M. RABANY, G. VISMARA
Rapport CERN/SPS/EA/78-3, (1978)
- (5) C. BOVET, S. MILNER, A. PLACCI
Rapport CERN. LAB II/74-4, (1974)
- (6) J. LINDSAY et al.
Rapport CERN/74-12/NP, (1974)
- (7) S. DAHLGREN et al.
Rapport GWI-PH I/76, Uppsala
- (8) K. GUSTAVSONN
Read-out of Swedish MWPC - Memorandum (1976)
- (9) A. A. VOROBYOV et al.
Nucl. Instr. Meth., 119, (1974), 509
- (10) T. EKELOF
On the determination of the recoil polar angle using IKAR
Group Internal Report, (1975)
- (11) Relations parcours-énergie:
- J. F. JANNI
Technical Report AFWL-TR-65-150, (1966)
- T. EKELOF
Recoil Collaboration Internal Report, (1978)
- (12) R. BARATE et al.
Rapport CERN/SPS/74-10, (1974)
- (13) C. DORE, M. QUERROU
NA 8 Calorimeter
Group Internal Report, (1978) et références citées dans ce rapport
- (14) M. HOLDER et al.
WA 1 Collaboration
CERN Internal Report, (1977)
- (15) A. KASCHUK
A SDPU for rejection of unscattered particles, (1977)
- (16) P. BAILLON et al.
Rapport CERN/75-10/Lab I/TC, (1977)
- (17) CERN EP Division Data-Handling Group
- CAMAC Interrupt Handler
- Overlay package

CHAPITRE III

ANALYSE DES DONNEES ET RESULTATS EXPERIMENTAUXI. ORGANISATION GENERALE DES PROGRAMMES DE DEPOUILLEMENT

1. Analyse des bandes de calibration
2. Analyse des bandes de données. Création des DST

II. ANALYSE DES EVENEMENTS

1. Préparation géométrique
2. Reconstruction des traces
3. Acceptance géométrique
4. Analyse magnétique
5. Elimination des muons
6. Elimination des électrons
7. Analyse des informations de recul
 - a) Vertex de la réaction
 - b) Energie du proton de recul
 - c) Information de l'angle de recul
 - d) Informations logiques et séquence en temps des signaux du bloc d'IKAR
 - e) Coupure en volume
8. Sélection des événements élastiques $\pi^- p$
 - a) Identification du π^- incident
 - b) Critères de diffusion élastique

III. SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

1. Normalisation absolue
 - a) Monitoring
 - b) Nombre de protons cibles
 - c) Identification, Incertitude sur le moniteur M
2. Calcul de $d\sigma/dt$

IV. EXTRACTION DES PARAMETRES ρ et B

CHAPITRE III

ANALYSE DES DONNEES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

En tout 6 sections efficaces différentielles élastiques π^-p ont été mesurées à 30, 50, 80, 100, 120 et 140 GeV/c. Le nombre de bandes de données brutes 800 BPI est de l'ordre de 200 (avec environ 40.000 évènements physiques et 15.000 évènements tests par bande) auquel viennent s'ajouter une vingtaine de bandes de calibration.

L'analyse de ces bandes a été réalisée avec la CDC 7600 du CERN et les CDC 6600 et CYBER 172 du Centre de Calcul de P.L.N.Z. P3 à Paris.

I. ORGANISATION GENERALE DES PROGRAMMES DE DEPOUILLEMENT

Nous avons schématisé sur la figure III. 1, l'organisation globale de l'analyse des données. On peut en dégager les principales étapes suivantes :

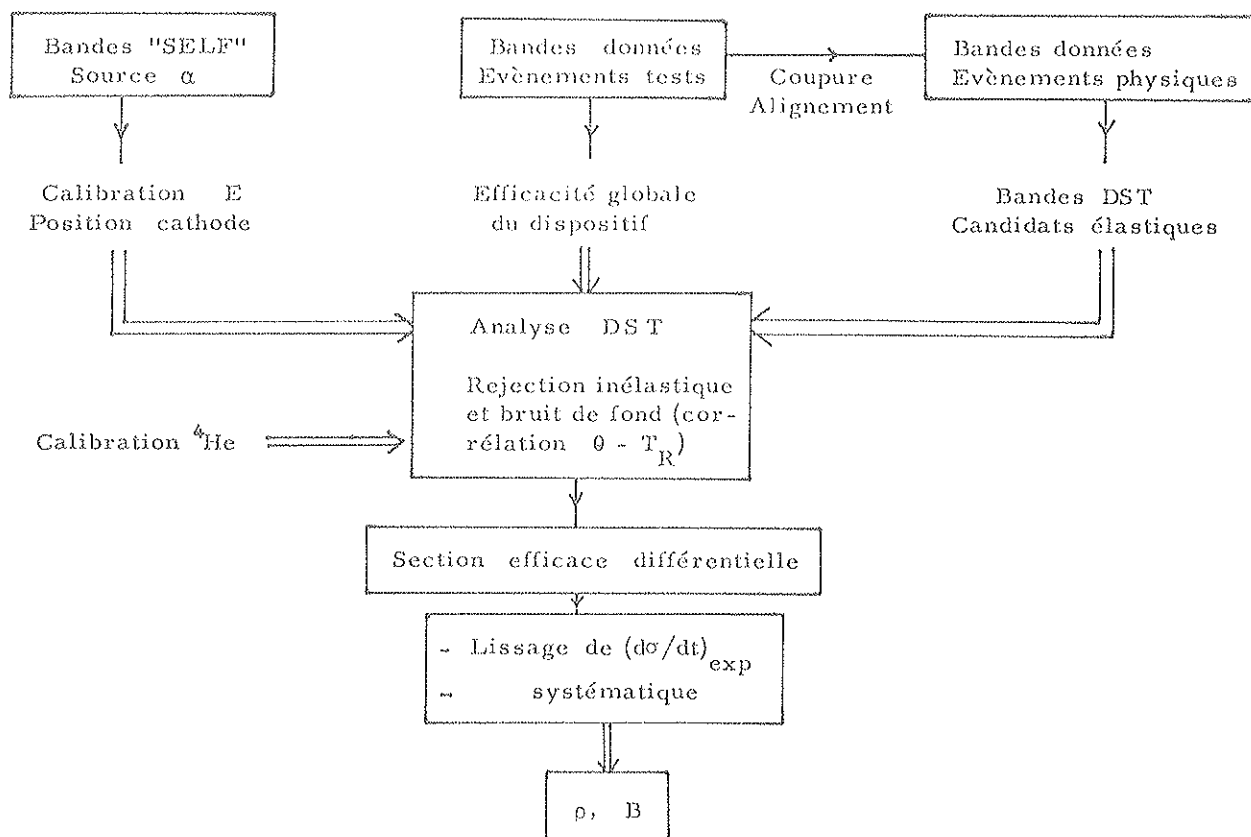


FIGURE III.1 - Schéma d'ensemble de l'analyse (organisation des différents programmes)

1. Analyse des bandes de calibration

Nous rappelons brièvement que le traitement des informations des α de 4,78 MeV a pour but (chapitre II/II.3) :

- le contrôle du fonctionnement de l'ensemble du dispositif de recul au moyen d'un grand nombre de distributions (énergie, temps) et de corrélations (énergie-volume, temps-volume, etc ...)
- le contrôle de la pureté du gaz par comparaison des spectres en amplitude des sources grille et cathode. Ces deux contrôles sont effectués le plus rapidement possible (i. e. : \approx pendant les prises de données) puisqu'ils apportent des informations sur le fonctionnement d'IKAR
- dans un deuxième temps, l'étude systématique des distributions précédentes permet de déterminer les paramètres de calibration de chacune des voies ainsi que la position de la cathode (calibration en temps) qui servira à la détermination de la longueur de cible utile.

2. Analyse des bandes de données. Création des DST

Dans une première étape, seuls les événements tests sont traités dans les buts suivants :

- Etudier la stabilité et la linéarité de l'électronique d'IKAR en analysant systématiquement les informations générées dans les différents canaux du spectromètre de recul (obtention des valeurs moyennes et des dispersions en amplitude des signaux, des pentes de conversion des ADC, etc ...). Cette systématique permet de déceler le fonctionnement anormal d'une ou plusieurs voies et par conséquent soit d'éliminer la cellule correspondante, soit de rejeter toute ou une partie de la bande correspondante (ce fut le cas pour quelques bandes à 140 GeV/c).
- Etudier tout ce qui se rapporte au faisceau (identification de la particule incidente, coupures μ et e^-).
- Déterminer certaines conditions expérimentales à l'aide des particules non déviées du faisceau (alignement des détecteurs sur le faisceau, calibration de notre spectromètre avant avec le spectromètre de faisceau).
- Déterminer l'acceptance géométrique (coupure en $|t|_{\max}$) et calculer l'efficacité globale de l'appareillage pour la détermination du monitoring effectif.

Dans une seconde étape d'exploitation, seuls les événements physiques sont analysés afin de créer, après une première réjection grossière des événements du bruit de fond, les bandes DST qui comportent l'information compactée associée à chaque événement physique retenu avec $|t| < |t|_{\max}$, à savoir :

- toutes les informations du bloc IKAR (ADC et TDC)
- les paramètres des trajectoires (avant IKAR, après IKAR et après l'aimant)
- le contenu des échelles
- le contenu des "pattern unit" (informations logiques de l'expérience)
- le contenu du compteur à électrons (six ADC)

3. Analyse des DST avec le calcul et le lissage final des sections efficaces différentielles, qui sont mises sur fichiers séparés.

II. ANALYSE DES EVENEMENTS

1. Préparation géométrique. Alignement des détecteurs sur la ligne du faisceau (axe Z).

On a vu précédemment qu'un alignement par visée est réalisé avant chaque prise de données. L'alignement final est fait par analyse des événements tests pour les chambres à fils et physiques pour IKAR.

Alignement des chambres à fils. Il est fait en deux étapes avec :

- la détermination de l'origine des axes X-Y en prenant la valeur moyenne du profil du faisceau dans chacun des plans
- la correction de cette origine en réalisant, pour un échantillonnage de traces tests, un lissage par une droite de la trajectoire du faisceau. La valeur moyenne des déviations observées entre l'origine précédente et l'impact de la droite théorique dans chaque plan fournit la correction adéquate pour chacun des plans ; la précision de cet alignement est estimée à $\pm 0,1$ mm. et on s'arrête à cette première itération.

Les trente chambres à fils restent fixes pendant toute une prise de données, cet alignement est fait une fois pour toute pour chacune des prises de données.

Alignement des cellules d'IKAR. La détermination de la position des six anodes A sur le faisceau utilise les événements élastiques correspondant à un recul qui sort des limites de A ($T_R > 3,5$ MeV). Pour de tels événements la longueur r de la trace de recul projetée sur A peut être estimée de deux façons indépendantes :

- l'une consiste à déterminer r par la mesure du signal E_A collecté sur l'anode A et par la longueur totale $R(T_R)$ du recul à l'aide de la contrainte $T_R = f(\theta_{MWPC})$ et des relations parcours-énergie,
- l'autre consiste à reconstruire \vec{r} à partir du vertex de la réaction déterminée par la trace incidente et des mesures θ_R et $\varphi_R = g(\theta_{MWPC})$ (avec la contrainte de coplanarité de la diffusion élastique).

L'optimisation de la différence de ces deux estimations donne la position de l'anode A avec une précision estimée à $\approx \pm 0,3$ mm.

2. Reconstruction des traces

Les chambres à fils sont regroupées en trois bras :

Bras 1 = PC 1 - PC 2 = trace incidente avant IKAR

Bras 2 = PC 4 - PC 3 = trace sortante après IKAR

Bras 3 = PC 5 - PC 7 = trace déviée après l'aimant

La définition d'un bon impact correspond à un ou deux fils adjacents touché(s), la coordonnée correspondante étant calculée en faisant la valeur moyenne - s'il y a lieu - des coordonnées des fils touchés.

La reconstruction d'une trace est faite s'il y a eu au moins deux bons plans séparés par une distance minimum de 30 cm. Pour le bras 2, le troisième plan de PC 3 (plan C) n'est pas considéré dans le critère de reconstruction, de même que les chambres Y du bras 3, dont l'importance est minime. En moyenne, environ 2% des traces n'ont pas été reconstruites d'après ces critères.

Ensuite un lissage par moindre carré du type $Y = AX + B$ est réalisé pour chacun des bras en X et Y reconstituables et donne les paramètres des trajectoires qui permettront de reconstruire l'angle de diffusion sur l'avant $\theta_{MW, PC}^Z$.

On considère qu'une trace est mauvaise si $\chi_i^2 > 2$, $i = 1, 2$ ou 3 . Environ 2 à 3% des traces ont un mauvais χ^2 de reconstruction à cause d'une excitation parasite d'un fil (canal trop sensible par exemple) : pour sauver ces événements qui peuvent être de bons candidats élastiques, on utilise dans la mesure du possible les informations supplémentaires provenant des chambres appartenant aux autres bras. Les mauvais χ^2 de reconstruction sont ainsi ramenés à un niveau négligeable ($< 0,1\%$).

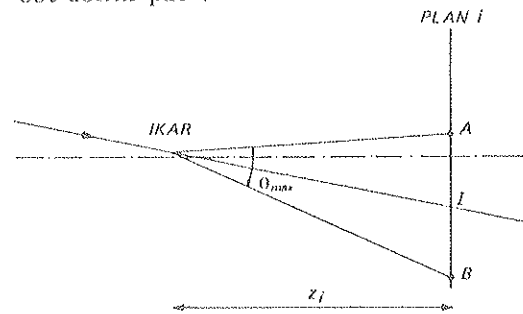
3. Acceptance géométrique

Pour un transfert maximum compatible avec le dispositif expérimental et pour chaque trace reconstruite, on vient tester l'acceptance de chacun des plans importants situés en aval d'IKAR (PC 4 = 2 plans X et Y ; PC 3 = 2 plans X et Y, les plans C étant exclus du calcul ; PC 5 et PC 6 = 3 plans X, le critère d'acceptance en Y n'étant pas pris en considération pour PC 5 et PC 6, de même que l'on ne prend pas en compte le bloc PC 7).

Ainsi pour $|t|_{\max}$ donné, on a : $\theta_{\max} = \sqrt{|t|_{\max}}/p_0$ et le cône d'acceptance (de sommet = centre d'IKAR) pour chaque plan i est défini par :

$$\left. \begin{aligned} X_A^i &= X_1^i Z_i + X_1^0 + \theta_{\max} Z_i \\ X_B^i &= X_1^i Z_i + X_1^0 - \theta_{\max} Z_i \end{aligned} \right\} \quad (\text{III. 1})$$

Impact I de la trace incidente dans le plan i limites A et B correspondantes



La particule est acceptée si les points A et B sont entièrement compris dans le plan i auquel les deux fils sensibles de chaque extrémité ont été enlevés. On s'assure ainsi que pour les événements gardés, il n'y aura pas de correction d'acceptance à introduire. Sauf pour l'énergie limite de 30 GeV où $|t|_{\max} = 0,02 \text{ (GeV/c)}^2$, la coupure en transfert se situe à $0,05 \text{ (GeV/c)}^2$ ce qui correspond à un pourcentage moyen de 0,5 à 0,7% de particules reconstruites qui sont hors du cône d'acceptance ainsi défini. La limitation essentielle de l'appareillage provient du bloc PC 4 dont la surface utile de $32 \times 32 \text{ mm}^2$ s'est avérée un peu juste (et intervient dans 70% des réjections).

4. Analyse magnétique

L'impulsion de la particule diffusée est calculée simplement à partir de la relation :

$$P(\text{GeV/c}) = 0,3 \times B \times L / \theta \quad (\text{III. 2})$$

où $\left\{ \begin{array}{l} B \text{ est le champ magnétique (en Tesla) et } L \text{ la longueur de l'aimant (en m.)} \\ \theta \text{ est l'angle de déflexion de la particule (en rd)} \end{array} \right.$

La différence $\Delta p = p_{\pi^+} - p_0$ d'impulsion est alors donnée par la mesure de la déviation angulaire :

$$\Delta p / p = \Delta \theta / \theta$$

avec : $\Delta \theta = X'_2 - X'_3$ = la différence des pentes des trajectoires avant (bras 2) et après (bras 3) analyse magnétique

θ déduit de la valeur affichée du champ magnétique et de la valeur nominale p_0 du faisceau incident. Négligeant la contribution de l'impulsion transférée au proton de recul, on réalise alors la corrélation des mesures $(\Delta p/p)_{H3}$ déduites du spectromètre de faisceau H3 (cf. relations II.1) et de notre spectromètre avant. Les particules pour lesquelles la différence des deux mesures est supérieure à $\pm 5\%$ sont éliminées (figure III.2). Dans le cas où le spectromètre de faisceau ne permet pas de mesurer $(\Delta p/p)_{H3}$ (environ 15 à 20% des cas où la reconstruction n'est pas possible), une coupure simple plus large est réalisée sur notre mesure ($|\Delta p/p| \leq 8\%$), la résolution de notre spectromètre avant, mesurée à l'aide du spectromètre de faisceau dont la résolution est au plus 0,1% à toute énergie, est de l'ordre de 0,7% à 30 GeV et 0,5% à 140 GeV. En moyenne 3 à 5% des événements sont rejetés par la contrainte en impulsion.

5. Elimination des muons

Les muons sont identifiés comme étant les seules particules qui donnent un signal détectable dans les scintillateurs $\mu_1 - \mu_2$ situés derrière le filtre muons. Si $\mu_1 \geq \mu_1^{\text{sup}}$ et $\mu_2 \geq \mu_2^{\text{sup}}$ l'évènement correspondant est rejeté, les coupures μ_1^{sup} et μ_2^{sup} étant déterminées sans ambiguïté à l'aide des événements tests (figure II.28).

6. Elimination des électrons

La proportion d'électrons dans le faisceau varie fortement avec l'énergie incidente. Pour $E_0 \geq 50$ GeV, où le nombre d'électrons est faible, la coupure simple sur le signal somme des six scintillateurs du compteur à électrons est suffisante. Par contre à 30 GeV, où le faisceau contient environ 25% d'électrons, une étude particulière a été faite pour déterminer d'une façon précise le critère de réjection des électrons. A cette énergie, le maximum de la courbe de transition électromagnétique se situe dans le troisième scintillateur et le fait qu'il y ait un nombre important d'électrons permet de différencier correctement la cascade électromagnétique de la cascade hadronique. En isolant les événements du pic électronique du signal somme (figure II.26), on peut déterminer les caractéristiques du signal électron "théorique" $\overline{\Delta E}_i$ laissé dans chaque scintillateur i qui serviront de référence pour le calcul du χ^2 associé à la gerbe électromagnétique :

$$\chi_e^2 = \sum_{i=1}^6 \frac{(\overline{\Delta E}_i - \Delta E_i)^2}{\sigma_i^2} \quad \Delta E_i \text{ étant le signal mesuré}$$

La distribution $N(\chi^2)$ obtenue (figure III.3) est de la forme

$$N(\chi^2) = E(\chi^2) + H(\chi^2)$$

$H(\chi^2)$ représentant la queue hadronique lissée par une fonction du type $a + b\chi^2$ ou $a + b(\chi^2)^{1/2} + c\chi^2$. La coupure en χ^2 introduite pour éliminer les électrons est alors choisie de telle façon que la contamination en électrons dans les hadrons reste inférieure à 0,1% (extrapolation de $E(\chi^2)$ dans $H(\chi^2)$).

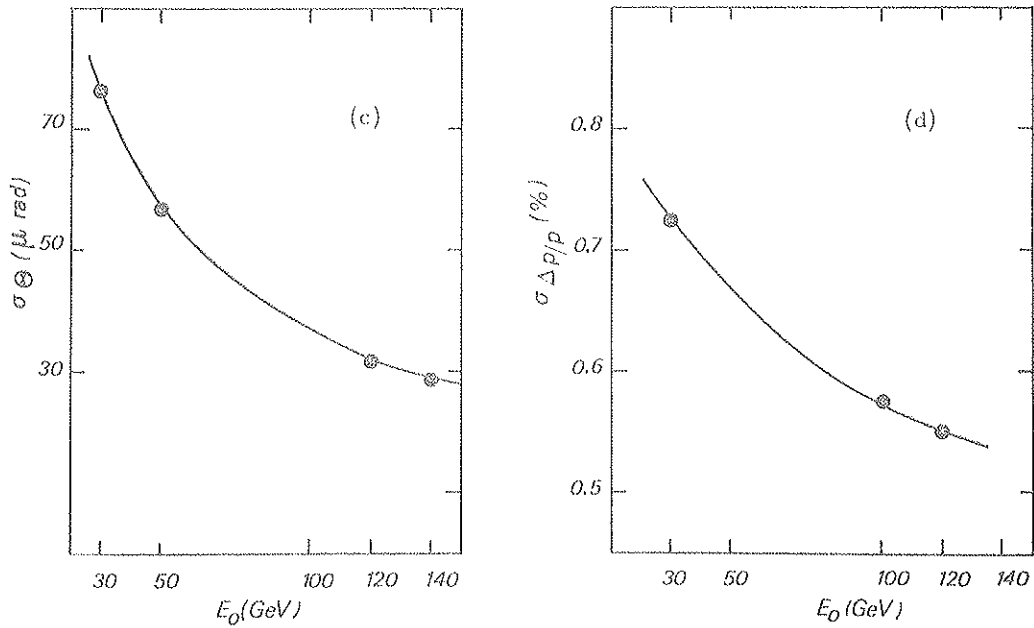
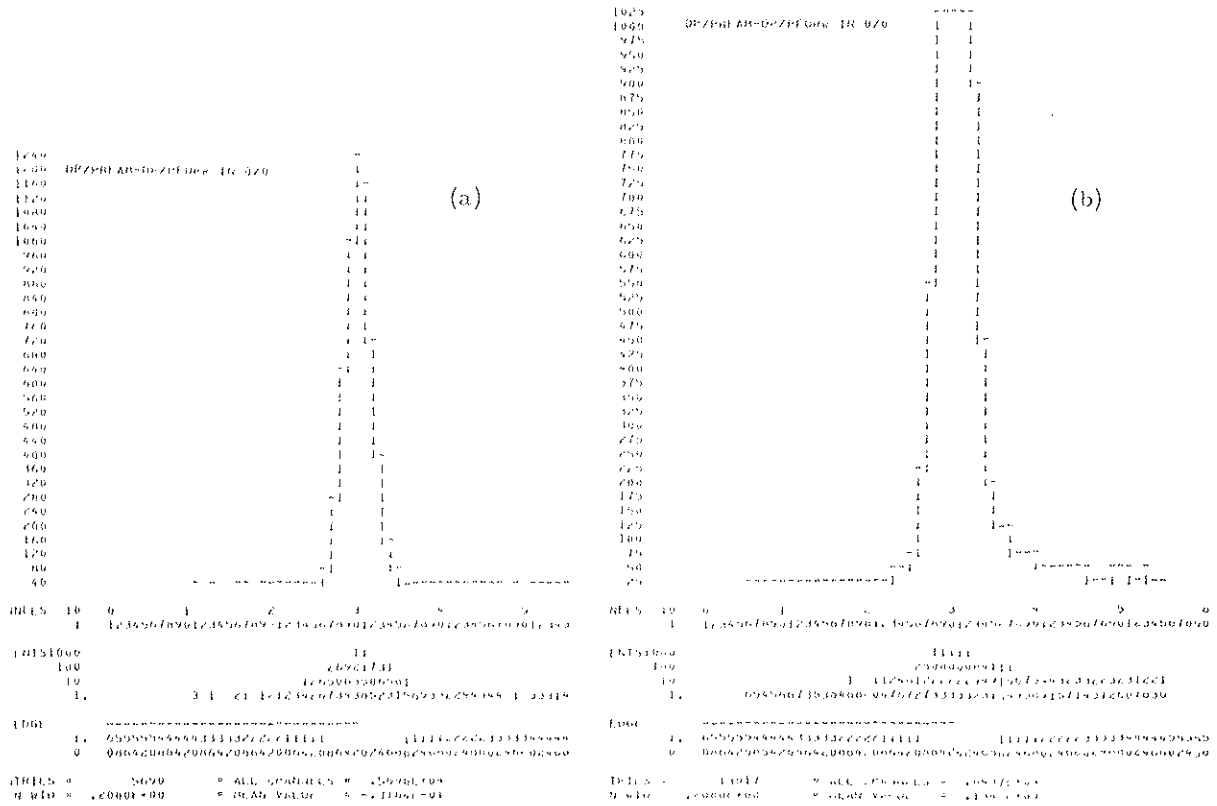


FIGURE III.2 - Mesure de l'impulsion π diffusé

- (a) $(\Delta p/p)_{H3}$ - $\Delta p/p$ pour les événements tests
- (b) $(\Delta p/p)_{H3}$ - $\Delta p/p$ pour les événements diffusés (coupure à $\pm 5\%$)
- (c) et (d) Résolution globale en angle (c) et en impulsion (d) du spectromètre avant

Pratiquement $\chi^2 = 10 \rightarrow$ contamination $\sim 0,08\%$ quelle que soit la forme $H(\chi^2)$ choisie ($= \int_{10}^{\infty} E(\chi^2) d\chi^2 / \text{hadrons}$). La proportion de hadrons rejetés par cette coupure est de l'ordre de 1 à 3% suivant les paramétrisations de $H(\chi^2)$ utilisées.

A plus haute énergie (essentiellement 50 GeV où le pourcentage d'électrons est de 5% environ) la coupure sur le signal somme est choisie de telle façon que la contamination en électrons reste inférieure à 0,1%. Pour cela un algorithme simple déduit des données à 30 GeV et comparé à l'étude en χ^2 réalisée à cette énergie a été appliqué en choisissant la coupure de la façon suivante : coupure en $\Sigma_c \approx$ position pic $e^- - 2,5 \times \text{FWHM}$ du pic. On tue ainsi de l'ordre de 8 à 9% des hadrons à 50 GeV.

Pour chacune de ces réjections, on vérifie qu'aucun effet sensible dépendant de $|t|$ ne peut être introduit par le choix des coupures. En effet, un certain pourcentage d'évènements ainsi éliminés correspond à des hadrons que l'on trouve principalement à grands transferts (les électrons, subissant essentiellement la diffusion coulombienne, sont très peu déviés). La figure III.4 montre la distribution en $|t|$ du rapport "électrons"/hadrons obtenus à 30 GeV; on voit que pour les $|t|$ élevés, ($|t| \gtrsim 0,01 (\text{GeV}/c)^2$), ce rapport devient constant indiquant ainsi que les évènements correspondants (hadrons appelés électrons) sont éliminés uniformément et que la réjection ne dépend pas de t .

La figure III.5 représente un exemple de corrélation $T_R - \theta_{\text{MWPC}}$ reconstruite après l'analyse décrite précédemment (axe X = T_R mesurée par IKAR; axe Y = T_{proton} mesurée à l'aide des chambres à fils par la relation $|t| = 2 m_p T_R = (p_0 \theta)^2$; $p_0 = 100 \text{ GeV}$). La corrélation des deux mesures apparaît nettement avec la partie de pleine détection d'IKAR (anodes A + B) ainsi que la partie où IKAR travaille en ΔE . Les évènements hors des courbes de contrainte cinématique correspondent aux fortuites et aux évènements inélastiques qui restent à ce stade de l'analyse où 10% environ des évènements sur bande ont été rejetés par les diverses coupures que nous venons d'évoquer (sauf à 30 GeV où le nombre d'électrons est important).

7. Analyse des informations de recul

a) Vertex de la réaction

Il est déterminé par les relations :

$$\left. \begin{aligned} Z &= z_v = \text{information TDC de l'anode A excitée et qui fournit le signal stop} \\ X_v &= X_1^0 + X_1' Z_v \\ Y_v &= Y_1^0 + Y_1' Z_v \end{aligned} \right\} \text{ intersection de la trace incidente avec le plan } z = Z_v \quad (\text{III. 3})$$

b) Energie du proton de recul

A partir des amplitudes données par les ADC du bloc IKAR, on calcule l'énergie du proton de recul en tenant compte des effets d'influence existant entre les anodes et de la position du recul dans la cellule.

On a pour l'anode A :

$$E_A = V_A \times \frac{4,777}{s_A} \left(1 - \delta \times \frac{Z}{\text{KG}} \right) - E_B^K K_{AB} - E_C^K K_{AC} \quad (\text{en MeV}) \quad (\text{III. 4})$$

où V_A : information ADC de l'anode A ,

s_A : coefficient de calibration (source α correspondante),

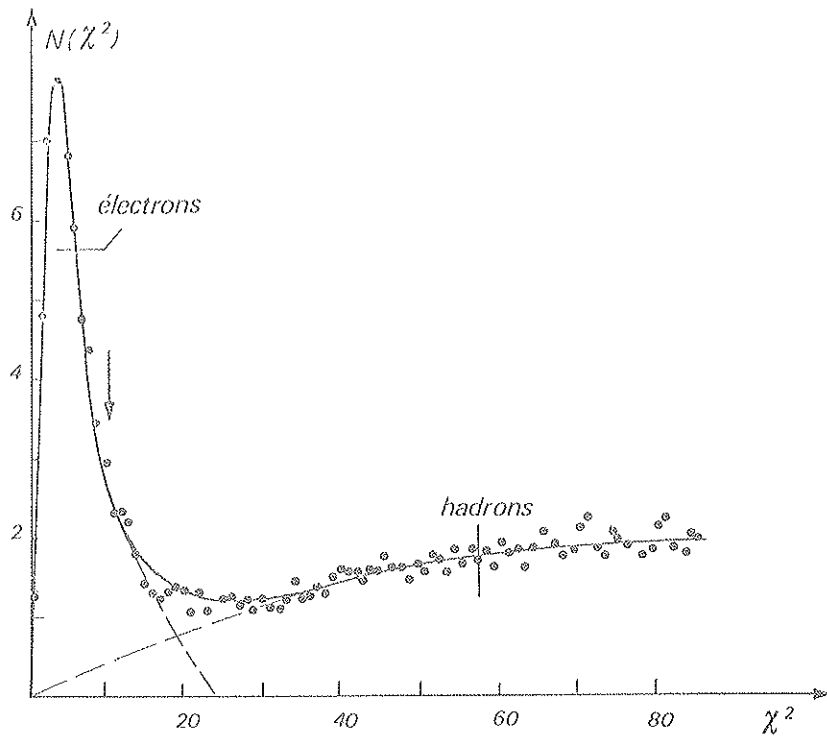


FIGURE III.3 - Distribution en χ^2 des électrons à 30 GeV

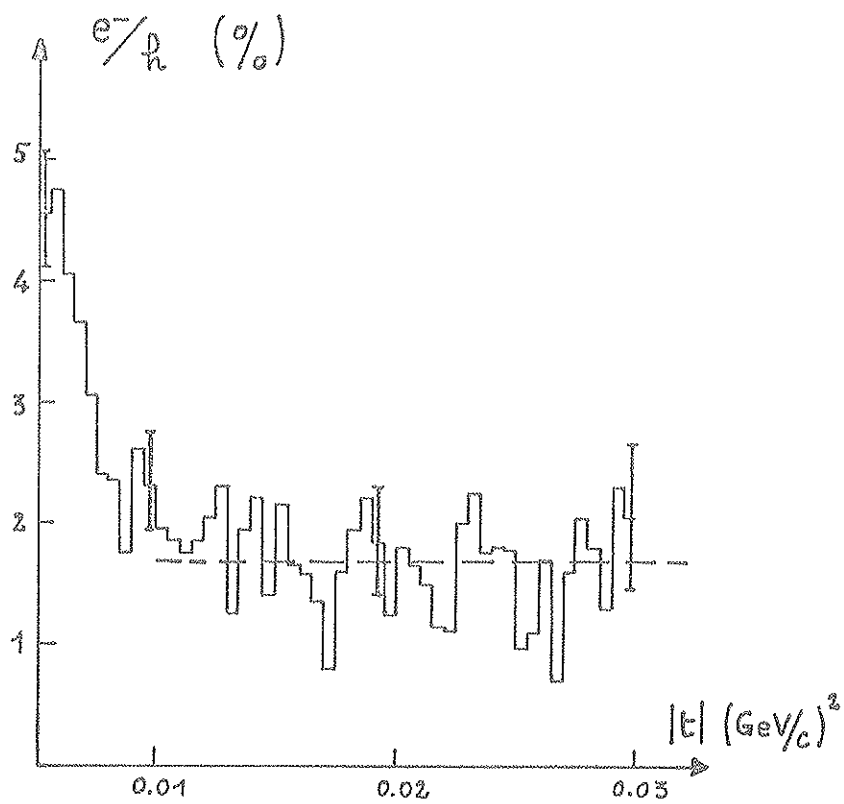
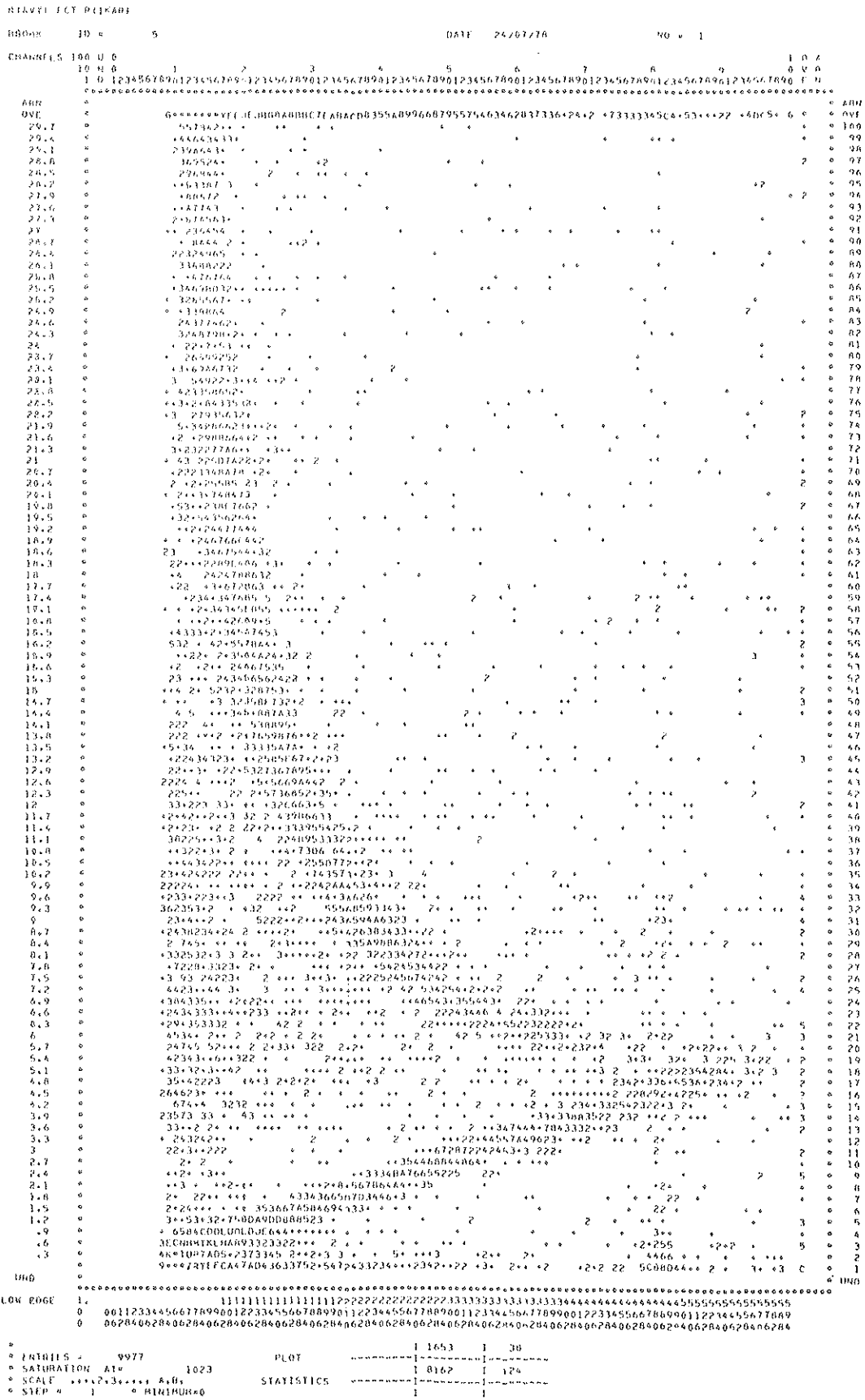


FIGURE III.4 - Rapport du nombre de particules identifiées comme étant des électrons au nombre de hadrons retenus



δ : coefficient déterminé par la différence entre le signal α de la cathode et le signal α de la grille,

KG : distance cathode-grille,

K_{AB} et K_{AC} : coefficient d'influence entre anneaux anodiques A, B, C déterminés par des mesures indépendantes à l'aide du générateur d'impulsions synchronisées avec les sources α (différence des spectres synchrones et asynchrones $\rightarrow K_{AB} = 0,5\%$; $K_{AC} = 0,2\%$ et $K_{BC} = 1\%$).

$$E'_B = V_B \cdot \frac{4,777}{s_B} \quad (\text{de même pour } E'_C \text{ et } E'_A)$$

L'énergie E_B est donnée par une relation analogue. L'énergie totale T_R (ou partielle ΔT_R) est alors donnée par :

$$T_{IKAR} = E_A + E_B = T_R \quad (\text{III. 5})$$

c) Information de l'angle de recul

L'angle θ_R est donné par la relation :

$$\theta_R = \tau_m^A / E'_A \quad (\text{III. 6})$$

où τ_m^A est l'information du temps de montée du signal anodique A (cf. figure II. 21)

Dans le cas où le proton sort des limites du volume utile de la chambre à ionisation (parcours $R(T_R) > R_C$ avec $T_R \gtrsim 5$ MeV), les anodes A et B fournissent chacune une information stop T_A et T_B , dont la différence constitue une information supplémentaire sur l'inclinaison de la trace par rapport à l'axe du faisceau.

$$T_A - T_B \propto \cos \theta_R \propto \sqrt{T_R / 2m_p} \quad (\text{III. 7})$$

Remarque -

Pour chacune des informations analogiques délivrées par les ADC et TDC, la valeur du piédestal correspondant extraite de l'analyse test d'IKAR est soustraite. Pour les signaux de faible amplitude, une correction de non-linéarité déduite des mesures des caractéristiques des convertisseurs, est introduite.

d) Informations logiques et séquence en temps des signaux du bloc d'IKAR

A partir des informations logiques des "pattern units" (donnant par exemple le numéro des électrodes excitées) et de la séquence en temps de l'arrivée des différents signaux (cf. figure II. 19) pendant l'ouverture des portes de l'électronique d'IKAR (portes de 4 μ s et 20 μ s), on réalise une réduction du bruit de fond en sélectionnant la cellule mise en jeu, avec principalement :

- la sélection des événements pour lesquels la combinaison anode-cathode est non-ambigüe (i.e. : une et une seule anode avec la cathode correspondante)
- la sélection des événements pour lesquels une ou au plus deux anodes A adjacentes sont excitées, la cellule gardée ensuite dans l'analyse étant celle pour laquelle le signal V_A est plus grand
- la discrimination en amplitude des signaux analogiques associés :

$$\left. \begin{array}{l} - \text{ seuils inférieurs : } E_A < 200 \text{ keV} \\ E_{AB} < 500 \text{ keV} \end{array} \right\} \text{ identiques aux seuils du discriminateur digital}$$

- seuils supérieurs : $E_{A,B} \gtrsim 4,5 \text{ MeV}$ (\rightarrow élimination des grandes impulsions provenant par exemple des claquages au niveau des électrodes ou des empilements)
- la discrimination des signaux en temps (élimination des signaux en coïncidence avec A 4, élimination des évènements pour lesquels des impulsions anodiques ont eu lieu avant la détection du recul, élimination des mauvaises combinaisons start-stop).

La réduction du taux de fortuites découlant de ces différentes contraintes est de 3 à 5 %. Ce pourcentage faible est dû au fait que l'électronique de déclenchement tue déjà la majeure partie des signaux de faible amplitude (discriminateur digital CAMAC) et les cascades accompagnant un recul éliminée par A 4 (troisième niveau du trigger).

c) Coupe en volume

En fait si on ne veut garder que les évènements pour lesquels aucune correction d'acceptance ou d'énergie n'est nécessaire, une coupe importante doit être faite sur la longueur de cible en supprimant les régions extrêmes du volume cathode-grille.

En effet, en plus des réactions parasites créées dans les électrodes, la mesure en énergie d'un proton d'énergie élevée et d'inclinaison importante (par rapport aux électrodes) peut être systématiquement faussée si la trace traverse la cathode ou la grille (\rightarrow perte d'une partie des électrons primaires qui ne dérivent pas dans la cellule sélectionnée). De plus, pour une trace voisine de la grille le signal cathodique est faible et la région associée correspond à une efficacité de détection qui n'est plus de 100%. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi, en considérant le cas extrême d'une trace de 20 MeV pour un rayon de grille ou de cathode de l'ordre de 200 mm, d'éliminer les évènements issus de régions situées à moins de 20 mm. de la grille et de la cathode. Cette coupe sévère, indépendante de t, réduit de 40% la longueur de cible utile et élimine d'autant le nombre d'évènements analysés. C'est la réduction la plus importante de l'analyse. L'étude systématique des régions proches de la cathode et de la grille et la récupération d'une partie des évènements associés n'a pas été envisagée dans notre analyse.

8. Sélection des évènements élastiques $\pi^- p$

a) Identification du π^- incident.

Elle correspond à la sélection de la combinaison $(\check{C}_1 + \check{C}_2)$. $\overline{\text{CEDAR}} = (\pi + K) \cdot \overline{K}$ (i.e. : on demande un signal dans l'un des deux Čerenkov à seuil et pas de signal dans le CEDAR positionné sur les K). Dans ces conditions, la contamination par les K est due à l'inefficacité du CEDAR : elle varie de 0,04% (à 30 GeV) à 0,7% (à 140 GeV) si l'on reprend les valeurs mesurées du tableau II. 4. Le taux d'antiprotons est considéré comme négligeable ($\approx 10^{-5}$)

b) Critères de diffusion élastique

A partir des informations précédentes, les évènements de recul sont regroupés en trois classes suivant la longueur du parcours du proton dans l'hydrogène :

- classe 1 : le proton ne dépasse pas R_A
- classe 2 : le proton ne dépasse pas R_B
- classe 3 : le proton va au-delà de $A + B$

Pour chacune de ces trois classes, un χ^2 global est réalisé à partir des six termes présentés dans le tableau III. 1.

Classe	1	2	3	4	5	6
$\chi^2(1)$	$T_{IKAR} = T_{MWPC}$	$E_B = 0$	$E_C = 0$	θ_R	ΔX_V	ΔY_V
$\chi^2(2)$	$T_{IKAR} = T_{MWPC}$	R_A	$E_C = 0$	θ_R	ΔX_V	ΔY_V
$\chi^2(3)$	R_A	R_B	$T_A - T_B$	θ_R	ΔX_V	ΔY_V

TABLEAU III.1

On voit que les trois derniers termes sont identiques pour les trois classes. Ils correspondent aux contraintes suivantes :

- contrainte sur l'angle de recul :

$$\chi_4^2 = \frac{(\theta_R - \overline{\theta_R})^2}{\sigma_{\theta_R}^2}$$

- contrainte sur la reconstruction du vertex :

$$\chi_5^2 = \left(\frac{\Delta X_V - \overline{\Delta X_V}}{\sigma_{\Delta X}} \right)^2 \quad \text{et} \quad \chi_6^2 = \left(\frac{\Delta Y_V - \overline{\Delta Y_V}}{\sigma_{\Delta Y}} \right)^2$$

avec : $\Delta X_V = X_V$ (bras 1) - X_V (bras 2) ; de même pour ΔY_V : \rightarrow la trace incidente et la trace diffusée doivent se couper en un point du plan $z = Z_V$ déterminé par la mesure du temps de dérive des électrons.

Le troisième terme de la classe 3 correspond à la contrainte sur l'inclinaison de la trace de recul :

$$\chi_3^2(3) = \left(\frac{((T_A - T_B) - \overline{(T_A - T_B)})}{\sigma_{T_A - T_B}} \right)^2$$

Chacun de ces termes est de la forme $\left(\frac{m - \overline{m}}{\sigma_m} \right)^2$ où \overline{m} est déduite d'un lissage empirique de la corrélation $m - T_R$ par un polynôme en T_R :

$$\begin{cases} \overline{m} = \sum_i^N a_i^m (T_R)^{i-1} \\ \sigma_m = \sum_i^N a_i^\sigma (T_R)^{i-1} \end{cases} \quad (\text{III. 8})$$

($N = 2$, sauf pour θ_R où $N = 5$).

Quant aux trois premiers termes (à l'exclusion du troisième terme en $T_A - T_B$ de la classe 3), ils correspondent aux contraintes essentielles recul-avant et parcours-énergie :

$\chi_1^2(1)$ et $\chi_1^2(2)$ correspondent à l'égalité de l'énergie cinétique mesurée par IKAR avec l'énergie cinétique reconstruite par la mesure de l'angle sur l'avant :

$$T_R = \frac{|t|}{2 m_p} = \frac{(p_o \theta)^2}{2 m_p}$$

L'angle θ est donné par :

$$\theta^2 = \theta_X^2 + \theta_Y^2$$

où $\left. \begin{array}{l} \theta_X = X'_1 - X'_2 \\ \theta_Y = Y'_1 - Y'_2 \end{array} \right\}$ différence des pentes des trajectoires dans le bras 1 et le bras 2.

La calibration de l'échelle $(p_o \theta)$ est réalisée à partir de trois mesures indépendantes utilisant :

- les événements tests $\rightarrow p_o \theta = 0,0 \text{ GeV}/c$
- les événements physiques $n p$ élastiques pour lesquels $T_R(p) = 4,777 \text{ MeV}$
 $\rightarrow p_o \theta = 0,095 \text{ GeV}/c$ ($m_R = m_p$)
- les événements physiques $n {}^4\text{He}$ élastiques pour lesquels $T_R({}^4\text{He}) = 4,777 \text{ MeV}$, obtenus lors des prises de données réalisées spécialement à cet effet $\rightarrow p_o \theta = 0,189 \text{ GeV}/c$
 $(m_R = m_{{}^4\text{He}})$

La résolution de la mesure de $|t|$ dépend essentiellement de la précision donnée par les chambres à fils (0,5 mm d'interfils effectifs $\rightarrow \sigma_{\text{hloc}} \approx 0,150 \text{ mm}$) et la diffusion coulombienne multiple du π incident dans les différentes parois traversées par le faisceau (surtout les fenêtres d'IKAR, cf. tableau III.2). La mesure de σ_θ globale donnée par la distribution en angle sur l'avant des événements tests donne typiquement :

p_o (GeV/c)		30	50	120	140
σ_θ (μrad)		76	57	32	29
$\frac{\delta t \text{ (GeV/c)}^2}{\delta T_R \text{ (keV)}}$	$T_R = 1 \text{ MeV}$	2.10^{-4} 100	$2.56 \cdot 10^{-4}$ 130	$3.47 \cdot 10^{-4}$ 170	$3.6 \cdot 10^{-4}$ 180
	$T_R = 5 \text{ MeV}$	$4.56 \cdot 10^{-4}$ 230	$5.7 \cdot 10^{-4}$ 280	$7.7 \cdot 10^{-4}$ 380	$8. \cdot 10^{-4}$ 400
	$T_R = 10 \text{ MeV}$	$6.4 \cdot 10^{-4}$ 320	8.10^{-4} 400	$1.08 \cdot 10^{-4}$ 500	$1.13 \cdot 10^{-3}$ 600

TABLEAU III.2

Aucun effet de non-linéarité de l'échelle $(p_o \theta)$ n'a été décelable dans la limite de la résolution des mesures de $|t|$ et de la stabilité des mesures contrôlée par les événements tests.

Remarque sur la mesure de T_{MWPC} :

L'angle θ est construit à partir des distributions mesurées θ_X et θ_Y . En supposant que ces distributions sont parfaitement gaussiennes, la valeur moyenne du carré de l'angle de diffusion est alors :

$$\theta^2 = (\theta_X^2 + \theta_Y^2) + 2 \sigma^2 \quad (\text{III. 9})$$

où σ est la dispersion σ_X et σ_Y .

On voit que la valeur moyenne de θ^2 est supérieure à la somme des carrés en X et Y , ce qui signifie que la valeur moyenne de l'énergie cinétique du recul calculée à partir de θ est plus grande que la vraie valeur :

$$T_{MWPC} = T_R + p_o^2 \sigma^2 / m_p \quad (\text{III. 10})$$

Nous avons tenu compte de ce terme correctif dans le calcul de T_R à l'aide des chambres à fils.

Les termes $\chi_1^2(1)$ et $\chi_1^2(2)$ sont donc de la forme :

$$\chi_1^2 = \left(\frac{f_T - \overline{f_T}}{\sigma_T} \right)^2$$

avec : $f_T(T_R) = T_{IKAR} - T_{MWPC}$

et $\overline{f_T}$ et σ_T sont données de la même manière que précédemment par un lissage empirique de la corrélation $(T_{IKAR} - T_{MWPC}) - T_R$ par un polynôme en T_R (cf. relation III. 8)

$\chi_2^2(2)$, $\chi_1^2(3)$ et $\chi_2^2(3)$ introduisent la comparaison de l'énergie recueillie sur l'anode A (classe 2) et sur les anodes A et B (classe 3) avec l'énergie déduite du parcours géométrique du proton de recul à travers les relations parcours-énergie déduites de la table de Janni.

Le χ^2 global est la somme de chacune des contributions que nous venons de décrire et la sélection des événements élastiques est réalisée en éliminant les événements pour lesquels $\chi^2 > \chi_{\max}^2$. De façon analogue à ce qui a été réalisé pour l'étude de la contamination des électrons à 30 GeV, la distribution en χ^2 obtenue est représentée par une fonction de la forme :

$$N(\chi^2) = \Gamma(\chi^2) + a + b\chi^2 \quad (\text{III. 11})$$

où $\Gamma(\chi^2) = N_o (\chi^2)^\alpha e^{-\beta \chi^2}$

$a + b\chi^2$ représentant la contribution du fond.

Le lissage donne typiquement $\alpha = 1,8$ et $\beta = 0,44$ (valeurs proches des valeurs théoriques $\alpha = 2$ et $\beta = 0,5$ d'une distribution normale d'un χ^2 à 6 degrés de liberté).

Le choix de la coupure χ_{\max}^2 est faite de telle sorte que la contribution du fond de 0 à χ_{\max}^2 soit égale à la contribution de la queue de la fonction au-delà de χ_{\max}^2 (en moyenne $\chi_{\max}^2 \approx 20$ à 25).

De cette façon, la contamination du fond inélastique est estimée être de l'ordre de 0,2 à 0,4 % à 30 GeV et de 0,4 à 0,8 % aux autres énergies. La figure III. 6(a) montre la corrélation $T_{IKAR} - T_{MWPC}$ (identique à celle de la figure III. 5) résultant de cette sélection. La figure III. 6(b) représente la corrélation des anodes A et B correspondante $\left(E_A = f(E_A + E_B) \right)$.

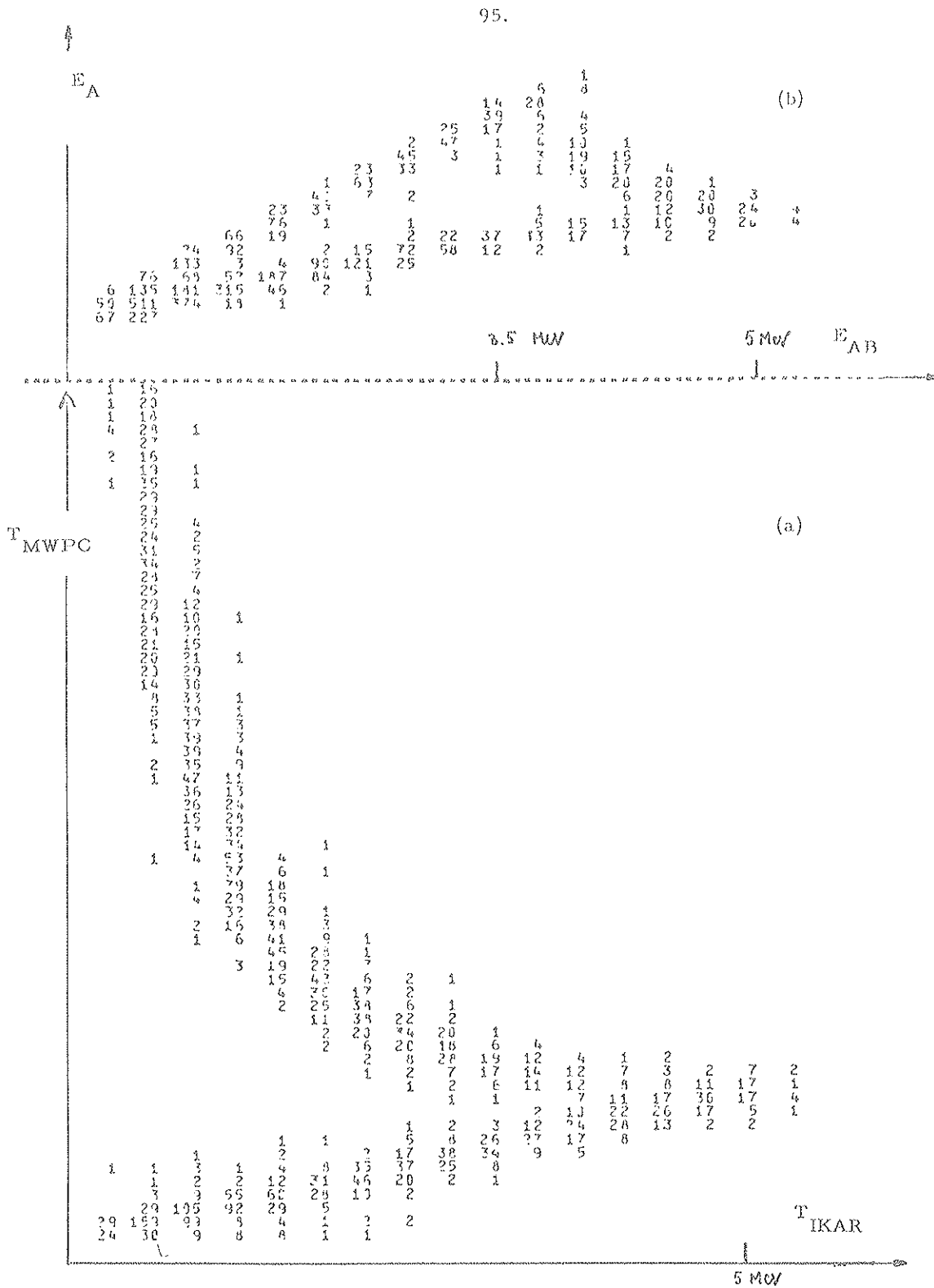


FIGURE III.6 - (a) Corrélation $T_{IKAR} - T_{IKAR}^2$ après coupure en χ^2
 (la coupure en T_{max} est choisie à 20 MeV)
 (b) Corrélation $E_A - E_{AB}$ correspondante

III. SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

Le nombre d'évènements élastiques contenus dans un intervalle de transfert $\Delta|t|$ autour de $|t_0|$ est donné par la relation habituelle :

$$\Delta N(|t_0|) = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{|t_0|} \Delta|t| \cdot (eM) N_c = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{|t_0|} 2m_p \Delta T_R (eM) \cdot N_c \quad (\text{III. 12})$$

dans laquelle :

ΔT_R est l'intervalle en énergie cinétique du proton de recul correspondant à Δt

$e \cdot M$ est le nombre effectif de particules incidentes (e est l'efficacité globale de l'appareillage lors de la prise de données)

N_c est le nombre de protons cibles

$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{|t_0|}$ est la section efficace différentielle de la diffusion élastique $\pi^- p$ à $|t_0|$

1. Normalisation absolue

a) Monitoring

Le flux de π^- incident est défini par le premier niveau du trigger pour lequel une trace dans le bras 1 est définie de façon non ambiguë (i. e. : une et une seule coordonnée dans les blocs 1 et 2, suivant la définition de p_{in} du SDPU) et pour lequel le critère d'identification est vérifié. Le nombre de π^- qui bombardent la cible est alors obtenu en sommant le contenu des échelles d'évènements (contenu correspondant à l'accumulation du nombre de π^- incidents entre deux évènements consécutifs enregistrés sur bande magnétique).

"L'efficacité globale" de l'appareillage est déduite de l'analyse des évènements tests qui est en tout point identique à l'analyse d'un évènement physique. Cette efficacité correspond au facteur correctif qu'il est nécessaire d'introduire dans le calcul du moniteur pour tenir compte des différentes réductions du nombre de particules incidentes dues aux caractéristiques de notre dispositif expérimental (géométrie, efficacité des détecteurs, choix du trigger, contamination par d'autres particules, etc...). Si on applique, dans l'analyse des évènements tests, les mêmes critères qui ont été introduits dans l'analyse des évènements physiques :

- critères d'acceptance en simulant un cône avant d'angle $\theta_{max} = \sqrt{|t|_{max}}/p_0$
- critères de reconstruction des traces dans les chambres à fils
- coupures en impulsion
- élimination des cascades au niveau d'IKAR
- élimination des mauvaises informations IKAR
- élimination des muons et des électrons qui n'ont pas été identifiés par les compteurs Čerenkov,

alors le taux d'évènements non rejetés, qui est en moyenne de 90% (sauf à 30 GeV où le nombre d'électrons plus important et l'acceptance géométrique plus faible conduisent à une valeur proche de 40%) correspond au facteur correctif d'efficacité globale. Le tableau III. 3 montre un exemple typique des différentes réductions obtenues à 120 GeV (statistique de 11.100 évènements tests d'une bande de données brutes).

Grâce à cette analyse, la correction apportée au nombre absolu de particules incidentes correspondant aux nombre d'évènements élastiques sélectionnés est obtenue avec une précision de l'ordre de $\pm 1\%$ à 30 GeV et de $\pm 0,25\%$ aux autres énergies.

Critères	Réjection (%)
$p_{in} = 0$ (équivalence avec le trigger physique)	8,7
muons	2,2
électrons	0,1
cascades	2,9
informations IKAR	2,6
reconstruction	2,1
acceptance	0,5
impulsion	0,7
efficacité e	88,9

TABLEAU III, 3

Remarque

Sauf en ce qui concerne les conditions de fonctionnement des chambres à fils, les événements tests constituent une très bonne simulation des événements physiques. La seule incertitude systématique susceptible d'être introduite dans le calcul de $d\sigma/dt$ par la détermination de e peut provenir des effets locaux d'inefficacité au centre des chambres à fils (en particulier PC 3) où passe la totalité du faisceau. L'étude de l'inefficacité locale des plans de PC 3 évoquée dans le chapitre II montre que les effets d'inefficacité corrélée sont très faibles dans nos conditions et que l'efficacité globale du bloc PC 3 est supérieure à 99,9%.

b) Nombre de protons cibles

Pour l'hydrogène, le nombre de noyaux cibles par cm^2 est donné par la relation

$$N_c(H_2) = 2 \frac{N}{V_m} \frac{273}{T} \cdot \frac{p}{1,0332} \frac{\Delta L}{L} \times 60 \text{ protons/cm}^2 \quad (\text{III.13})$$

avec :

$$n(p, T) = 2 \frac{N}{V_m} \frac{273}{T} \frac{p}{1,0332}$$

est la densité du gaz à la pression p (atm) et la température T (°K). La densité est déterminée pour chaque prise de données lors du remplissage d'IKAR en hydrogène avec :

- La mesure de la pression à l'aide de manomètres de précision ($\Delta p/p \approx \pm 0,1 \%$) qui ont fait l'objet d'une calibration détaillée,
- La mesure de la température au moment du remplissage ($\Delta T/T \approx \pm 0,15\%$) ; la variation de T au cours de la prise de données ne change pas la densité du gaz puisque le volume de l'enceinte est constant.

En moyenne ($p = 10$ atm. et $T = 293$ °K), on a :

$$N = 4,8455 \cdot 10^{10} \text{ protons/cm}^3$$

La précision de la détermination de n est de l'ordre de $\pm 0,25\%$ ($\frac{\Delta N}{N} = \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta T}{T}$; dans le calcul de n , une correction de Van der Waals $\approx -1,2\%$ a été introduite).

$\frac{\Delta L}{L} \times 60$ est la longueur totale de cible utile (en cm) :

$L = 1/6 \sum_{i=1}^6 L_i$ est la distance moyenne KG d'une cellule d'IKAR

$L = L_{\max} - L_{\min}$ est la longueur de cible effective considérée dans l'analyse en tenant compte des coupures L_{\max} et L_{\min} réalisées au voisinage de la cathode et de la grille.

La longueur de cible utile est déterminée par la mesure du temps de dérive des électrons dans l'espace cathode-grille de chaque cellule. Théoriquement, la calibration précise de l'échelle en temps de cette mesure peut être obtenue à l'aide des distributions en temps des sources α situées sur la grille et sur la cathode. En pratique, seule la mesure du temps d'arrivée sur la grille des α provenant de la cathode est utilisée parce que le signal "start" de référence est évidemment bien défini, de même que le front supérieur de la distribution du signal "stop" (figure III. 7) ; par contre la position de la grille par cette méthode (utilisant les α de la source grille) est mal déterminée du fait de sa petitesse ou même de l'inexistence des signaux cathodiques correspondants : il en résulte une mauvaise référence en temps (signaux proches du bruit électronique) et par conséquent une largeur de la distribution grille qui ne permet pas une mesure précise de sa position (il faut rappeler que le déclenchement de l'acquisition sources est donné par le signal cathodique).

La position de la grille est alors déterminée indépendamment à l'aide des événements physiques particuliers pour lesquels :

- il n'y a pas de signaux cathodiques (événements entre grille et anode ou qui traversent la grille)
- l'énergie du recul est bien au-dessus des seuils ($T_R \gtrsim 2$ MeV) de façon à ce que le signal stop soit bien défini.

La distribution des signaux cathodiques correspondant à des événements physiques créés entre K et G donne alors la référence en temps de cette mesure (figure III. 8).

La longueur L_i pour chaque cellule est alors déterminée par la relation :

$$L_i(t) = (t_K - t_{K\alpha}^0) - (t_o - t_{o\varphi}^0) \quad (\text{III. 14})$$

La précision de cette détermination, déduite de l'étude systématique des dispersions des mesures effectuées sur les 6 cellules et pour toutes les prises de données est de $\pm 0,40\%$ environ. L'incertitude globale sur la détermination du nombre absolu de protons cible est donc $\pm 0,45\%$.

c) Identification. Incertitude sur M

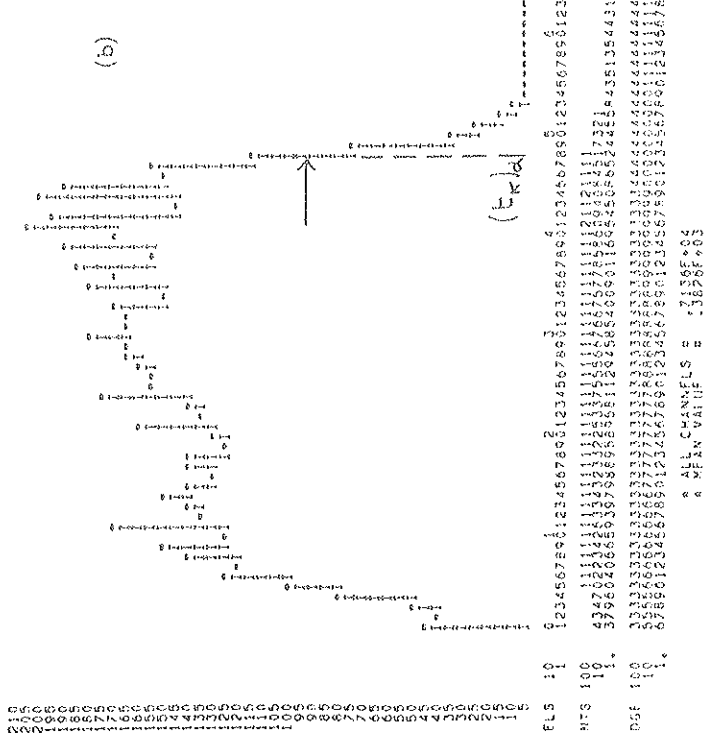
Nous résumons dans le tableau III.4 les différentes contributions à l'incertitude sur l'identification des π^- incidents.

Indépendamment de E_o , la contamination en leptons est inférieure à 0,15%.

A 30 GeV, la contamination hadronique (K^-) est négligeable, elle devient importante à 140 GeV.

Globalement, en tenant compte des trois sources d'erreur que nous venons d'évoquer, l'incertitude sur la normalisation absolue ($\delta(N_c \cdot e \cdot M)$) est estimée à $\pm 1,5\%$ à 30 GeV (où la statistique est limitée pour la mesure de e) et $\pm 1\%$ aux autres énergies.

3 WINDOW DISTRIBUTION FOR CATHODE N 3
 ID # 133
 DATE 19/07/77



3 WINDOW DISTRIBUTION FOR CATHODE N 3
 ID # 133
 DATE 19/07/77

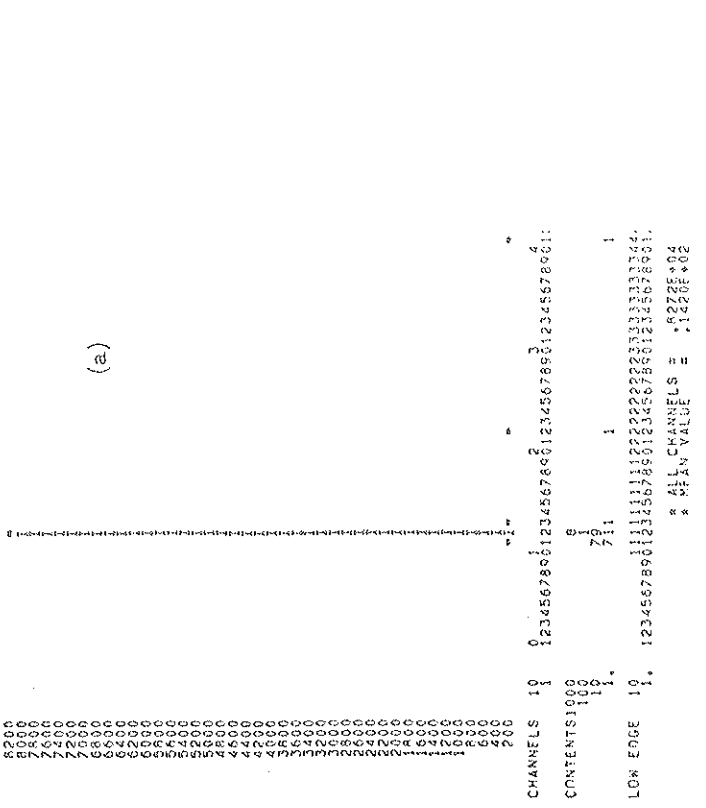


FIGURE III.7 -

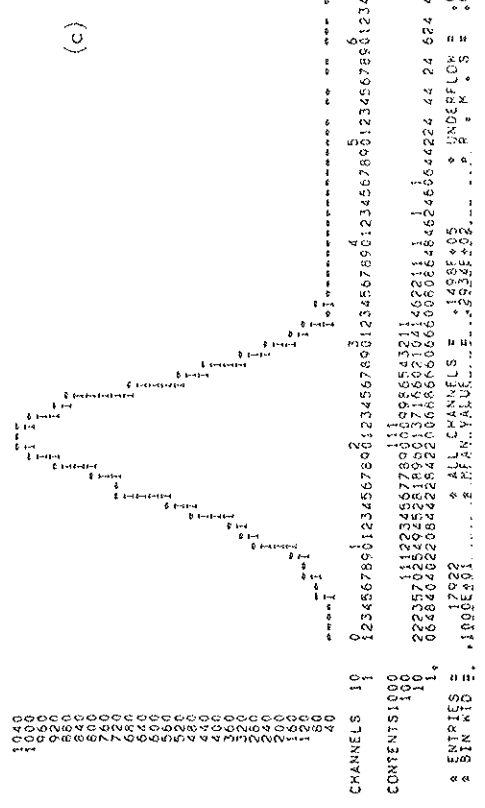
Distributions en volume (i.e. mesure du temps de derive des electrons) correspondant aux sources a

(a) signal cathodique (= start - reference (t_{Kc}))

(b) signal anodique des c. provenant de la cathode.

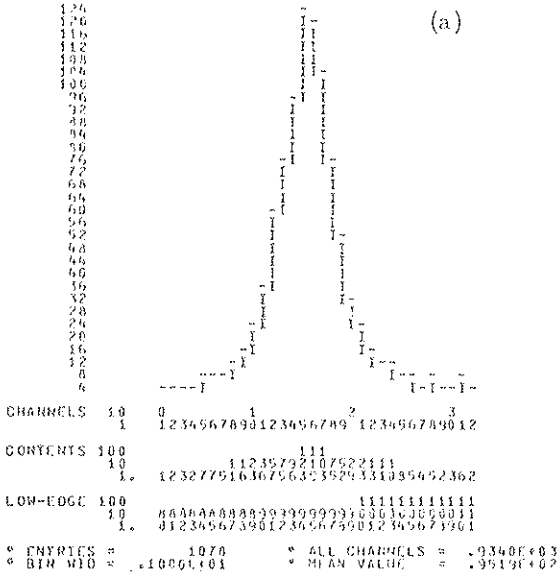
(c) distribution en volume des signaux des sources a

3 WINDOW DISTRIBUTION FOR GRID SOURCE IN CHAMBER N 5
 ID # 153
 DATE 19/07/77

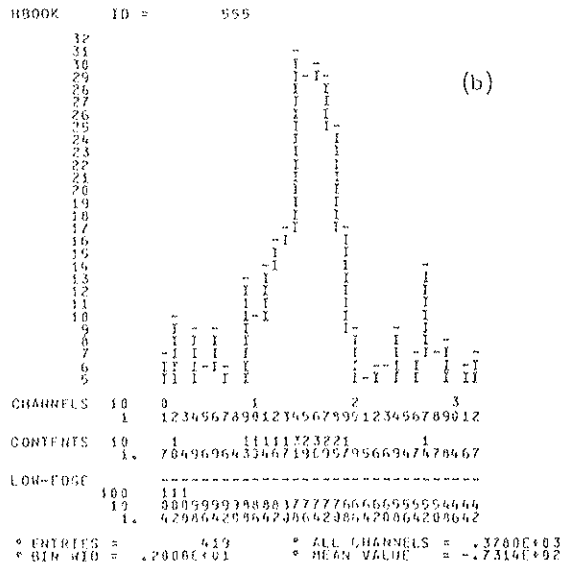


DIFRVO=190.60 WINDOW= 35.19 GAINME= 73.71

WINDOW DISTRIBUTION FOR CHANNEL # 5
HBOOK ID = 945

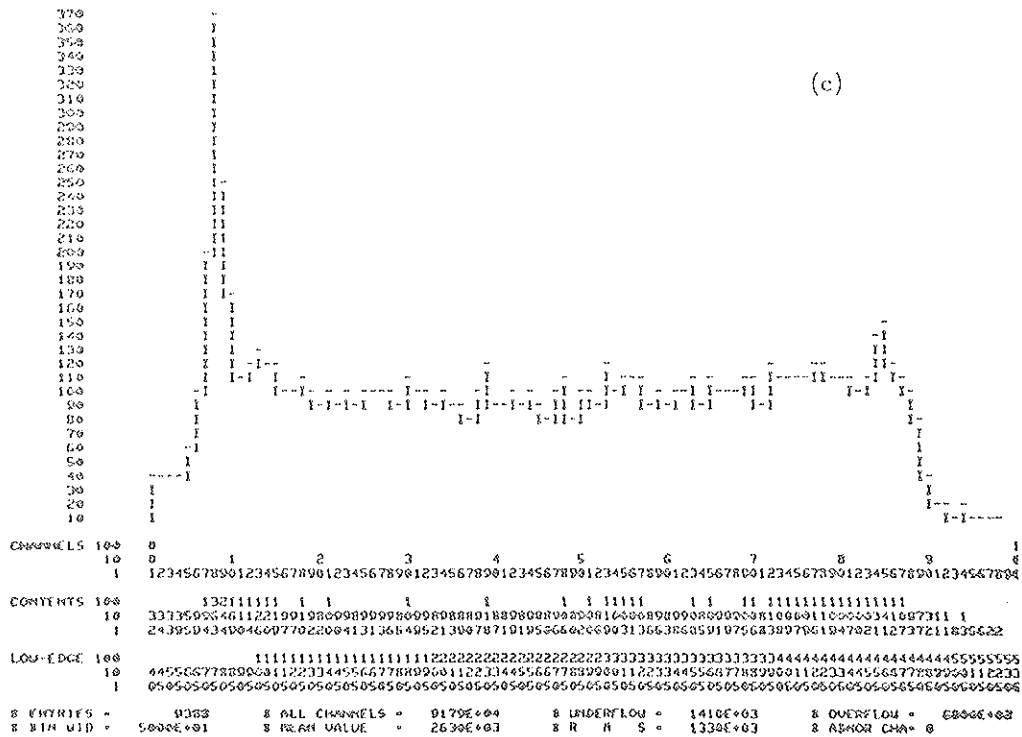


GRID POSITION FOR CHANNEL # 5



(a) Distribution en temps du signal cathodique → référence ($t'_{0\phi}$)

(b) Distribution en temps du signal anodique correspondant aux évènements issus de l'espace grille - anode → ($t_{G\phi}$)



(c) Distribution totale en volume du signal A pour des évènements physiques (le pic à gauche correspond à la position de la grille)

FIGURE III. 8 - Distributions en volume des évènements physiques

Particules	Identification	% dans le faisceau	Contamination dans π^- (%)
μ	Coincidence $\mu_1 - \mu_2$ $e_{\mu_1 \mu_2} \approx 98\%$	2 % , $\forall E_0$	0,04
e	Coupure en χ_e^2 Coupure en Σ_e	25 % à 30 GeV < 0,1 % à 140 GeV	$\leq 0,1$
K^-	Signal dans CEDAR $e_{CEDAR} = 98\%$ $e_{CEDAR} = 43\%$	3 % à 30 GeV 1,5 % à 140 GeV	0,04 0,70
\bar{p}	Anticoïncidence sur ζ_1, ζ_2 et CEDAR	2,2 à 30 GeV 0,10 à 140 GeV	< 0,01

TABLEAU III.4

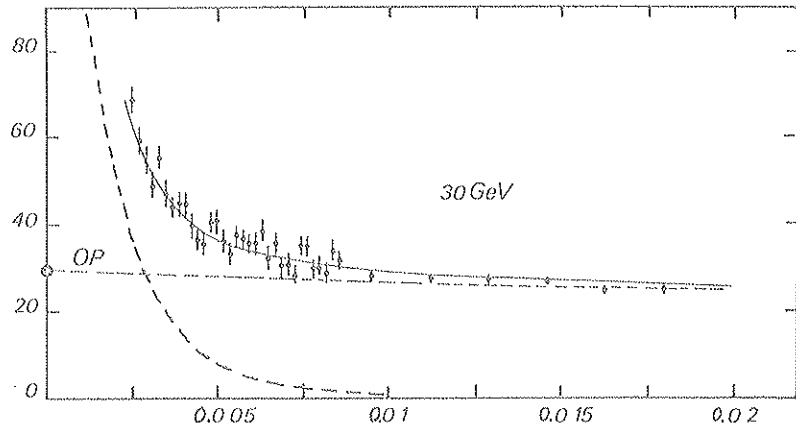
2. Calcul de $d\sigma/dt$

La relation III.12 donne, en $mb/(GeV/c)^2$:

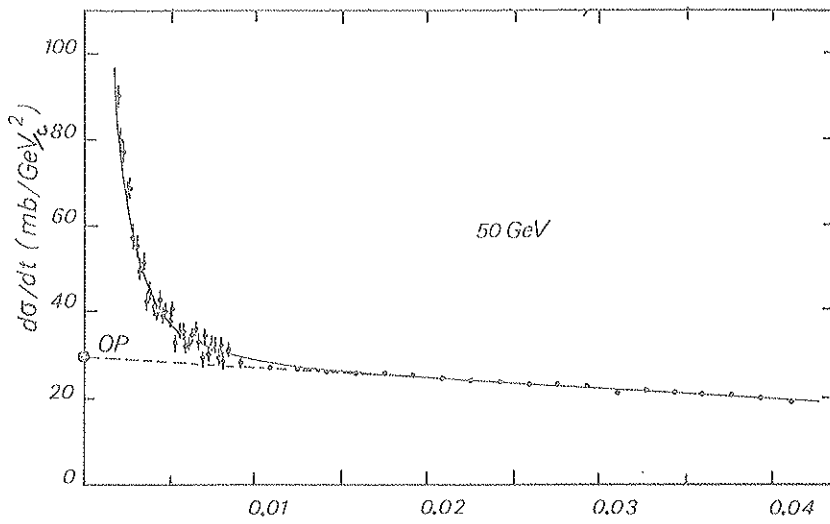
$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{|t|} = \frac{10^{10}}{4,8405} \frac{1}{2m_p} \left(\frac{1}{e.M}\right) \left(\frac{L}{6 \Delta L}\right) \frac{1}{p} \frac{\Delta N(|t_0|)}{\Delta T_R (MeV)}$$

Les figures III.9 (1 à 6) montrent les six sections efficaces différentielles obtenues de 30 à 140 GeV. Les tableaux de valeurs donnant $d\sigma/dt$ en fonction de $|t|$, qui ne sont pas reportés ici, ont été présentés dans le rapport EP-78/07 du CERN.

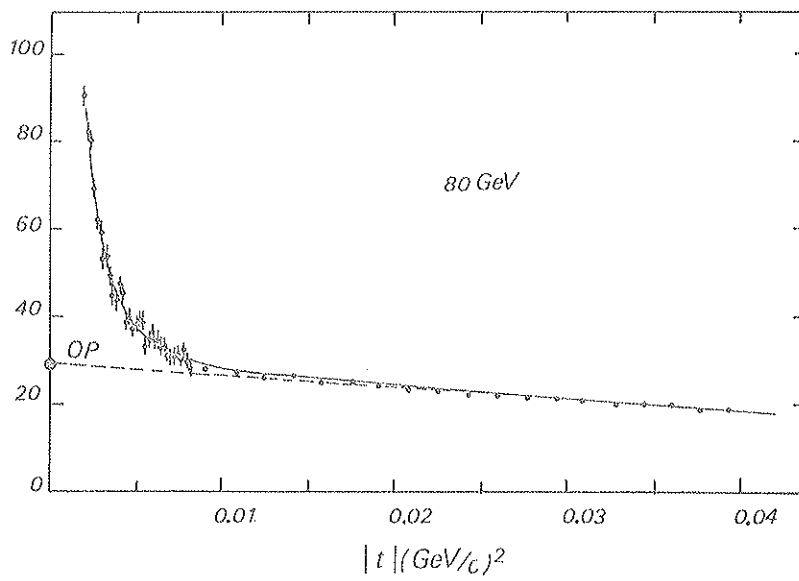
De $0,002$ à $0,010 (GeV/c)^2$ ($T_R = 1$ à 5 MeV), $|t|$ est donné par l'énergie du proton de recul mesurée par IKAR. La résolution de cette détermination est de $1 \cdot 10^{-4} (GeV/c)^2$ et $1,4 \cdot 10^{-4} (GeV/c)^2$ (i.e. : 50 keV pour l'anode A et 70 keV pour les anodes A + B). Dans ces régions, l'intervalle en $|t|$ choisi ("bin") est $\Delta|t| = 1,88 \cdot 10^{-4} (GeV/c)^2$ (i.e. : $\Delta T_R = 100$ keV). De $0,010$ à $0,040 (GeV/c)^2$, $|t|$ est donné par les chambres à fils qui mesurent l'angle θ sur l'avant et la résolution associée qui dépend de la valeur de $|t|$ est moins bonne. C'est la raison pour laquelle l'intervalle considéré dans la région des "hauts" transferts est $\Delta|t| = 1,7 \cdot 10^{-3} (GeV/c)^2$.



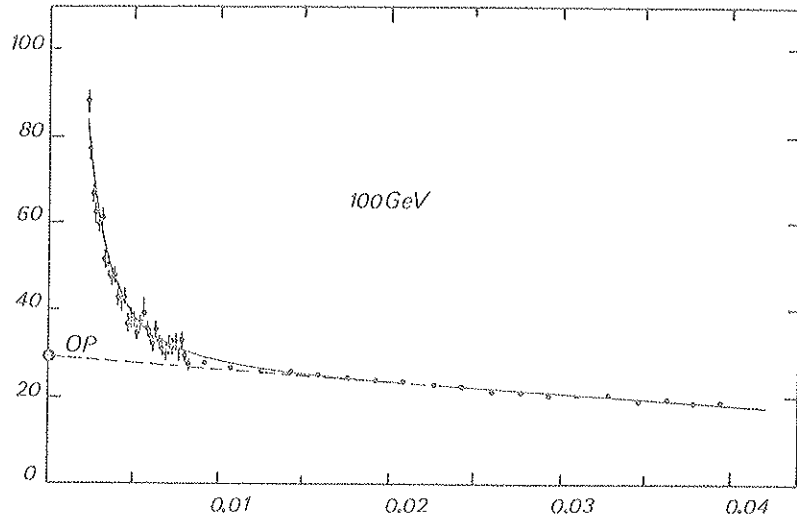
(1)



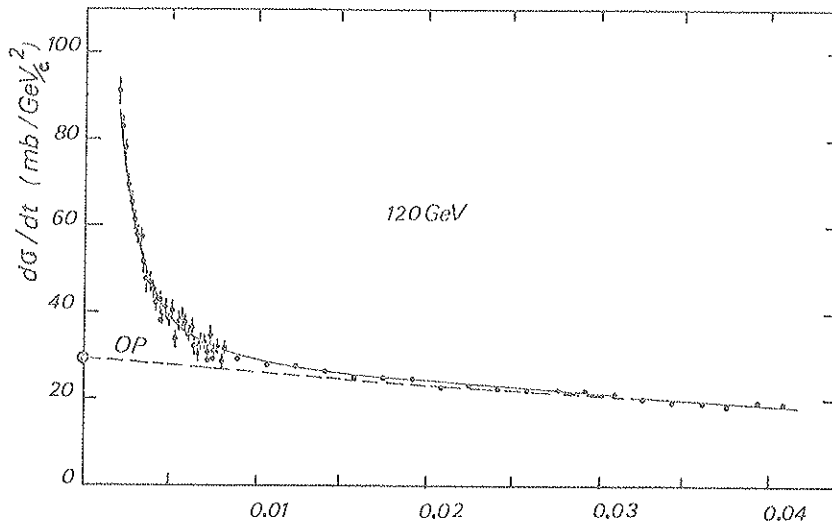
(2)



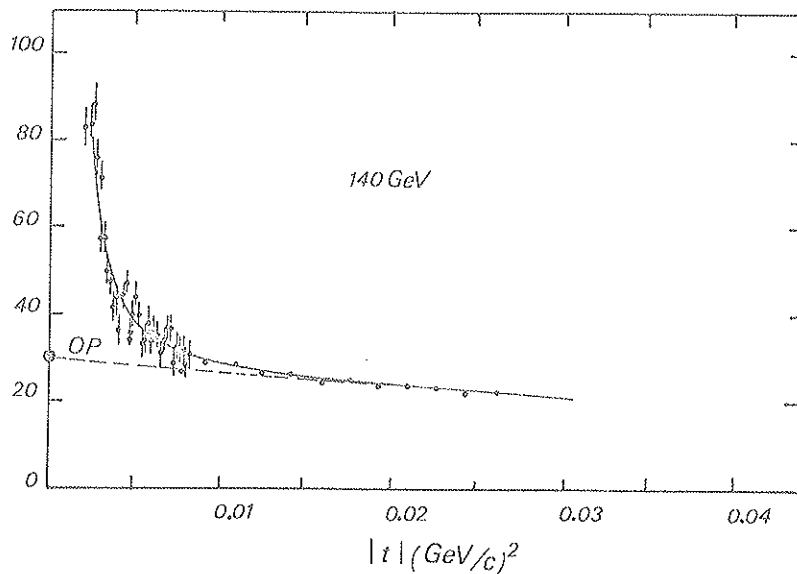
(3)



(4)



(5)



(6)

FIGURE III.9 - Sections efficaces différentielles $\pi^- p$ mesurées (30 à 140 GeV) : jusqu'à $|t| \lesssim 0,08 (\text{GeV}/c)^2$, la largeur du bin $\Delta|t|$ est de 100 keV ; au-delà elle est de ≈ 1 MeV (la courbe en trait discontinu de la figure III.9(1) représente la contribution coulombienne seule).
OP : Point optique

IV. EXTRACTION DES PARAMETRES ρ et B

Les sections efficaces différentielles précédentes ont été lissées par la relation d'interférence Coulomb-nucléaire démontrée dans le chapitre I (relations I.14 et I.24).

Sauf à 30 GeV où l'acceptance est limitée sur l'avant à $|t|_{\max} = 0,020 \text{ (GeV/c)}^2$, les paramètres ρ et B ont été laissés libres. Dans le processus de minimisation (programme FUMILI du CERN), le coefficient de correction de normalisation absolue e_N est contraint à ne varier qu'entre -1,5 et +1,5 % à 30 GeV et -1 à +1 % aux autres énergies. De même pour la section efficace totale π^-p : nous avons considéré les valeurs expérimentales du FERMI-LAB qui ont été laissées libres dans leur intervalle d'incertitude (erreurs statistiques).

Les résultats des différents lissages sont réunis dans le tableau III.5. A 30 GeV, la valeur de B considérée dans le lissage est la moyenne des pentes obtenues aux autres énergies ($\overline{B} = 11,1 \text{ (GeV/c)}^{-2}$). L'incertitude sur ρ est plus importante aux énergies extrêmes où la statistique et l'intervalle en $|t|$ mesuré sont plus faibles.

p_0 [GeV/c]	Intervalle en $ t $ [(GeV/c) ²]	Statistique	$\sigma_{\text{tot}} \pm \Delta\sigma_{\text{tot}}$ (Réf. 10) [mb]	$\rho \pm \Delta\rho$	$b \pm \Delta b$ [(GeV/c) ⁻²]	χ^2/N
30	0,002 - 0,02	20,000	24,61 \pm 0,06	-0,04 \pm 0,02	11,1 fixée	57/39
50	0,002 - 0,04	78,000	24,06 \pm 0,06	-0,003 \pm 0,013	10,6 \pm 0,3	70/51
80	0,002 - 0,04	94,000	23,99 \pm 0,06	+0,017 \pm 0,013	11,2 \pm 0,3	65/50
100	0,002 - 0,04	98,000	24,00 \pm 0,06	+0,023 \pm 0,013	11,3 \pm 0,3	83/50
120	0,002 - 0,04	68,000	24,06 \pm 0,06	+0,052 \pm 0,013	11,3 \pm 0,3	53/51
140	0,002 - 0,03	19,000	24,09 \pm 0,04	+0,03 \pm 0,02	10,9 \pm 0,8	40/53

TABLEAU III.5

Pour chaque énergie, une étude systématique sur "l'influence des différents paramètres" sur ρ et B est effectuée. Ces contributions sont semblables à toutes les énergies et on obtient en moyenne :

$$\begin{aligned}
 \partial\rho/\partial e_N &= 0,01/(%) \\
 \partial\rho/\partial B &= 0,004/(\text{GeV/c})^{-2} && (0,003 \text{ à } 0,006) \\
 \partial\rho/\partial\sigma_{\text{tot}} &= 0,005/(0,1)\text{mb} && (0,005 \text{ à } 0,006) \\
 \partial B/\partial e_N &= 0,3/(%) && (0,2 \text{ à } 0,3)
 \end{aligned}$$

Les répercussions des différentes sources d'incertitude sur $d\sigma/dt$ évoquées précédemment sont résumées dans le tableau III.6.

Sources d'incertitude	%	$\Delta \rho$	ΔB
Pertes d'événements dues à l'appareillage	1 à 30 GeV 0,25 ailleurs	$\begin{cases} 0,01 \\ 0,0025 \end{cases}$	$\begin{cases} 0,25 \\ 0,06 \end{cases}$
Longueur de la cible	0,45	0,0045	0,10
Evénements K^-p	0,04 à 0,7	0,0002 à 0,004	0,008 à 0,11
Evénements μ^-p ou e^-p	0,15	0,002	
Evénements inélastiques ou fortuits	0,4 à 0,8	0,002 à 0,005	0,05 à 0,10
Résolution en $ t $		0,002	0,01

TABLEAU III. 6

Remarques

1. La contribution des événements inélastiques ou fortuits acceptés dans l'analyse est difficile à évaluer du fait de l'origine inconnue de cette contamination. L'estimation du tableau admet que l'influence correspondante sur ρ et B est du même ordre que l'effet de la normalisation.
2. Il faut souligner l'importance d'un décalage constant dans la mesure de T_R . Il est typiquement : $|\Delta \rho| = 0,02$ pour $\Delta T_R = 50$ keV. L'effet d'une déformation proportionnelle à t ($= kt$) est beaucoup plus faible :

$$\begin{aligned} \Delta \rho &= 0,003 && \text{pour } k = 1\% \\ \Delta B &= 0,15 && \text{pour } k = 1\% \end{aligned}$$

La précision de la mesure de T_R et de la calibration de la mesure de $|t|$ ainsi que le contrôle constant de la stabilité de ces mesures à l'aide des événements-tests limitent à 0,003 et 0,05 respectivement les incertitudes correspondantes sur ρ et B .

3. Considérant uniquement les points expérimentaux obtenus avec IKAR ($T_R \lesssim 5$ MeV) nous avons étudié le changement des valeurs de ρ données par le lissage dans lequel B est fixé aux valeurs du tableau III. 7.

E	B	ρ	B	ρ
50	10,6	$0,001 \pm 0,014$	fixée à $8,5 (\text{GeV}/c)^{-2}$	$-0,006 \pm 0,014$
80	11,2	$0,018 \pm 0,014$		$0,011 \pm 0,014$
100	11,3	$0,028 \pm 0,014$		$0,020 \pm 0,014$
120	11,3	$0,055 \pm 0,014$		$0,045 \pm 0,014$
140	10,9	$0,03 \pm 0,02$		$0,025 \pm 0,014$

TABLEAU III. 7

En comparant avec le tableau III. 5, on constate que ρ est peu modifié : les différentes valeurs obtenues restent compatibles entre elles, compte-tenu des intervalles d'incertitude donnés par le lissage.

4. Enfin le tableau III.8 résume les valeurs de ρ et de B obtenues en utilisant l'expression (B.27) (appendice B) de la section efficace différentielle $d\sigma/dt$ dans laquelle l'amplitude coulombienne est traitée de façon plus complète:

E	ρ_1	B_1	ρ_2	B_2
50	$-0,010 \pm 0,013$	$10,4 \pm 0,34$	$-0,006 \pm 0,013$	$10,4 \pm 0,34$
80	$0,010 \pm 0,013$	$10,9 \pm 0,33$	$0,015 \pm 0,013$	$10,9 \pm 0,33$
100	$0,018 \pm 0,013$	$11,0 \pm 0,33$	$0,022 \pm 0,013$	$11,0 \pm 0,32$
120	$0,042 \pm 0,013$	$11,08 \pm 0,32$	$0,048 \pm 0,013$	$11,0 \pm 0,33$
140	$0,02 \pm 0,02$	$10,6 \pm 0,7$	$0,027 \pm 0,02$	$10,7 \pm 0,7$

TABLEAU III.8

Dans ce tableau, les valeurs de ρ_1 et B_1 ont été extraites en tenant compte du terme $\delta_v(t)$ de polarisation du vide, alors que pour les valeurs ρ_2 et B_2 cette correction a été négligée. On constate que les valeurs de B obtenues sont systématiquement inférieures aux valeurs du tableau III.5 de 0,2 à 0,3 $(\text{GeV}/c)^{-2}$ en moyenne ($B_1 \approx B_2$, l'effet de δ_v est négligeable en ce qui concerne B). Les valeurs de ρ trouvées sont aussi systématiquement plus faibles que celles du tableau III.5 ($\approx 0,007$ en moyenne) : la différence observée est due essentiellement au terme δ_v comme le montre la comparaison de ρ_1 avec ρ_2 .

CHAPITRE IV

DISCUSSION des RESULTATSI. PRESENTATION D'ENSEMBLE DES RESULTATS

1. Partie réelle ρ
2. Pente logarithmique à faible t

II. LES RELATIONS DE DISPERSION SUR L'AVANT

1. Formulation générale
2. Application aux amplitudes de diffusion
3. Les relations de dispersion sur l'avant
4. Prédications théoriques des relations de dispersion
5. Comparaison avec les valeurs expérimentales

III. SECTION EFFICACE TOTALE ET AMPLITUDE $f_{\pi-p}$ A HAUTE ENERGIE

1. Modèle des pôles de Regge : bref rappel
2. Section efficace totale et relation de dispersion sur l'avant
3. Dépendance en t de $f_{\pi-p}$: pente logarithmique
 - a) Prévision du modèle de Regge à trois pôles
 - b) Essais d'explication de ΔB à faible t :
 - échange de deux pions
 - facteurs de forme
 - c) Modèle de Sawada et force de Van der Waals

CHAPITRE IV

DISCUSSION des RESULTATSI. PRESENTATION D'ENSEMBLE DES RESULTATS1. Partie réelle de l'amplitude sur l'avant

Nous avons porté sur la figure IV. 1 les six valeurs expérimentales obtenues pour $\rho_{\pi^-p}(0)$ (cf. tableau III. 5 du chapitre précédent). Nous avons représenté aussi sur la même figure les résultats antérieurs ($p_0 > 1$ GeV/c). Les références des différents points sont notées en légende. Les six points expérimentaux de notre expérience mettent en relief les deux faits essentiels suivants :

- $\rho_{\pi^-p}(0)$ continue à croître avec l'énergie et devient positive avant 80 GeV/c. Ce passage aux valeurs positives ne comporte aucune ambiguïté : on remarque en effet que les quatre points de 80 à 140 GeV/c restent positifs à l'intérieur de leur intervalle d'incertitude (contrairement aux points préliminaires du FERMILAB).
- notre valeur de $\rho_{\pi^-p}(0)$ à 30 GeV/c est notablement plus élevée que les valeurs antérieures de Brookhaven⁽¹⁾ entre 20 et 26 GeV/c (plus de trois déviations standard) et de Serpukhov⁽²⁾ (1976) entre 30 et 40 GeV/c (> deux déviations standard). On peut noter ici que la récente valeur de Serpukhov⁽³⁾ (1977) obtenue à l'aide du même dispositif de recul (IKAR) est également supérieure aux valeurs antérieures d'une déviation standard.

La droite de la figure IV. 1 est un lissage empirique des points ρ_{π^-p} de haute énergie (cf. expression IV. 1). On peut souligner ici l'analogie des comportements de ρ_{π^-p} et ρ_{pp} avec l'énergie. La figure IV. 2 montre les points π^-p du SPS et les points p-p du FERMILAB (expérience du jet). Un lissage empirique des sept points π^-p de 30 à 140 GeV/c (i. e. : 6 points de WA 9 + dernier point IHEP) conduit à l'expression :

$$\rho_{\pi^-p} = (-0,24 \pm 0,05) + (0,058 \pm 0,012) \ln \gamma_{\pi p} \quad (\text{IV. 1})$$

où $\gamma_{\pi p} = E_0/m_{\pi}$
tandis qu'un lissage analogue⁽⁴⁾ des derniers points p-p du FERMILAB (1978) donne ($50 < p_0 < 500$ GeV/c) :

$$\rho_{pp} = (-0,533 \pm 0,034) + (0,076 \pm 0,006) \ln \gamma_{pp} \quad (\text{IV. 2})$$

Par continuité, l'expression (IV. 1) situe à $E_0^{\pi p} = 60$ GeV/c le passage à zéro de $\rho_{\pi p}$, alors que (IV. 2) donne $\rho_{pp} = 0$ vers $E_0^{pp} = 320$ GeV/c.

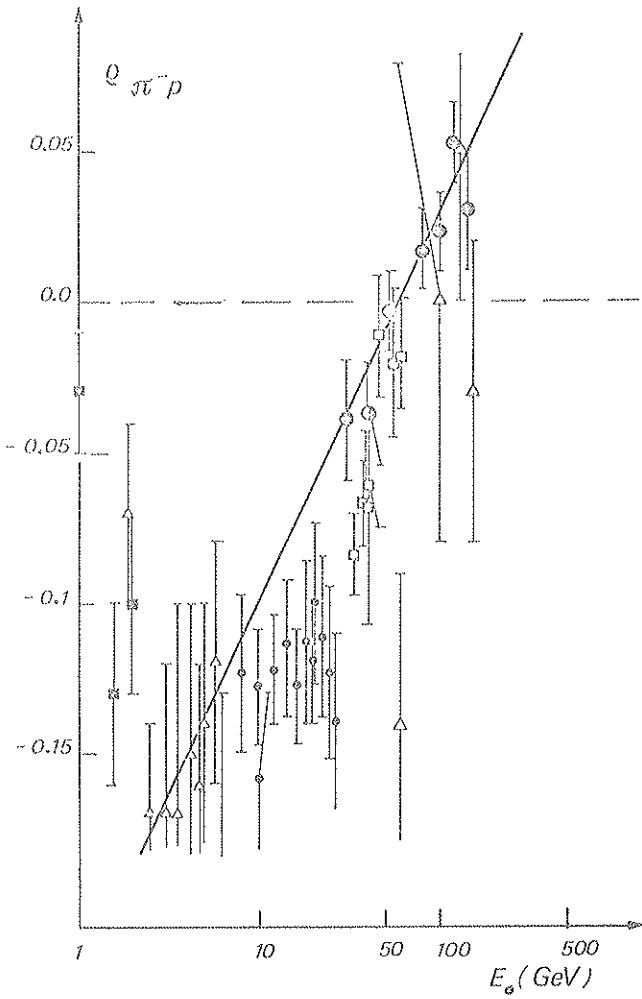


FIGURE IV.1

Valeurs expérimentales de ρ_{π^-p} à partir de 1 GeV

- Baillon et al. (CERN, 1976)
- △ Vorobev et al. (1974)
- Foley et al. (BNL, 1969)
- ⊙ WA 9 (CERN, 1978)
- Apokin et al. (IHEP, 1975 et 1976)
- ⊗ Vorobyov et al. (IHEP, 1977)
- △ Akenbrandt et al. (FERMILAB, 1975, Préliminaires)

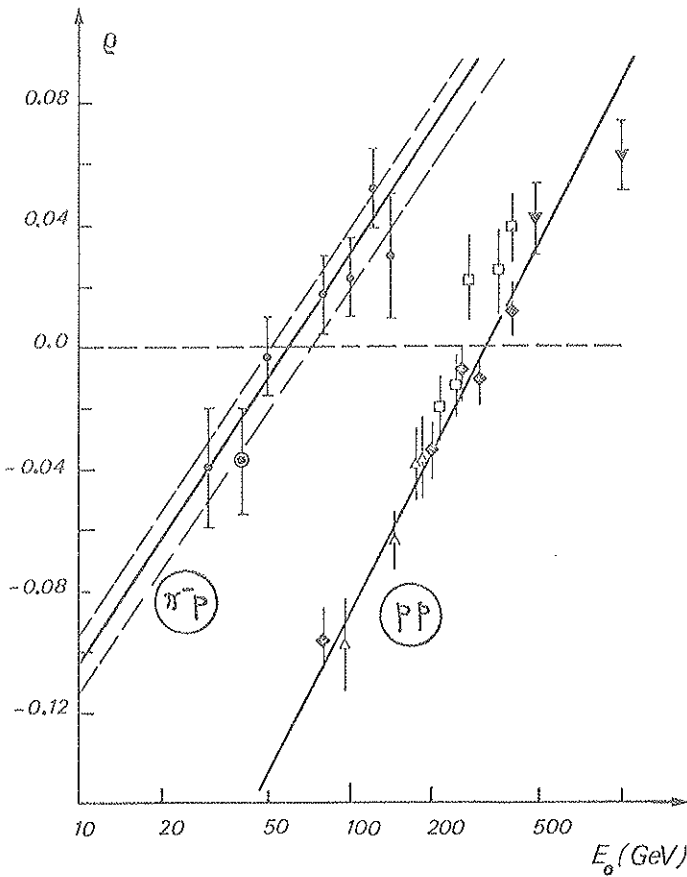


FIGURE IV.2

Comparaison de ρ_{π^-p} et ρ_{pp} :

ρ_{π^-p} = Valeurs de WA 9 et IHEP 1977

ρ_{pp} = \blacklozenge Jenkins et al. (FERMILAB, "Jet" 1978)

\circ \blacktriangle Expériences antérieures du "Jet" (Bartenev)

\blacktriangledown ISR

Par contre le comportement de ρ avec E dans chacun des deux cas est semblable. Dans la mesure où l'on peut dire que l'on approche de la région asymptotique lorsque ρ devient positive (ce qui correspond à la remontée de σ_{tot}) on voit que cette approche est plus rapide dans le cas πp que dans le cas pp ("facteur d'échelle" : $E_0^{\pi p}/E_0^{pp} \approx 0,2 \sim 1,3 m_{\pi}/m_p$). On note en particulier la correspondance du domaine d'énergie du SPS (Hall Ouest ≤ 150 GeV/c) en πp avec celui du FERMILAB en pp (< 500 GeV/c).

L'effet d'une erreur systématique de $\pm 0,01$ sur la phase de Bethe est illustré par les deux courbes en pointillés de la figure IV.2 (une erreur systématique sur δ correspond - cf. relation I.17 - à une translation d'ensemble des points expérimentaux, donc de la courbe 1). On voit ainsi que pour $\Delta\delta = +0,01$, $\rho_{\pi p} \approx 0$ vers 50 GeV/c tandis que pour $\Delta\delta = -0,01$, $\rho_{\pi p} \approx 0$ vers 70 GeV/c.

2. Pente logarithmique à faible transfert

Les valeurs de B à $|t| \approx 0,03$ (GeV/c)² extraites des sections efficaces différentielles mesurées entre 50 et 140 GeV/c sont portées en fonction de l'énergie sur la figure IV.3.

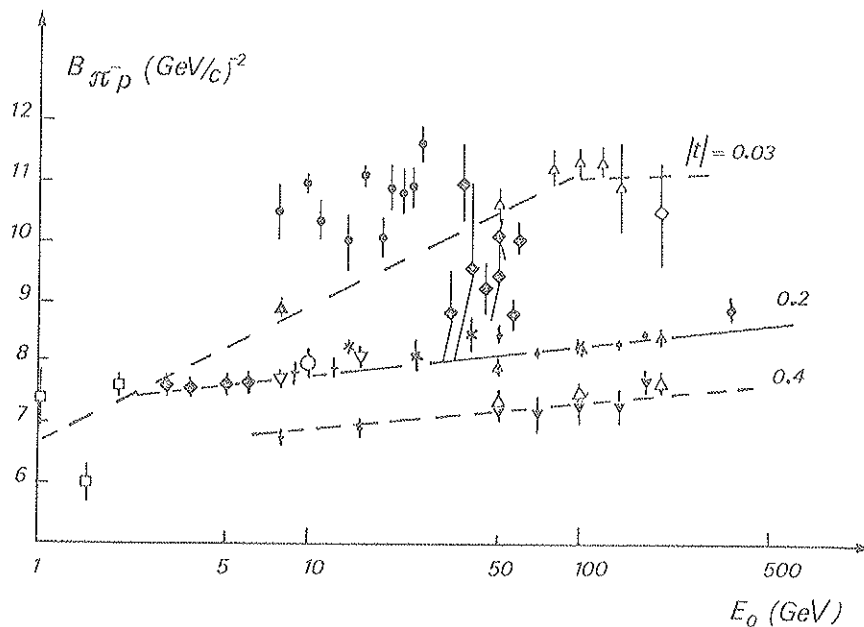


FIGURE IV.3 - Compilation les plus précises de la pente logarithmique $B_{\pi p}$ (évolution avec t et E_0)

$$|t| \approx 0,03 \text{ (GeV/c)}^2$$

- Baillon et al. (CERN, 1976)
- ▲ Russ et al. (BNL, 1977)
- Foley et al. (BNL, 1967)
- ◆ Apokin et al. (IHEP)
- ◇ Akenbrandt (FERMILAB)
- △ WA 9

$$|t| = 0,20 \text{ (GeV/c)}^2$$

- Firestone (1976)
- ▽ Russ (1977)
- Carnegie (1975)
- Ayres (1977)
- △ Akerlof (1976)
- ◆ Ambats (1974)
- x Antipov (1971)
- * Dzierba (1973)

La valeur moyenne de nos cinq mesures est $\overline{B(0,03)} = 11,2 \text{ (GeV/c)}^2$. On voit que la gamme d'énergie incidente couverte par notre expérience est trop limitée pour pouvoir évaluer la dépendance de B avec E. Nous avons aussi indiqué sur cette même figure le résultat des mesures existantes à faible transfert ($|t| < 0,08 \text{ (GeV/c)}^2$) ainsi qu'une sélection des déterminations les plus récentes et les plus précises ($\Delta B < 0,1 \text{ (GeV/c)}^{-2}$) de B à $|t| = 0,20 \text{ (GeV/c)}^2$, valeur pour laquelle la plupart des déterminations de B(E, t) sont faites (les points à $|t| = 0,40 \text{ (GeV/c)}^2$ indiquent la variation de B avec t extraite des lissages de la forme $B(E, t) = B + 2 Ct$)⁽⁵⁾.

Comme l'indique clairement l'ensemble des résultats présentés sur la figure IV. 3, la pente logarithmique π -p évolue à la fois avec l'énergie et avec le transfert ($B = B(E, t)$) mettant en évidence la structure complexe du pic diffractif π -p. On constate que cette variation de B avec t est très nette à haute énergie (50 à 200 GeV/c) où les valeurs tirées de notre expérience autour de $0,03 \text{ (GeV/c)}^2$ sont considérablement plus élevées que les valeurs obtenues à $0,2 \text{ (GeV/c)}^2$ par les deux mesures indépendantes du Fermilab. Par exemple, on a à 100 GeV/c :

$$\Delta B_1(100) = B(100, 0,03) - B(100, 0,20) \approx 3 \text{ (GeV/c)}^2$$

différence très significative compte-tenu des faibles incertitudes expérimentales.

Cependant on constate aussi que la situation expérimentale est beaucoup moins nette à plus faible énergie ($p_0 < 50 \text{ GeV/c}$) où les mesures de B à faible |t| entre 5 et 60 GeV/c sont peu précises et non concordantes. La moyenne des points de Serpukhov autour de 50 GeV/c est de $9,4 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ tandis que pour les points du BNL autour de 16 GeV/c, elle est plus élevée : $10,8 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ et voisine de nos valeurs. Par contre les récents points de Russ et al. ($B = 8,9 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ à 8 GeV/c) et de Baillon et al. ($B \approx 7, \text{ (GeV/c)}^{-2}$ entre 1 et 2 GeV/c) sont franchement plus faibles et mêmes confondus en ce qui concerne les derniers avec les autres points à $0,2 \text{ (GeV/c)}^2$. Si l'on se fonde sur les deux dernières expériences on serait tenté de conclure que ΔB croît avec l'énergie (cf. courbe en pointillés qui s'éloigne rapidement lorsque E croît, de la droite entrant plein matérialisant la dépendance $B(E, 0,2) = B_0 + 0,2 \ln E$ de la pente logarithmique mesurée à $0,2 \text{ (GeV/c)}^2$; il faut noter cependant que la mesure de Russ à 16 GeV/c ne montre pas la différence de pente trouvée à 8 GeV/c). Si l'on tient compte des mesures du BNL on trouve plutôt une dépendance analogue à celle de B(0, 2). Avec les données présentes, il est donc difficile de conclure sur la variation de B(0,03) avec l'énergie: des mesures précises entre 2 et 60 GeV/c sont pour cela nécessaires.

Remarquons qu'à haute énergie, où la situation ne présente pas d'ambiguïté, la variation de B(E, t) avec t devient plus rapide lorsque |t| diminue. Ainsi à 100 GeV/c :

$$\Delta B_2(100) = B(100, 0,2) - B(100, 0,40) \approx 1,3 \text{ (GeV/c)}^{-2} ,$$

c'est à dire deux fois plus faible environ que l'écart ΔB_1 existant entre $0,03$ et $0,2 \text{ (GeV/c)}^2$. Il est difficile de dire s'il y a rupture (comme pourrait le suggérer la figure IV. 4 qui juxtapose deux expériences différentes) ou variation progressive de la pente : pour répondre à cette question il faudrait pouvoir mesurer B(E, t) dans une gamme étendue de transfert (par exemple $0,010$ à $0,5 \text{ (GeV/c)}^2$) et avec une statistique élevée. Néanmoins nous avons essayé de voir s'il y a un changement de pente dans notre gamme restreinte de transfert. Pour cela nous avons calculé la pente effective B(E, t) d'après nos sections efficaces différentielles

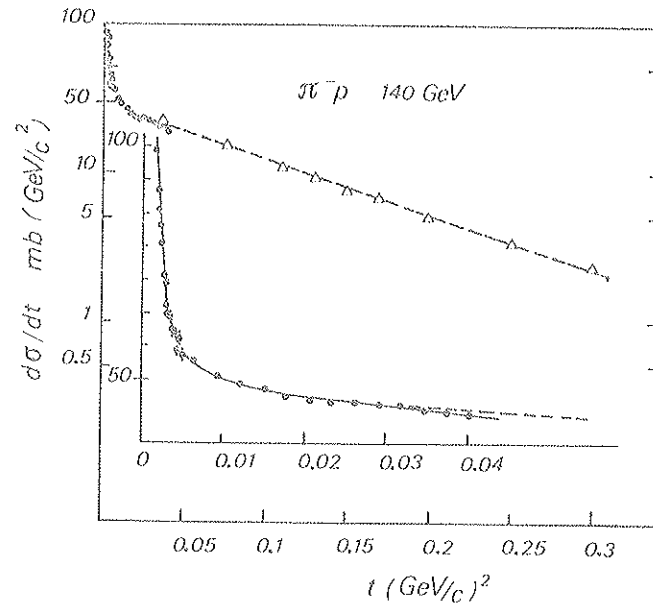


FIGURE IV.4 - $d\sigma/dt$ en fonction de $|t|$ à 140 GeV : points de WA 9 et de Ayres. Les deux expériences n'ont qu'un point de recouvrement ($\approx 0,040$ (GeV/c) 2). Aux autres énergies, on constate une différence de normalisation de l'ordre de 10% si l'on compare les données au point de recouvrement, et le changement brusque de pente n'est pas du tout évident.

dans l'intervalle $0,01 < |t| < 0,04$ (GeV/c) 2 (afin de pouvoir comparer les points à différentes énergies, les valeurs de ρ introduites dans le calcul sont données par les relations de dispersion HJK 77/1 -cf. plus loin-). Sur la figure IV.5(a) la valeur de $B(E, t)$ est portée en fonction du transfert pour trois énergies différentes. On voit que B reste constante de $0,015$ à $0,04$ (GeV/c) 2 environ. En-dessous on note une tendance à l'augmentation de la valeur effective. Sur la figure IV.5(b) on a regroupé les valeurs de B correspondant à trois gammes de transfert centrées autour de $|t| = 0,013, 0,024$ et $0,035$ (GeV/c) 2 et pour les cinq énergies : dans la limite des barres d'erreur, on peut dire que l'évolution de $B(E, t)$ avec t est la même pour $50 < E < 140$ (GeV/c) et que les valeurs obtenues à $0,013$ (GeV/c) 2 sont plus élevées qu'aux autres transferts. Cependant la précision des mesures n'est pas suffisante pour pouvoir confirmer cette évolution de B jusque dans la région coulombienne.

Pour comparer avec le cas π^-p , la figure IV.6 présente une compilation des mesures de la pente logarithmique pp analogue à celle de la figure IV.3. L'évolution de $B_{pp}(0,2)$ avec E est connue depuis longtemps (rétrécissement du pic de diffraction). La variation de B_{pp} avec t déjà remarquée depuis quelques années ⁽⁶⁾ se confirme avec les récentes mesures des ISR. On voit que l'écart entre les deux valeurs de B augmente avec l'énergie, c'est-à-dire que la "structure" ou plus généralement l'évolution avec t du pic diffractif s'accroît lorsque E croît : cet effet est clairement mis en évidence en pp par les données des ISR ($\Delta B = 1,1$ (GeV/c) 2 à 100 GeV/c), contrairement au cas π^-p où il reste encore spéculatif et demande à être confirmé.

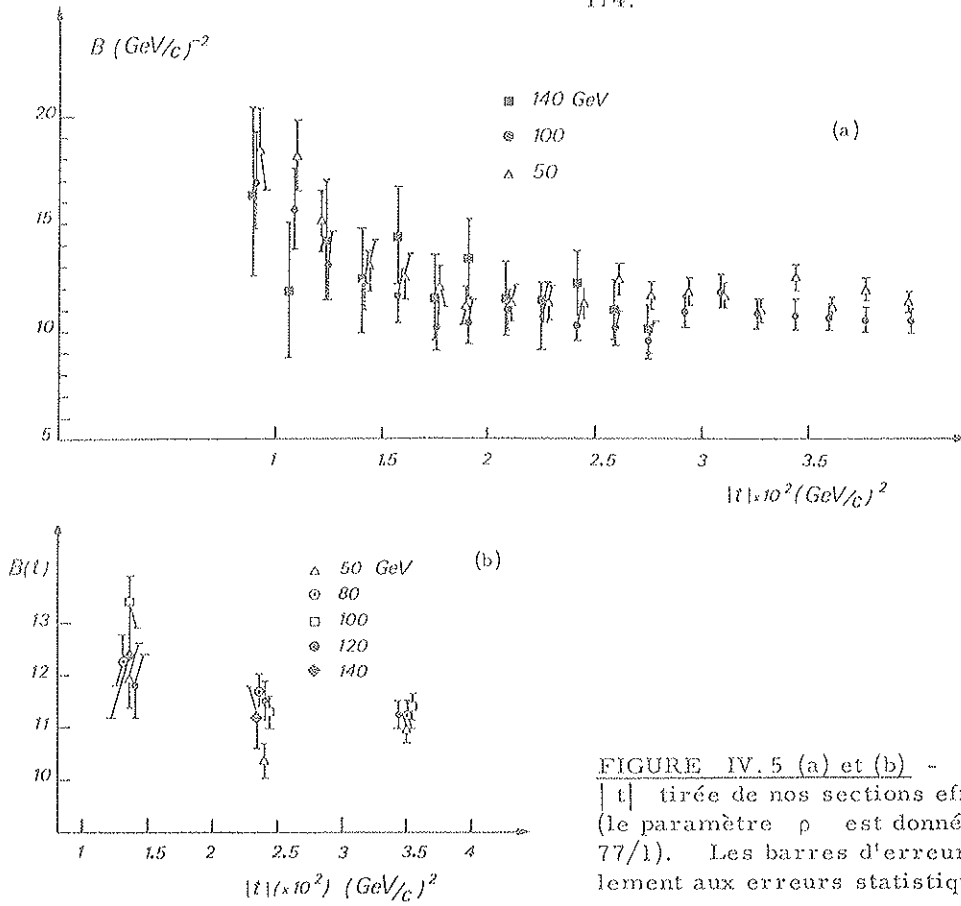


FIGURE IV. 5 (a) et (b) - Evolution de B avec $|t|$ tirée de nos sections efficaces différentielles (le paramètre ρ est donné par les calculs HJK 77/1). Les barres d'erreurs correspondent seulement aux erreurs statistiques de chaque point.

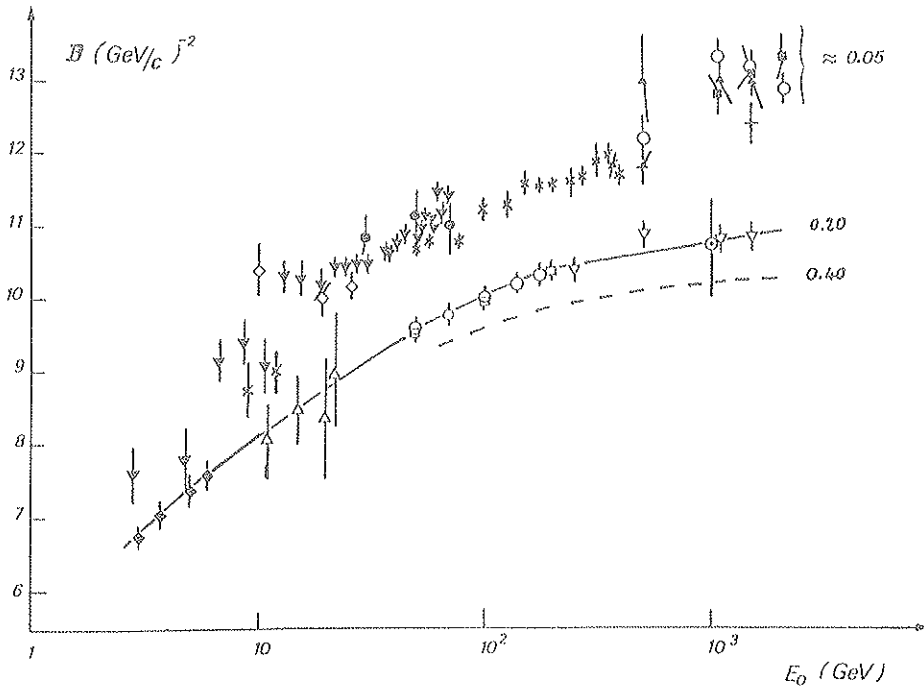


FIGURE IV. 6 - Compilation de la pente logarithmique B_{pp} (évolution avec t et E_0)

à faible $|t|$

a $|t| = 0,2 (GeV/c)^2$:

- | | |
|-----------------------------|------------------------------|
| ∇ Beznogikh (1973) | \triangle Amaldi (1971) |
| $*$ Bartenev (1973) | \blacksquare Amaldi (1975) |
| \diamond Bellini (1965) | \times Barbiellini (1972) |
| \circ Baksay (1978) | |
| \diamond Ambats (1974) | \circ Ayres (1977) |
| \triangle Foley (1965) | \square Akerlof (1976) |
| ∇ Barbiellini (1972) | \odot Holder (1971) |

II. LES RELATIONS DE DISPERSION SUR L'AVANT

Si le cadre général de la théorie relativiste des champs est correct, les amplitudes de diffusion doivent posséder un ensemble de propriétés dont il est possible dans certains cas de vérifier expérimentalement les conséquences. Les relations de dispersion découlent du principe de causalité (i. e. : le fait qu'aucune information dans la nature ne peut se propager plus vite que la lumière). Ce sont donc des relations fondamentales qui, lorsqu'elles relient des quantités physiquement mesurables, constituent un test de l'hypothèse de causalité. En retour, si elles s'avèrent vérifiées par l'ensemble des données expérimentales, elles peuvent constituer un outil de choix permettant d'extraire un certain nombre d'informations.

1. Formulation générale

Considérons une fonction complexe f de la variable complexe z , analytique dans le demi-plan supérieur $\text{Im } z > 0$, telle que $f(z)$ tende vers 0 "assez rapidement" quand $|z| \rightarrow \infty$.

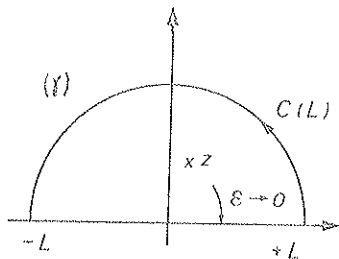


FIGURE IV.7

La première formule de Cauchy (cf. appendice C.3) appliquée à $f(z)$ et au contour γ de la figure IV.7 donne :

$$f(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{f(W)}{W-z} dW = \frac{1}{2\pi i} \left[\int_{-L}^{+L} + \int_{C(L)} \right] \frac{f(W)}{W-z} dz$$

$$\text{et } f(z) \rightarrow \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(W)}{W-z} dW$$

En posant $z = E + ie$ (E et $e > 0$), on obtient finalement quand $e \rightarrow 0$ (cf. appendice C.4) :

$$\lim_{e \rightarrow 0} f(E + ie) = f(E) = \frac{1}{i\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(W)}{W-E} dW \tag{IV.1}$$

l'intégrale ici devant être prise au sens de Cauchy.

En prenant alors les parties réelle et imaginaire de (IV.1), on obtient les deux relations suivantes, dites transformées de Hilbert de $f(z)$:

$$\left\{ \begin{aligned} \text{Re } f(E) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Im } f(\chi)}{\chi - E} d\chi \end{aligned} \right. \tag{IV.2a}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \text{Im } f(E) &= -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Re } f(\chi)}{\chi - E} d\chi \end{aligned} \right. \tag{IV.2b}$$

La relation (IV.2a) constitue l'expression de base des relations de dispersion (R.D.) : elle relie la partie réelle de l'amplitude $f(z)$ à sa partie imaginaire au moyen d'une relation non locale.

Dans le cas un peu plus général où $f(z)$ admet un nombre fini de pôles sur l'axe réel, la relation précédente devient (en utilisant C.3).

$$\text{Re } f(z) = \sum_{\text{sing}} \frac{R(\frac{E_0}{O})}{E - E_0} + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Im } f(\chi)}{\chi - E} d\chi \tag{IV.3}$$

les termes supplémentaires provenant de la contribution des pôles (R : résidu de f au pôle E_0).

Notons aussi que l'hypothèse admise précédemment sur le comportement de $f(z)$ quand $|z| \rightarrow \infty$ ne constitue pas une restriction importante. On peut appliquer en effet le raisonnement précédent à la fonction $F(W) = \frac{f(W)}{(W-E_1)^n}$, E_1 étant fixé et n choisi de façon à rendre la décroissance de $F(W)$ suffisamment rapide pour assurer la convergence de l'intégrale.

Par exemple dans le cas où $n = 1$ suffit, on obtient aisément la relation de dispersion suivante, dite une fois soustraite :

$$\operatorname{Re} f(E) = \operatorname{Re} f(E_1) + \frac{E - E_1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\operatorname{Im} f(\chi)}{(\chi - E)(\chi - E_1)} d\chi \quad (\text{IV.4})$$

En contrepartie l'utilisation de (IV.4) demande la connaissance de la fonction $f(z)$ au moins au point E_1 .

Les relations (IV.2) à (IV.4) sont utilisées dans des domaines très divers de la physique. En particulier, elles ont été appliquées la première fois sous la forme intégrale (1926) par Kramers et Kronig pour décrire la diffusion de la lumière par un milieu dispersif (d'où leur appellation de relation de dispersion reliant l'indice de réfraction $n(\nu)$ d'un milieu homogène à l'amplitude de diffusion des photons :

$$n(\nu) = 1 + \frac{2\pi}{\nu} N f(\nu)$$

N étant le nombre d'atomes par unité de volume).

Leur application au domaine de la physique des particules, suggérée par Kronig, a été développée en 1954 par Gell-Mann, Goldberger et Thirring⁽⁷⁾. Leur formulation dans le cas πN a été faite d'abord par Goldberger⁽⁸⁾, puis par Karplus et al.⁽⁹⁾ (1955, dans le cas π^0-N), Öhme⁽¹⁰⁾ (1956) et surtout par Symanzik (1956, RD sur l'avant) et Bogolioubov⁽¹¹⁾ (1956 : RD pour un angle de diffusion quelconque) dont les démonstrations n'ont pas soulevé d'objections.

Depuis, les R.D. appliquées plus spécialement à l'amplitude de diffusion sur l'avant ont permis aussi bien de déterminer les longueurs de diffusion $\pi-N$ et la constante de couplage $\pi-NN$ que d'étudier le comportement des interactions fortes à très haute énergie (supérieure aux énergies accessibles en laboratoire).

Nous allons développer dans ce qui suit les différentes étapes de la dérivation des R.D. $\pi^\pm p$ sur l'avant.

2. Application aux amplitudes de diffusion à transfert donné⁽¹²⁾

Dans le cas d'une diffusion $a + b \rightarrow c + d$ de particules de masses non nulles, $f(z)$ correspond aux différentes amplitudes constituant les éléments de la matrice de diffusion considérée à transfert $t = t_0 < 0$ fixé.

Dans la représentation de Mandelstam, $f^{ab}(z)$ possède une coupure sur l'axe réel ($\operatorname{Re} z = E_a^2 = (p_a^2 + m_a^2)^{1/2}$) et on choisit habituellement la détermination du bord supérieur de la coupure pour représenter l'amplitude de diffusion :

$$f(E) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} f(E + i\epsilon), \quad E \text{ réel} \quad (\text{IV.5})$$

et la région physique du processus de diffusion correspond évidemment à la condition $E_a > m_a$.

Les relations (IV.2) à (IV.4) du paragraphe précédent montrent que l'application des R.D. à $f^{ab}(z)$ demande d'en connaître le domaine d'analyticité avec les pôles et coupures éventuels ainsi que le prolongement dans la région non physique $E < m_a$ (y compris les énergies négatives).

Ces différentes propriétés sont déduites, de façon plus ou moins complète selon la nature des particules a et b , des trois principes généraux :

a) Causalité

Le principe de causalité implique que $f(z)$ soit analytique dans le demi-plan complexe supérieur ($\text{Im } z > 0$)

b) Unitarité

Le fait que la matrice de diffusion S doit être unitaire ($SS^\dagger = 1$) conduit à la relation d'unitarité habituelle :

$$\text{Im } T_{ab \rightarrow cd}(E) \propto \sum_i N_i T_{ab \rightarrow i} T_{i \rightarrow cd}^\dagger \delta(\mathcal{P}_i - \mathcal{P}_0) \quad (\text{IV.6})$$

où T est l'opérateur de transition, T^\dagger son hermitique conjugué et N_i un terme de normalisation (pour la fonction $f(z)$ la relation (IV.6) s'écrit :

$$\text{Im} f_{ab}(E) \propto \sum_i N_i f_{ab \rightarrow i} f_{i \rightarrow cd}^* \delta(\mathcal{P}_i - \mathcal{P}_0) \quad (\text{IV.6}')$$

f^* étant le complexe conjugué de f).

Dans cette relation d'unitarité, la sommation sur les états intermédiaires i inclut tous les états intermédiaires réels compatibles avec les lois de conservation (conservation de l'énergie et de l'impulsion totale comme l'indique la présence de $\delta(\mathcal{P}_i - \mathcal{P}_0)$, mais aussi conservation de la charge, des nombres quantiques, etc...). Ainsi, en-dessous du seuil E_s de diffusion élastique et inélastique, on ne peut avoir d'état intermédiaire i d'énergie appropriée et l'amplitude de diffusion est réelle. On conçoit ici que cette condition de réalité pour $E < E_s$ dépende des caractéristiques des particules en présence (masses, nombre mésonique, baryonique, etc...) et que pour certaines réactions la contribution de la région non physique soit mal connue.

c) Symétrie de croisement

Ce principe de symétrie suppose qu'il existe une seule fonction analytique $F(s, t, u)$ susceptible de représenter les processus de diffusion "croisés" tels que :

$$a + b \rightarrow c + d \rightarrow f_{ab \rightarrow cd}(s, t) = F(s, t, u) \quad \text{"voie s"}$$

$$c + b \rightarrow a + d \rightarrow f_{cb \rightarrow ad}(u, t) = F(s, t, u) \quad \text{"voie u"}$$

$$(s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2)$$

le passage d'une région physique à l'autre étant faite par continuité analytique.

Dans le cas d'une diffusion élastique ($a = c$ et $b = d$) cette propriété permet de relier l'amplitude de diffusion d'une particule à celle de son anti-particule. On a en particulier, grâce à cette symétrie :

$$f_{ab}(-E) = [f_{ab}(E)]^* \tag{IV.7}$$

et dans le cas d'une particule autoconjuguée ($\bar{a} = a$, cf. appendice B.23) :

$$f_{ab}(-E) = f(-E) = [f(E)]^* \tag{IV.8}$$

Ce qui conduit à une relation particulièrement simple entre parties imaginaires :

$$\text{Im } f(-E) = - \text{Im } f(E) \tag{IV.9}$$

On définit ainsi par symétrie de croisement l'amplitude de diffusion pour des énergies négatives.

En plus des singularités requises par la condition d'unitarité (IV.6) ou (IV.6') on sait que l'amplitude de diffusion possède un pôle dès qu'il existe une particule stable e possédant les mêmes nombres quantiques que le système ab initial (figure IV.8). S'il en est ainsi, l'énergie correspondante E_e est donnée par la relation :

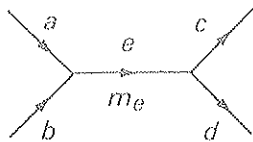


FIGURE IV.8

$$s = m_e^2 = (\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b)^2 = 2 m_a E_e + m_a^2 + m_b^2$$

c'est-à-dire :

$$E_e = \frac{m_e^2 - m_a^2 - m_b^2}{2 m_b} \tag{IV.10}$$

Si l'état intermédiaire e est stable, alors

$E_e < m_a$, c'est-à-dire que le pôle est situé dans

la région non physique et sa contribution à l'amplitude de diffusion est (relation IV.2) :

$$f_{\text{pôle}}(E) = \frac{R(E_0)}{E - E_0}$$

$R(E_0)$ étant proportionnel à la force des couplages $ab \rightarrow e$ et $e \rightarrow cd$ ($R \propto G_{ab \rightarrow e} \times G_{cd \rightarrow e}$).

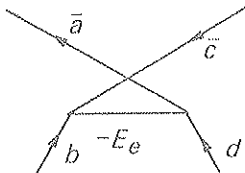


FIGURE IV.9

En raison de la symétrie de croisement, il y correspondra un pôle E_e dans la voie croisée tel que $E_e = -E_e$ et $R(E_e) = -R(E_e)$ (figure IV.9).

3. Relations de dispersion $\pi^+ p$ sur l'avant

Dans ce cas du système π -N, les hypothèses générales de la théorie des champs évoquées précédemment permettent de déduire complètement les propriétés analytiques de l'amplitude $f_{\pi N}(z)$ et d'établir rigoureusement les relations de dispersion correspondantes⁽¹¹⁾ (contrairement aux systèmes NN et KN par exemple).

Nous allons appliquer directement les conclusions générales précédentes aux cas $\pi^- p$:

- Région non physique : dans cette région $f_{\pi^- p}$ admet deux points de branchement correspondants aux processus suivants

- échange de charge $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, dont le point de branchement est proche de la région physique ($E_{Ec} \approx m_\pi - 1,3 \text{ MeV}$)

- Capture radiative $\pi^- p \rightarrow \gamma n$, très faible puisque d'origine électromagnétique (\approx facteur 100) et dont le point de branchement $E_{CR} \approx 0$ est loin du seuil physique m_π .

La contribution de ces deux singularités liées aux différences de masse $\pi^\pm - \pi^0$ et $p-n$ a été évaluée par Woolcock et Samaranayake⁽¹³⁾. Elle est très faible et souvent négligée par la plupart des calculs.

- Pôle : $f_{\pi p}$ admet un pôle correspondant au neutron situé, conformément à la relation (IV.10) à l'énergie $\omega_n \approx m_\pi^2 / 2 m_p$, près de l'origine.

La contribution de ce pôle est donnée par la relation :

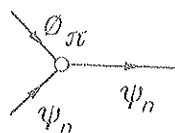
$$f_n(E) = \frac{2 f^2}{E - \omega_n} \tag{IV.11}$$

dans laquelle f^2 est la constante conventionnelle dite pseudo-vecteur du couplage π -NN.

($f = \frac{m_\pi}{2 m_p} \frac{G}{\sqrt{4\pi}}$, G étant la constante habituelle de Watson-Lepore définie habituellement en terme de Lagrangien d'interaction, par :

$$\mathcal{L}_{int} = -i G \bar{\Psi}_n \gamma_5 \Psi_n \phi_\pi$$

$$G^2/4\pi = 180,77 f^2$$



La référence (14) présente une compilation des récentes évaluations de la constante de couplage π -NN (obtenue généralement à l'aide des R. D. sur l'avant).

On trouve en moyenne : $f^2 = 0,079 \pm 0,001$ ($\frac{G^2}{4\pi} = 14,28$). La figure IV.10 résume la situation $\pi^- p$ dans le plan complexe.

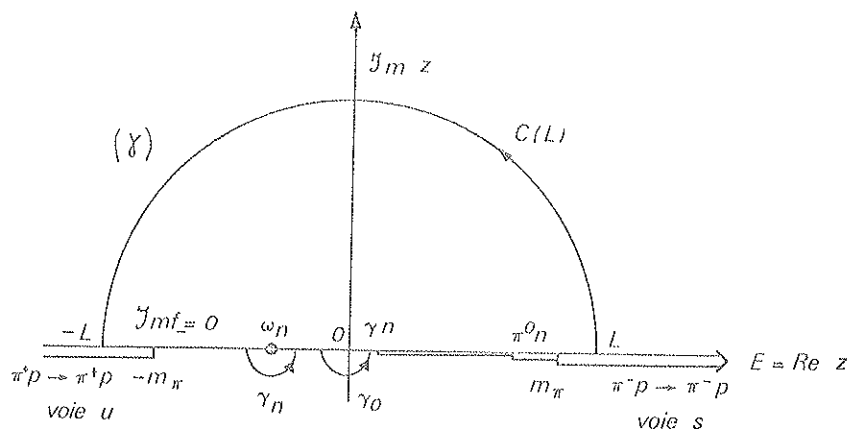


FIGURE IV.10

Nous allons dériver une relation de dispersion soustraite une fois en $z = 0$. Dans ce but nous considérons le parcours γ constitué du demi-cercle supérieur $C(L)$ de rayon L , de l'intervalle $[-L, +L]$ et des 1/2 arcs directs γ_n et γ_0 entourant le pôle du neutron ω_n et l'origine.

Le théorème de Cauchy appliqué à la fonction :

$$f(z) = \frac{f_-(z)}{z(z - z_0)}$$

où $f_-(z)$ représente l'amplitude $f_{\pi^- p}(z)$ et z_0 est un point à l'intérieur de γ donne en intégrant

sur le contour γ :

$$\int_{\gamma} F(z) dz = 2\pi i \sum_k^N R_k^F(z_k)$$

Soit :

$$\int_{\gamma} F(z) dz = 2\pi i \left[\frac{f(z_0)}{z_0} - \frac{f(0)}{z_0} + \sum_j^{N-2} \frac{R_j^f(z_j)}{z_j(z_j - z_0)} \right]$$

c'est-à-dire dans notre cas ($N-2 = 1$) :

$$\frac{f(z_0)}{z_0} = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} F(z) dz + \frac{f(0)}{z_0} + \frac{R_n^f(w_n)}{w_n(z_0 - w_n)}$$

L'intégrale sur le contour se décompose en plusieurs intégrales :

$$\int_{\gamma} = \int_{C(L)} + \int_{-L}^{w_n - e_n} + \int_{\gamma_n} + \int_{w_n + e_n}^{-e_0} + \int_{\gamma_0} + \int_{e_0}^L$$

Comme (appendice C) :

$$\int_{\gamma_n} = i\pi \frac{R_n^f(w_n)}{w_n(z_0 - w_n)}$$

$$\int_{\gamma_0} = i\pi \frac{f(0)}{-z_0} = -i\pi \frac{f(0)}{z_0}$$

On obtient :

$$\int_{\gamma} = \int_C + \int_{-L}^{w_n - e_n} + \int_{w_n + e_n}^{-e_0} + \int_{e_0}^L + i\pi \frac{R_n^f(w_n)}{w_n(z_0 - w_n)} - i\pi \frac{f(0)}{z_0}$$

c'est-à-dire en posant $z_0 = E + ie$:

$$\frac{f(E+ie)}{E+ie} = \frac{1}{2\pi i} \int_{C(L)} F(z) dz + \frac{1}{2\pi i} \int_{-L}^{+L} \frac{f(\chi) d\chi}{\chi(\chi - E - ie)} + \frac{f(0)}{E+ie} + \frac{R_n}{w_n(E+ie - w_n)}$$

Quand $e \rightarrow 0_+$ (cf. formule C.4) :

$$\frac{f(E)}{E} = \frac{1}{i\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(\chi)}{\chi(\chi - E)} d\chi + 1/2 \frac{f(0)}{E} + \frac{R_n}{w_n(E - w_n)} + \frac{1}{2\pi i} \int_{C(L)} F(z) dz$$

c'est-à-dire finalement en supposant $|f(z)| < K|z|^2$ (ce qui revient à négliger l'intégrale de fond sur $C(\infty)$) :

$$\frac{f(E)}{E} = \frac{1}{i\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(\chi)}{\chi(\chi - E)} d\chi + \frac{f(0)}{E} + \frac{R_n(w_n)}{w_n(E - w_n)}$$

d'où la relation de dispersion générale :

$$\text{Re} f_-(E) = \text{Re} f_-(0) + \frac{R_n E}{w_n(E - w_n)} + \frac{E}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\text{Im} f_-(\chi)}{\chi(\chi - E)} d\chi \quad (\text{IV. 12})$$

En utilisant les propriétés de croisement (cf. relation B.23) :

$$\text{Re} f_-(E) = \text{Re} f_-(0) + \frac{R_n E}{w_n(E - w_n)} + \frac{E}{\pi} \int_{m_{\pi}}^{\infty} \frac{d\chi}{\chi} \left[\frac{\text{Im} f_-(\chi)}{\chi - E} - \frac{\text{Im} f_+(\chi)}{\chi + E} \right] + I_{\text{NP}}(E) \quad (\text{IV. 13})$$

le terme I_{NP} désignant la contribution des coupures dans la région non physique :

$$I_{NP}(E) = \frac{E}{\pi} \int_{(\gamma_n)}^m \frac{\text{Im } f_{-}^{\gamma_n}(w)}{w(w-E)} dw + \frac{E}{\pi} \int_{(\pi^0_n)}^m \frac{\text{Im } f_{-}^{\pi^0_n}(w)}{w(w-E)} dw \quad (\text{IV. 14})$$

La relation (IV. 13) est valable pour les deux amplitudes $f(E, t_0)$ et $g(E, t_0)$ ou $C(s, t_0)$ et $B(s, t_0)$ décrivant entièrement la diffusion π^-p (cf. appendice B, relations B.4 ou B.5 et B.6).

Dans le cas où l'on étudie la diffusion π^-p sur l'avant ($t_0 \approx 0$), seule l'amplitude indépendante du spin liée à la section efficace totale par le théorème optique :

$$\text{Im } f(E) = \frac{p(E)}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}(E)$$

est à considérer et la relation (IV. 13) devient :

$$\text{Re } f_{-}(E) = \text{Re } f_{-}(0) + \frac{r_n^- E}{E - w_n} + \frac{E}{4\pi^2} \int_{m_{\pi}}^{\infty} \left[\frac{\sigma_{-}(\chi)}{\chi - E} - \frac{\sigma_{+}(\chi)}{\chi + E} \right] \frac{p(\chi)}{\chi} d\chi + I_{NP} \quad (\text{IV. 15})$$

avec :

$$p(x) = (x^2 + m_{\pi}^2)^{1/2} \approx x \quad \text{pour } x \gg m_{\pi}$$

$$r_n^- = Rn/w_n \quad \text{lié au couplage } \pi\text{-NN} \quad (r_n^- = 2f^2/w_n)$$

f_{-} = amplitude de non-retournement du spin

$$\sigma_{-} = \sigma_{\text{tot}}(\pi^-p)$$

$$\sigma_{+} = \sigma_{\text{tot}}(\pi^+p)$$

La relation (IV. 15) qui est une R. D. avec une constante de soustraction ($\text{Re } f_{-}(0)$) peut s'écrire plus simplement sous la forme suivante :

$$\text{Re } f_{-}(E) = C_{-}(E) + \frac{E}{4\pi^2} \int_{m_{\pi}}^{\infty} \left[\frac{\sigma_{-}(\chi)}{\chi - E} - \frac{\sigma_{+}(\chi)}{\chi + E} \right] \frac{p(\chi)}{\chi} d\chi \quad (\text{IV. 16})$$

avec :

$$C_{-}(E) = \text{Re } f_{-}(0) + \frac{r_n^- E}{E - w_n} + I_{NP}(E) \quad (\text{IV. 17})$$

A haute énergie $C_{-}(E) \xrightarrow{E \rightarrow \infty} \text{Re } f_{-}(0) + r_n^- + I_{NP} \approx \text{Re } f_{-}(0) + r_n^-$, c'est-à-dire que $C_{-}(E)$ devient une constante contenant essentiellement la constante de soustraction et la constante de couplage. Les conditions d'obtention rigoureuses de (IV. 16) ont été discutées par Woolcock⁽¹⁵⁾.

La relation (IV. 16) peut aussi s'écrire, en introduisant les sections efficaces symétriques σ^{+} et antisymétriques σ^{-} (cf. appendice B.18) :

$$\text{Re } f_{-}(E) = C_{-}(E) + \frac{E^2}{2\pi^2} \int_{m_{\pi}}^{\infty} \frac{\sigma^{+}(\chi) p(\chi)}{\chi(\chi^2 - E^2)} d\chi + \frac{E}{2\pi^2} \int_{m_{\pi}}^{\infty} \frac{p(\chi) \sigma^{-}(\chi)}{\chi^2 - E^2} d\chi \quad (\text{IV. 18})$$

De façon équivalente, la partie réelle de $f_{+}(E)$ (amplitude de diffusion π^+p sur l'avant) est donnée par :

$$\text{Re } f_{+}(E) = C_{+}(E) + \frac{E^2}{2\pi^2} \int_{m_{\pi}}^{\infty} \frac{\sigma^{+}(\chi) p(\chi)}{\chi(\chi^2 - E^2)} d\chi - \frac{E}{2\pi^2} \int_{m_{\pi}}^{\infty} \frac{p(\chi) \sigma^{-}(\chi)}{\chi^2 - E^2} d\chi \quad (\text{IV. 19})$$

De ces deux dernières expressions, on déduit les R. D. suivantes pour les amplitudes symétrique f^+ et antisymétrique f^- :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Re } f^+(E) = C^+ + \frac{R E^2}{E^2 - \omega_n^2} + \frac{E^2}{2\pi^2} I^+(E) \\ \text{Re } f^-(E) = \frac{R E \omega_n}{E^2 - \omega_n^2} + \frac{E}{2\pi^2} I^-(E) \end{array} \right. \quad (\text{IV.20})$$

avec :

$$I^+(E) = \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma^+(\chi) \rho(\chi)}{\chi(\chi^2 - E^2)} d\chi \quad \text{intégrale porteuse de l'information sur le comportement asymptotique de sections efficaces totales } \pi p$$

$$I^-(E) = \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{\sigma^-(\chi) \rho(\chi)}{\chi^2 - E^2} d\chi \quad \text{dont la contribution diminue quand } E \rightarrow \infty$$

C^+ = Re I(0) constante symétrique de soustraction

$R = r_n^-$ termes de pôle

(dans ces expressions I_{Np} est négligée)

Les relations (IV.16) et (IV.20) sont les formes des R. D. πN sur l'avant habituellement rencontrées dans la littérature.

Remarques

- 1) L'expression (IV.16) diffère des R. D. dérivées initialement par Goldberger-Miyazawa et Ohme (16) sous la forme :

$$\begin{aligned} \text{Re } f_{\pm}(p_o) - 1/2(1 + \frac{E_o}{m_\pi}) \text{Re } f_{\pm}(m_\pi) - 1/2(1 - \frac{E_o}{m_\pi}) \text{Re } f_{\pm}(m_\pi) = \\ \frac{p_o^2}{4\pi^2} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{dE'}{p'} \left(\frac{\sigma_{\pm}(E')}{E' - E} + \frac{\sigma_{\pm}(E')}{E' + E} \right) \pm \frac{2 p_o^2}{m_\pi^2} \frac{p_o^2}{E_o \mp m_\pi^2/2 m_p} \end{aligned} \quad (\text{IV.21})$$

dans laquelle p_o est la quantité de mouvement du π incident.

Cependant Samaranyake et Woolcock⁽¹³⁾ et Hamilton⁽¹⁷⁾ ont montré que la forme (IV.16) est mieux adaptée pour les énergies élevées et se prête bien aux calculs numériques (on passe de (IV.21) à (IV.16) en utilisant une règle de sommation indiquée par Goldberger et al.)

- 2) Expression de $\rho(E)$ à haute énergie.

On a vu qu'à haute énergie les termes de pôles deviennent constants $C_{\pm}(E) \rightarrow C_{\pm} =$ constante (relation IV.17).

A partir de (IV.18) et (IV.19), le rapport $\rho_{\pm}(E)$ s'écrit :

$$\rho_{\pm}(p_o) = \frac{4\pi C_{\pm}}{p_o \sigma_{\pm}(E_o)} + \frac{2 E_o^2}{\pi p_o \sigma_{\pm}(E_o)} I^+(E_o) \mp \frac{2 E_o}{\pi p_o \sigma_{\pm}(E_o)} I^-(E_o)$$

c'est-à-dire pour $p_o \sim E_o \gg 1 \text{ GeV}$:

$$\rho_{\pm}(E_o) \approx \frac{2 E_o}{\pi \sigma_{\pm}(E_o)} I^+(E_o) \mp \frac{2}{\pi \sigma_{\pm}(E_o)} I^-(E_o) \quad (\text{IV.22})$$

les termes du pôle et de soustraction devenant négligeables. Cette dernière relation montre que si les deux sections efficaces $\pi^\pm p$ tendent vers une même valeur à haute énergie (théorème de Pomeranchuk) comme semblent l'indiquer jusqu'à présent les données expérimentales d'échange de charge, la contribution de I^- devient négligeable et les valeurs $\rho_\pm(E)$ deviennent communes :

$$\rho_\pm(E) \xrightarrow{E \gg 1 \text{ GeV}} \frac{2E}{\pi \sigma(\pi p)} I^\pm(E) = \rho_{\pi p}(E)$$

4. Calculs de la partie réelle de f_\pm - Prédictions théoriques

Depuis le travail initial de Goldberger (1955), de très nombreuses évaluations de $\text{Re } f_{\pi^\pm p}(E, 0)$ à l'aide des R. D. sur l'avant ont été faites. Comme le montrent les expressions (IV.16) à (IV.20), la détermination des parties réelles nécessite la connaissance des sections efficaces totales $\pi^\pm p$ depuis le seuil de diffusion jusqu'aux très grandes énergies. Cette détermination s'affine de plus en plus au fur et à mesure de l'augmentation du nombre de données expérimentales et de la précision des mesures. En particulier les données précises du FERMI LAB⁽¹⁸⁾ jusqu'à 240 GeV/c montrant nettement la croissance des sections efficaces totales πp constituent un apport important dans le calcul des R. D. à haute énergie.

En 1977, deux études indépendantes incluant les données à haute énergie ont été entreprises. Il s'agit des travaux de Höhler, Jacob et Kaiser⁽¹⁹⁾ (HJK) d'une part et de Engelmann et Hendrick⁽²⁰⁾ (ENG) d'autre part. Ces calculs étant les plus complets publiés à l'heure actuelle, nous allons brièvement les décrire avant de comparer leurs prédictions à haute énergie.

Höhler et al. ont utilisé les expressions (IV.20) dans lesquelles les amplitudes $f^\pm(E)$ sont remplacées par les amplitudes relativistes $C^\pm(E)$ définies dans l'appendice B. Les corrections dépendant de la charge ne sont pas prises en compte. Jusqu'à 10 GeV/c, les R. D. sont calculées par intégration numérique (méthode des "fonctions cubiques splines"). Au-delà une paramétrisation des sections efficaces σ^+ et σ^- valable de 6 à 240 GeV/c est introduite sous la forme :

$$\begin{cases} \sigma^+ = \sigma_0 + \sigma_1 \ln^n(p_0/p_1) + b p_0^{\alpha-1} \\ \sigma^- = C p_0^\alpha p^{-1} \end{cases} \quad (\text{IV.23})$$

Afin d'évaluer les effets des différentes sources d'incertitude des ingrédients du calcul (incertitudes systématiques et statistiques sur les mesures de σ_{tot} , incertitude liée au comportement asymptotique et incertitude liée aux effets dépendant de la charge), les auteurs proposent quatre évaluations des R. D. (dénnotées HJK 77/1 à HJK 77/4) dont le tableau IV.1 donne un résumé des principales caractéristiques.

La paramétrisation de σ^- de HJK 77/2 est adaptée aux récentes mesures de Barnes et al.⁽²¹⁾ sur l'échange de charge à haute énergie tout en restant en assez bon accord avec les données $\Delta\sigma = (\sigma_- - \sigma_+)/2$ de Carroll et al. (cf. IV. III). C'est la raison pour laquelle les auteurs donnent leur préférence à cette paramétrisation.

Les résultats des calculs avec ces différentes paramétrisations sont portées sur les figures IV.13 (1 à 10 GeV/c) et IV.11 (au-dessus de 10 GeV/c). On remarque que la courbe HJK 77/1 est située systématiquement au-dessus de HJK 77/2 : ceci est dû à la contribution de I^- qui est plus importante dans le cas de HJK 77/1.

Paramétrisation	σ_{tot} Basse énergie 0,4 à 0,9 GeV	σ^+ (symétrique)						σ^- (antisymétrique)			Remarques essentielles
		n	σ_0 (mb)	σ_1 (mb)	P_1 (GeV/c)	b ($\text{mb} \cdot \text{GeV}^{-1} - \alpha$)	a	C ($\text{mb} \cdot \text{GeV}^{-1} - \alpha \rho$)	$\alpha \rho$		
HJK 77/1	(23) Rutherford	2	22,25	0,39	34,8	9,31	0,50	2,785	0,55	Données FERMILAB $\sigma_{\text{tot}} \propto \ln^2 (p_0/p_1)$	
HJK 77/2	Rutherford		Idem		HJK 77/1			3,484	0,48	Données échange charge Barnes	
HJK 77/3	(22) Arizona		Idem		HJK 77/1			Idem HJK 77/1		Données basse énergie	
HJK 77/4	Rutherford	1	26,04	3,29	4675.	38,75	0,712	Idem HJK 77/1		Comportement $\sigma + \alpha \cdot \ln (p_0/p_1)$	

TABLEAU IV.1

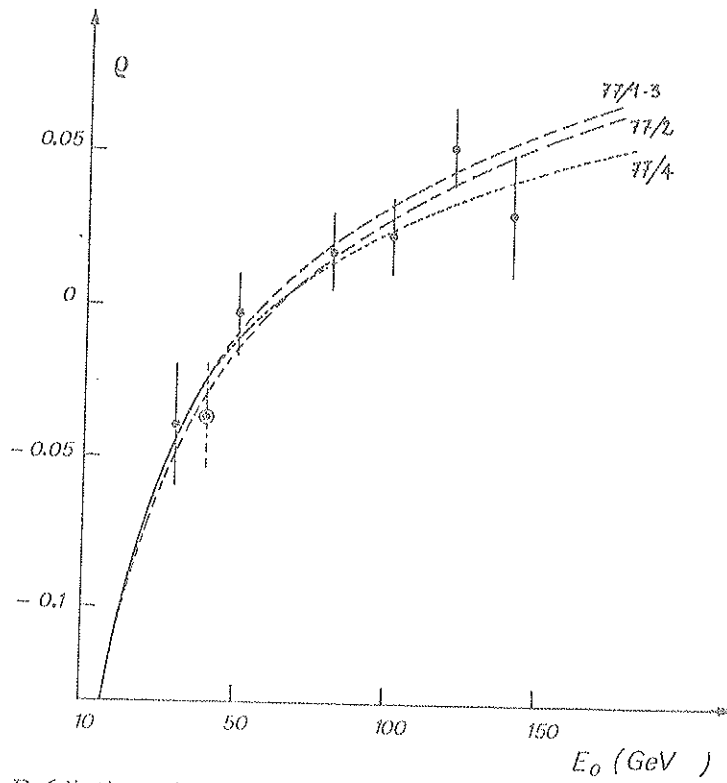


FIGURE IV.11 - Prédications des R. D. pour $E_0 \geq 10$ GeV d'après les calculs de Hühler et al. (HJK) : les trois courbes correspondent à trois paramétrisations de σ à haute énergie.

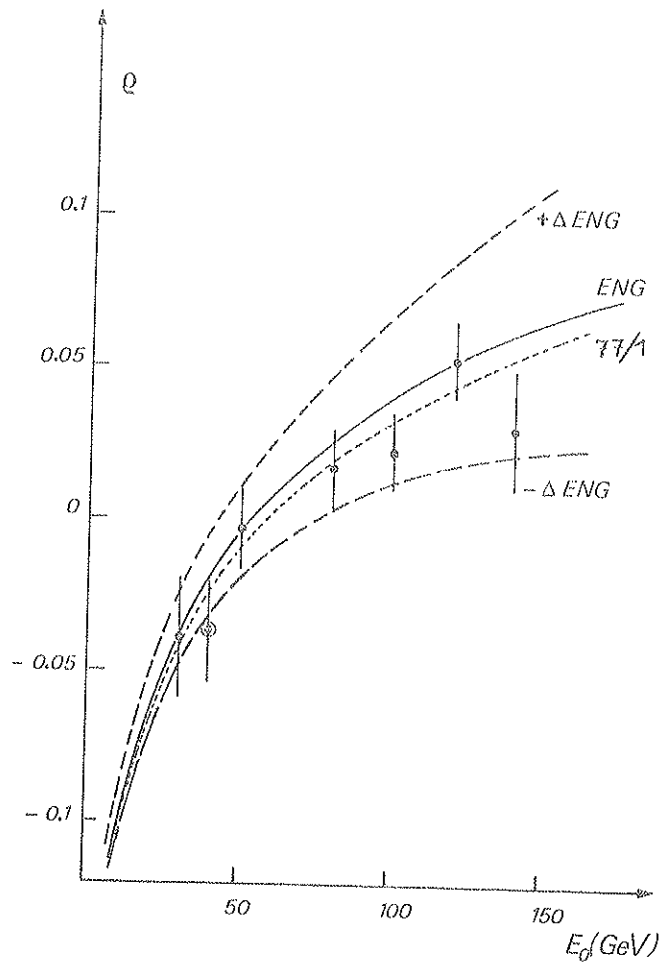


FIGURE IV.12 - Prédications des R. D. d'après les calculs d'Engelmann et al.

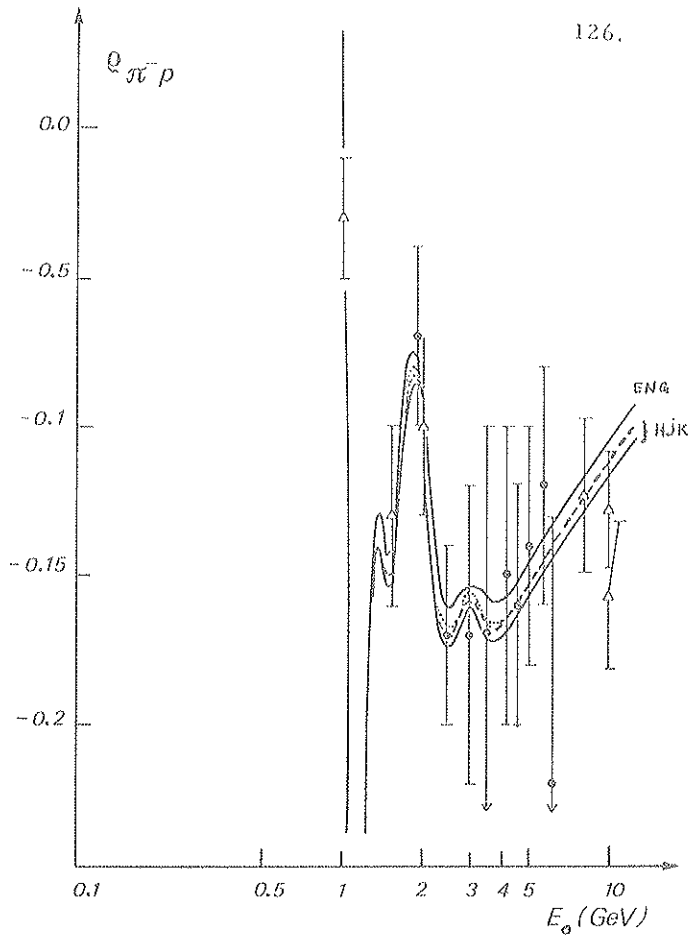


FIGURE IV.13

Prédictions des R. D. pour $E < 10$ GeV : la courbe supérieure (ENG) correspond aux calculs d'Engelmann ; les deux courbes inférieures correspondent à HJK 77/1 et HJK 77/3 (pointillés) et HJK 77/2 (trait continu).

On remarque aussi que les valeurs de ρ calculées pour $p_0 < 60$ GeV/c dépendent peu du comportement asymptotique de σ^+ comme le montre la courbe HJK 77/4 qui commence à s'éloigner sensiblement de HJK 77/1 seulement à partir de 70 GeV/c environ. Sur la figure IV.13 on voit la différence introduite par la prise en compte dans les calculs de deux séries de mesures différentes de σ_{tot} existant entre 0,4 et 0,9 GeV/c : on note que cette différence devient rapidement négligeable (à partir de 5 GeV/c, les 2 courbes HJK 77/1 et HJK 77/3 sont indissociables).

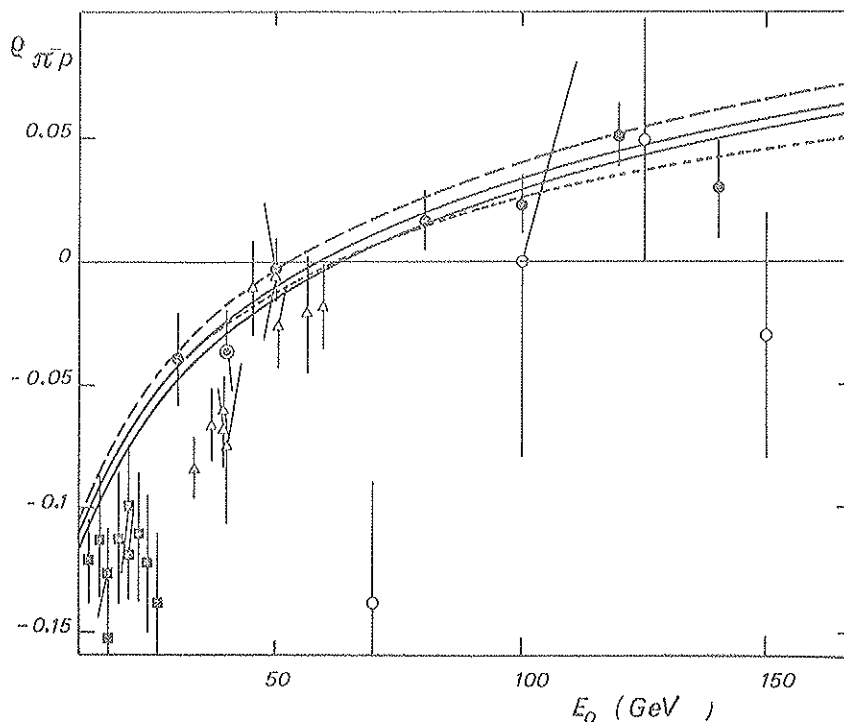


FIGURE IV.14 - Comparaisons des différents calculs des R. D. pour $E_0 \gtrsim 10$ GeV avec les points expérimentaux

Engelmann et Hendrick ont calculé $\text{Re } f_{\pm}(E)$ également à partir des expressions (IV.20) en tenant compte de la contribution de la région non physique (I_{Np}) calculée d'après les évaluations de Samaranyake et Woolcock. Jusqu'à 45 GeV/c, les sections efficaces totales sont lissées et interpolées par la méthode numérique des courbes cubiques splines. Au-delà, le calcul introduit une paramétrisation simple des données à haute énergie :

$$\begin{cases} \sigma^+(p_0) = C_1 \ln \left(\frac{p_0 + 206}{0,33} \right) + \frac{16,8}{p_0^{0,57}} \\ \sigma^-(p_0) = C_2 p_0^{-0,43} \end{cases} \quad (\text{IV.24})$$

dans lesquelles les coefficients C_1 et C_2 ont été ajustés de façon à assurer la continuité avec le lissage précédent.

La paramétrisation (IV.24) retenue par les auteurs est tirée d'une étude phénoménologique complète des données pp, Kp, et np du FERMILAB (dans cette étude, les coefficients C_1 et C_2 sont respectivement 3,27 et 2,6)⁽²⁴⁾.

A la différence d'Höhler et al. qui utilisent plusieurs paramétrisations, Engelmann et Hendrick ont estimé les incertitudes de leur calcul pour chacune des contributions suivantes :

- incertitude sur f^2 et C^+
- incertitude attachée à la paramétrisation de I_{Np}
- incertitude systématique et statistique de σ_{tot}
- incertitude liée à l'extrapolation de σ^+

Pour chacune des quatre premières sources d'incertitude, l'erreur correspondante sur le calcul est obtenue en faisant varier les points expérimentaux ou les paramètres suivant une distribution gaussienne dont la largeur est adaptée aux incertitudes correspondantes. Pour l'effet de l'extrapolation de σ^+ ils ont fait varier σ^+ au-dessus de 240 GeV/c entre une constante et une fonction croissante en $\ln^2 E$. L'erreur globale résultante est obtenue en sommant quadratiquement chacune des contributions.

Le résultat de leur calcul est matérialisé sur la figure IV.12 par les courbes notées ENG et $\pm \Delta \text{ENG}$ (cf. aussi la figure IV.14). Dans toute la gamme d'énergie supérieure à 1 GeV, les valeurs calculées par Engelmann et Hendrick sont plus élevées que celles obtenues par Höhler et al.

Cependant d'une façon générale, on voit que ces différentes prédictions théoriques conduisent à un même comportement de ρ avec l'énergie : elles indiquent toutes que ρ croît avec E à partir de 4 GeV, devient nulle aux alentours de 60 GeV pour atteindre, dans l'hypothèse où σ^+ continue à croître indéfiniment selon les expressions (IV.23) ou (IV.24), une valeur voisine de +0,05 à 150 GeV.

Il ressort aussi des calculs précédents que la région comprise entre 10 et 50 GeV/c reste insensible aussi bien aux hypothèses sur le comportement asymptotique de σ_{tot} qu'aux données de la région des résonances (cf. les courbes HJK 77/4, HJK 77/3 et $\pm \Delta \text{ENG}$ des figures IV.11, IV.12 et IV.13). Cela signifie donc que ce domaine d'énergie est le plus approprié pour "tester" la validité des R. D. πN sur l'avant.

5. Comparaison avec les résultats expérimentaux à haute énergie

Les figures IV.13 et IV.14 résument de façon complète les situations expérimentale et théorique actuelles dans le cas π^+p . On constate que l'ensemble de nos résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prédictions des calculs (cf. aussi les figures IV.12 et IV.11) sur lesquelles seuls les récents points de haute énergie ont été portés).

On note en particulier que les points à 30 GeV/c et 50 GeV/c sont situés tous deux sur les courbes théoriques, contrairement aux résultats de Foley et al. (BNL) et Apokin et al. (IHEP 74) évoqués dans le paragraphe IV.1 (ces deux séries de mesures dévient considérablement des courbes théoriques). Bien que d'autres mesures précises de ρ_{π^+p} entre 10 et 30 GeV/c seraient nécessaires pour résoudre définitivement une situation expérimentale contradictoire dans ce domaine d'énergie particulièrement important pour le test des R. D. les deux points à 30 et 50 GeV/c associés au récent point à 40 GeV/c (IHEP 77) - qui est aussi proche des précisions théoriques - confirment le fait qu'il n'y a pas lieu de mettre en doute le bien fondé des R. D., au moins jusqu'à 50 GeV/c.

La comparaison des précisions théoriques précédentes avec tous les points expérimentaux de la figure IV.14 (sauf les points de Foley et Apokin) est résumée dans le tableau IV.2. On voit que, sauf si l'on prend en compte les trois points de Baillon et al. vers 1 GeV/c, les trois déterminations HJK conduisent à un meilleur χ^2 que la détermination de Engelmann et al. Cette différence devient d'ailleurs plus grande si on se limite aux points de haute énergie ($p_0 > 30$ GeV/c).

On constate aussi que les trois évaluations HJK sont équivalentes à haute énergie, compte-tenu de la précision de nos mesures.

p_0 (GeV/c)	$\chi^2 = \sum_i^N \left(\frac{\rho_i - \rho_{th}}{\sigma_i} \right)^2$	HJK 77/1	HJK 77/2	HJK 77/4	ENG
1 à 140	χ^2	17,38	18,51	14,62	13,99
N = 19	$\chi^2/19$	0,91	0,97	0,77	0,74
2 à 140	χ^2	5,01	5,36	4,75	7,85
N = 16	$\chi^2/16$	0,31	0,34	0,25	0,49
30 à 140	χ^2	3,33	3,46	3,23	6,14
N = 7	$\chi^2/7$	0,48	0,49	0,46	0,88

TABLEAU IV.2

Dans notre cas où les mesures sont effectuées sur le proton, le spectromètre de recul est une chambre à ionisation à hydrogène sous pression. Le schéma de principe de cette chambre (dont une description détaillée est faite dans le chapitre II. II), est indiqué sur la figure I. 8.

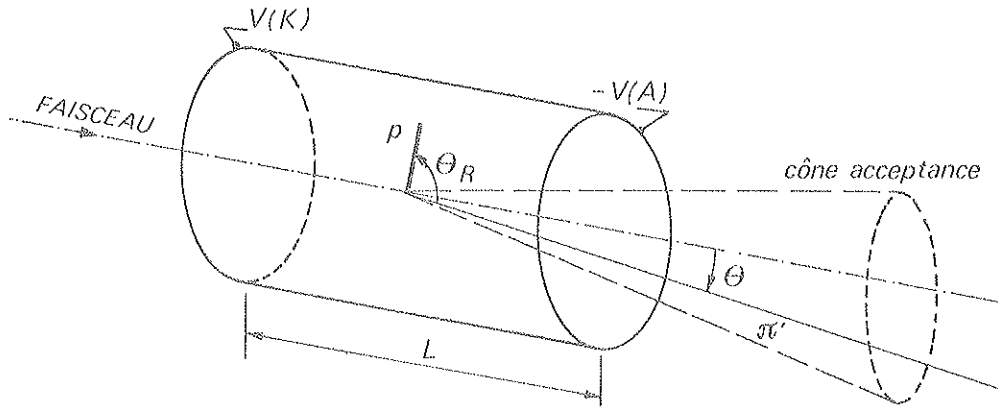


FIGURE I. 8

Le proton de recul qui est émis presque perpendiculairement à la direction incidente dans le volume utile situé entre les deux électrodes K et A (cf. appendice A, figure A.3), ionise le milieu cible (H_2 à 10 atm.) tout au long du parcours.

La collection des ions primaires qui résultent de cette ionisation donne les différentes informations nécessaires à la mesure (énergie, angle, position de la trace) et du fait de la symétrie cylindrique du dispositif, l'acceptance azimuthale est $\Delta\varphi = 2\pi$.

On peut évaluer approximativement le nombre d'évènements élastiques attendus dans la région d'interférence (T_R de 1 à 10 MeV) :

$$N_{e\ell} = I \cdot N_c \cdot L \cdot \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \int_{\Delta t_{mes}} \frac{d\sigma_{e\ell}}{dt} dt \quad (I. 25)$$

où :

- N_c : nombre de protons cibles par unité de volume
- L : longueur de la cible (≈ 50 cm)
- I : intensité du faisceau

Pour π^-p à haute énergie ($p_0 \approx 100$ GeV/c) :

$$\int_{\Delta t_{mes}} \frac{d\sigma_{e\ell}}{dt} dt \approx 0.6 \text{ mb}$$

et dans les conditions présentes de détection :

$$N_{e\ell} \approx 1 \times 10^{-5} \times I \text{ évènements/s.} \quad (I. 26)$$

Un des inconvénients majeurs de la chambre à ionisation est son temps mort important dû au temps de dérive des électrons entre les deux électrodes et dans le cas où l'on détecte uniquement le proton de recul, l'intensité du faisceau est limitée à quelques 10^4 ⁽²⁵⁾ p/s. Au delà le taux de fortuites devient trop élevé.

Dans la méthode expérimentale mise en oeuvre d'abord à Serpukhov, puis de façon plus approfondie au CERN pour WA9, on détecte à la fois le proton de recul et le pion diffusé grâce à un ensemble de chambres à fils disposées dans le faisceau. En particulier, l'introduction de chambres à fils, en amont et en aval du spectromètre de recul, associées à un système rapide de décision rend possible la discrimination des particules non diffusées ("élimination" du faisceau). C'est seulement après cette sélection des particules incidentes que l'on vient attendre dans une unité de coïncidences un signal provenant de la chambre à ionisation, le taux de coïncidences étant ainsi réduit d'un facteur 100 environ. Avec ce mode de fonctionnement, il est possible de travailler avec une intensité de 10^6 p/s ; dans ces conditions le taux de comptage devient de l'ordre de 10 évènements par seconde.

Il est évident qu'en plus du rôle sélectif de certaines d'entre elles, ces chambres à fils associées à un aimant constituent un spectromètre sur l'avant contribuant à la réjection du fond inélastique (corrélation $T_R - \theta$) et à l'amélioration de la précision de la mesure des $|t|$ élevés.

En conclusion, nous insisterons sur le fait que la géométrie particulièrement simple (symétrie axiale) et la bonne luminosité (l'efficacité est de 100% dans la gamme de transferts de l'interférence Coulomb-nucléaire) du spectromètre de recul, en font un détecteur parfaitement "homogène". Cette caractéristique permet d'éviter notamment les problèmes complexes d'acceptance à faibles transferts (demandant la plupart du temps un calcul de Monte-Carlo) et d'obtenir avec une bonne précision la normalisation absolue des sections efficaces différentielles mesurées (contrairement aux expériences du jet par exemple). Comme nous l'avons vu, la précision de la mesure de ρ en dépend fortement.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) R. J. GLAUBER
Lecture in theoretical physics - Vol. 1
W. E. Brittin et al., ed.
Interscience Publ., New York, (1959)
- (2) H. LESNIAK et L. LESNIAK
Nucl. Phys., B-38, (1972), 221
R. J. GLAUBER, G. MATTHIAE
Nucl. Phys., B-21, (1970), 135
W. CZYZ, L. LESNIAK, H. WOLECK
Nucl. Phys., B-19, (1970), 125
V. FRANCO, G. K. VARMA
Phys. Rev., C-12, (1975), 225
- (3) C. WILKIN, J. F. GERMOND
Phys. Lett., 68 B, (1977), 229
- (4) H. A. BETHE
Ann. of Phys., 3, (1958), 3
- (5) V. FRANCO
Rapport L. B. L. - 1057, (1972)
- (6) W. B. ROLNICK
Phys. Rev., 148, (1966), 1539
- (7) M. M. ISLAM
Phys. Rev., 162, (1967), 1426
- (8) G. B. WEST, D. R. YENNIE
Phys. Rev., 172, (1968), 1413
- (9) M. P. LOCHER
Nucl. Phys., B-2, (1967), 527
- (10) J. RIX, R. M. THALER
Phys. Rev., 152, (1966), 1357
- (11) L. D. SOLOVIEV
Soviet Phys. JETP, 22, (1966), 205
- (12) B. TROMBERG, S. WALDENSTRÖM, I. OVERBO
Ann. of Phys., 100, (1976), 1
- (13) L. MATSSON
Rapport CERN/TH-2202, (1976) et Communication privée à la Collaboration WA 9
- (14) E. BORIE
Rapport TKP/77-6, (1977) et Communication privée
- (15) G. K. EICHMAN
Rapport TKP/76-20, (1976)

- (16) Expériences de polarisation à haute énergie :
- G. FIDECARO et al. (Polarisation pp à 150 GeV/c)
Phys. Lett., 76 B, (1978), 369
 - A. GAIDOT et al. (π^{\pm} p à 40 GeV/c)
Phys. Lett., 57-B, (1975), 389
Phys. Lett., 61-B, (1976), 103
 - J. M. SNYDER et al. (Polarisation pp à 100 et 300 GeV/c)
Phys. Rev. Lett., 41, (1978), 781
 - I. P. AVER et al. (π^- p à 100 GeV/c)
Rapport FERMILAB
- (17) C. BOURRELY et al.
Nucl. Phys., B-77, (1974), 386
- (18) T. EKELOF
CERN/NP Internal Report 74-9, (1974) ;
Nuovo Cimento, (à paraître)
- (19) J. LACH
Small angles scattering at high energy
Invited talk at the Triangle Conference on High Energy Particle Interactions,
Bratislava (Yougoslavie), November 1975
- (20) T. EKELOF
Rapport CERN 76-23, (1976)
- (21) Neutron Elastic Scattering at Very Small Angle
Proposition d'expérience CERN/SPSC/76-4 et 76/100
- (22) Collaboration Annecy-CERN-Padoue-Serpukhov-Trieste-Vienne
Draft of proposal on the test of a scintillation target
- (23) A. C. MELISSIMOS, S. L. OLSEN
Phys. Reports, C-17, (1975)

FERMILAB
Pub. 78/35 "Real part of pp and pd forward scattering amplitude from
50 to 400 GeV/c"
- (24) G. BELLINI et al.
Nucl. Instr. Meth., 107, (1973), 85

A. A. TYABKIN
Proposition CERN PHI/com. 73/32
- (25) A. A. VOROBYOV et al.
Phys. Lett., 41 B, (1972), 639
- (26) A. A. VOROBYOV et al.
 π^- p à 40 GeV/c (Serpukhov)

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTALI. PRESENTATION D'ENSEMBLE

1. Le Supersynchrotron à Protons du CERN (SPS)
2. Le faisceau H3
3. Les détecteurs associés au faisceau H3 : détermination du moment incident et identification des particules
 - a) Spectromètre de faisceau
 - b) Compteurs Čerenkov
4. Contrôle et réglage des éléments de H3

II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE WA 9

1. Présentation générale
2. Chambres proportionnelles multifils
 - a) Les chambres à lecture rapide
 - b) Les chambres derrière l'aimant
3. Le spectromètre de recul (IKAR)
 - a) Description
 - b) Détection du recul. Principe de fonctionnement, signaux et informations associés
 - c) Résolution, Contrôle et Calibration
 - d) Performances globales d'IKAR
4. Analyse magnétique
5. Le détecteur à électrons
6. Les compteurs à muons
7. Les scintillateurs

III. ELECTRONIQUE ET LOGIQUE DE DECLENCHEMENT (Trigger)

1. Sélection des candidats élastiques
2. Les événements tests

IV. ACQUISITION DES DONNEES

1. Acquisition proprement dite
2. Contrôle et analyse en ligne

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTALI. PRESENTATION D'ENSEMBLE1. Le Supersynchrotron à Protons du CERN (SPS)

La mise en fonctionnement du SPS pour la physique est encore récente (début 1977) et il nous a semblé naturel de le présenter brièvement dans ce travail.

La figure II. 1 montre une vue d'ensemble du système d'accélérateurs fournissant les faisceaux de haute énergie du CERN.

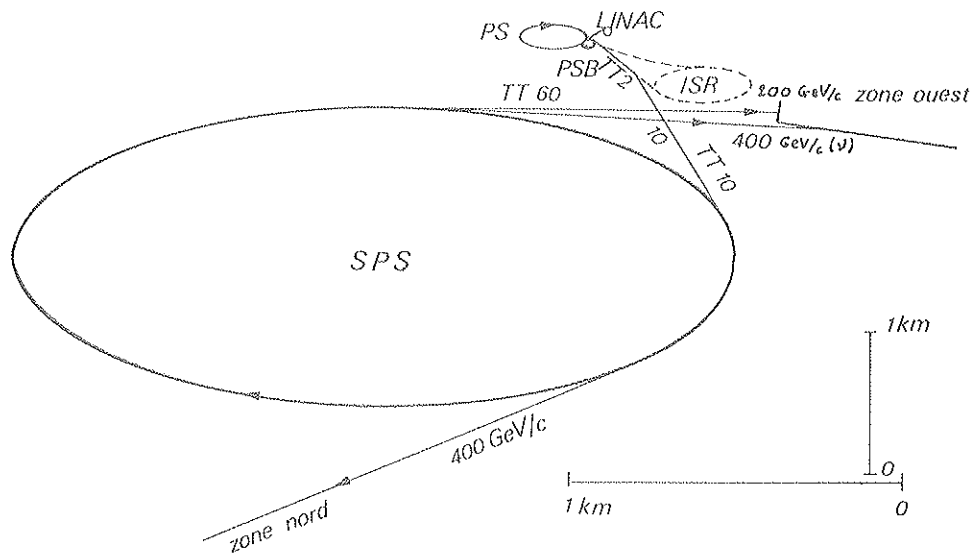


FIGURE II.1 - Anneaux du PS et du SPS : la zone expérimentale opérationnelle en 1977 est la zone Ouest

Le synchrotron à protons (C PS, 200 m. de diamètre) sert d'injecteur : l'injection du faisceau a lieu à une impulsion de 10 GeV/c par le tunnel TT 2, puis TT 10. Les protons sont alors accélérés dans l'anneau du SPS (2,2 km de diamètre) jusqu'à 400 GeV/c, suivant des cycles d'accélération de 8,4 à 9,6 s. (énergie accélératrice de 100 GeV/c/s environ). Après accélération, le faisceau est acheminé dans les zones expérimentales Ouest et Nord respectivement par les tunnels TT 60 et TT 20.

La figure II.2 montre un exemple de cycle d'accélération (Fig. II.2. a) avec l'évolution correspondante de l'intensité du faisceau dans le SPS (fig. II.2. b). La montée en tension des aimants se fait en deux étapes séparées par un plateau à 200 GeV/c pendant lequel l'éjection lente sur les cibles du hall Ouest a lieu ; la durée de ce plateau peut varier de 900 ms à 1300 ms suivant le programme physique. Le CPS permet d'injecter jusqu'à 10^{13} protons par impulsion et le faisceau accéléré ($I_p \approx 4 \text{ à } 5 \cdot 10^{12}$ ppi) est alors réparti sur les cibles disponibles du Hall Ouest : environ 75% à 400 GeV/c (faisceaux neutrinos, cibles T 9 ou T 11) et 25 % à 200 GeV/c partagé sur les trois cibles T 1, T 3, T 5 du Hall Ouest. La cible T 5 alimente la ligne de faisceau H 3.

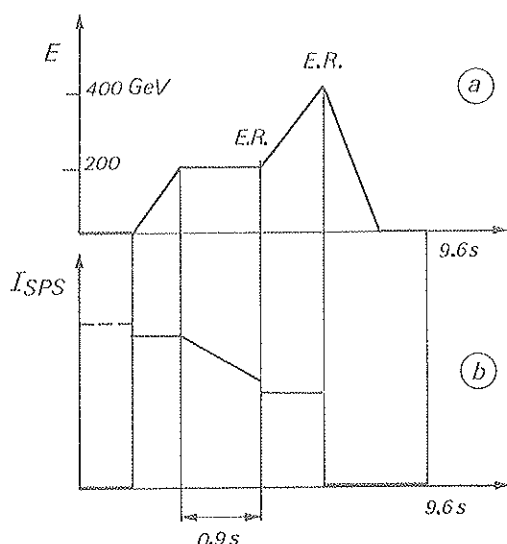


FIGURE II.2

Exemple de cycle d'accélération (durée 9,6 s), situation en 1977.

- (a) Montée en tension des aimants avec un palier de 900 ms (éjection lente) à 200 GeV
 (b) Intensité du faisceau primaire correspondante (E.R. = éjection rapide).

2. Le faisceau H 3

Il est décrit en détail dans la référence⁽¹⁾. Nous n'en résumons ici que les points essentiels. C'est un faisceau hadronique non séparé d'impulsion élevée (maximum 150 GeV/c) et de haute résolution obtenu à partir de l'interaction d'une partie du faisceau primaire de 200 GeV/c avec T 5 (parallélépipède en beryllium de 400 mm de long et $4 \times 4 \text{ mm}^2$ de section). L'intensité primaire pour notre expérience est de l'ordre de $1 \text{ à } 3 \times 10^{11}$ ppi (i.e. : 2 à 3% de l'intensité primaire totale) suivant les différentes périodes de prises de données. Le faisceau H 3 a été conçu de façon à pouvoir fonctionner suivant deux modes optiques classiques, différant l'un de l'autre par la position de certains points de focalisation et par leur acceptance, afin de fournir des particules de 30 GeV/c jusqu'à 150 GeV/c. Les principales caractéristiques de H 3 sont résumées dans le tableau suivant:

Impulsion maximum	150 GeV/c
Impulsion minimum	30 GeV/c
Angle de production	0,5 mrd
Acceptance angulaire (H E)	$x'_0 = \pm 0,9 \text{ mrd}$ $y'_0 = \pm 2 \text{ mrd}$ } = 5,6 μ str
Acceptance angulaire (B E)	$x'_0 = \pm 0,9 \text{ mrd}$ $y'_0 = \pm 3 \text{ mrd}$ } = 8,5 μ str
Acceptance en moment	$\Delta p/p \approx 1 \%$
Longueur (jusqu'à la cible WA 9)	230 m.

TABLEAU II.1

La figure II, 3 montre l'optique de la version HE avec les principaux éléments qui équipent la ligne du faisceau.

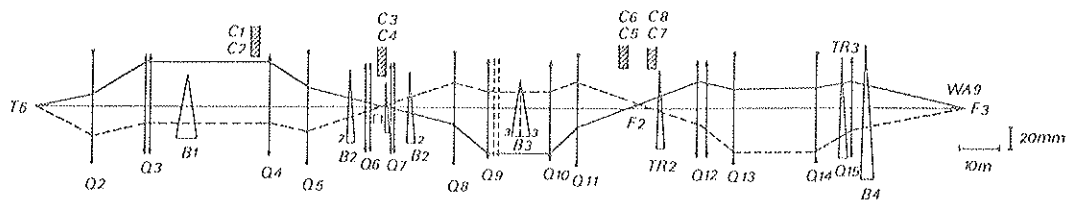


FIGURE II. 3 - Optique du faisceau H 3

— Plan X (horizontal)
 --- Plan Y (vertical)

L'acceptance angulaire est définie par les collimateurs C1 (horizontal) et C2 (vertical). Avant chacun des trois points focaux, le faisceau présente une section parallèle. Au point focal F1, dispersif, est placé le collimateur C4 (vertical) qui redéfinit l'image verticale de T5 ; au point focal F2 (non dispersif), les collimateurs C5 et C7, ou C6 et C8, redéfinissent l'image de T5, respectivement pour les versions haute et basse énergie ; le dernier point focal F3 est situé au niveau de la cible de notre expérience.

Les trois aimants B1, B2, B3 ("Bending") courbent la ligne de faisceau dans le plan horizontal et permettent l'ajustement dans ce plan. Les trois aimants TR1, TR2, TR3 ("Trim") sont chargés de réaliser l'ajustement du faisceau dans le plan vertical.

L'ensemble des figures II.4 représentant le profil du faisceau en différents points de notre appareillage ($p_0 = 100 \text{ GeV/c}$) montre les très bonnes qualités optiques de la ligne de faisceau. On constate que le faisceau est plus large dans le plan vertical que dans le plan horizontal ($\sigma_y \approx 4 \text{ mm}$, $\sigma_x \approx 3,4 \text{ mm}$ au niveau de notre cible). Sa divergence est de l'ordre de $\pm 0,15 \text{ mrd}$ en X et $\pm 0,30 \text{ mrd}$ en Y.

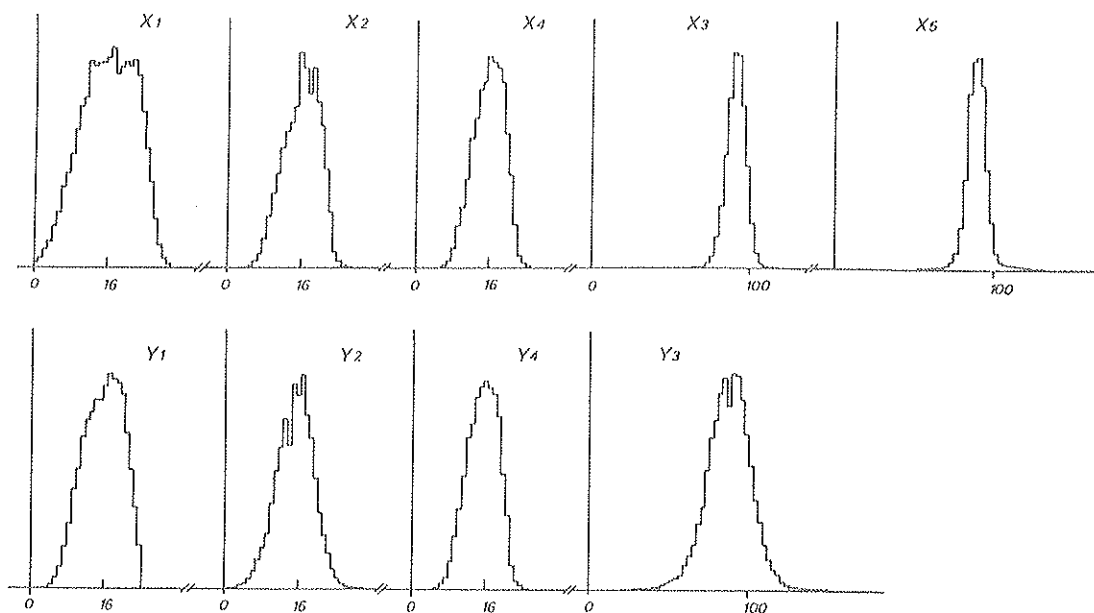


FIGURE II. 4 - Exemples de profils X et Y du faisceau obtenus à l'aide des chambres à fils PC 1 à PC 5;

$X_1(Y_1)$ à $X_4(Y_4)$ = Chambre de 32 fils équipés
 $X_3(Y_3)$ à X_5 = Chambre de 192 fils

Une de nos préoccupations essentielles pour l'expérience est de tenir constante l'intensité instantanée du faisceau et de la maintenir aux alentours de 10^6 p/s (valeur optimum pour notre appareillage). Cette intensité effective est régie essentiellement par le taux d'occupation de l'accélérateur dont la variation entraîne un changement important du temps effectif de "spill" (cette variation, fréquente au cours d'une même prise de données, est parfois très importante suivant les réglages de la machine : 300 ms à 700 ms). La fluctuation de l'intensité qui en résulte doit alors être compensée au moyen du collimateur C 3.

Les flux des particules secondaires calculés au niveau de notre cible sont représentés en fonction de l'énergie sur la figure II. 5 (prédictions de Hagedorn-Ranft, les conditions du calcul sont indiquées sur la figure ; les désintégrations en vol sont prises en compte). On voit que d'après ces prédictions, le taux de π^- qui est maximum vers 60 GeV/c devient environ dix fois plus faible à 150 GeV/c et que l'énergie optimum pour les K^- et p^- se situe autour de 40 GeV/c. Les pourcentages relatifs K^-/π^- et p^-/π^- mesurés ⁽²⁾ à l'aide d'un compteur Čerenkov à disque (CEDAR, voir parag. II. 3) sont représentés sur la figure II. 6 (courbes en train plein : valeurs au niveau de notre cible, les désintégrations étant prises en compte de même que la contamination des électrons à 30 GeV/c). On constate qu'ils sont supérieurs aux précisions théoriques (courbes en pointillés), surtout en ce qui concerne les K^- dont le taux relatif reste approximativement constant, de l'ordre de 2 % pour toutes les énergies.

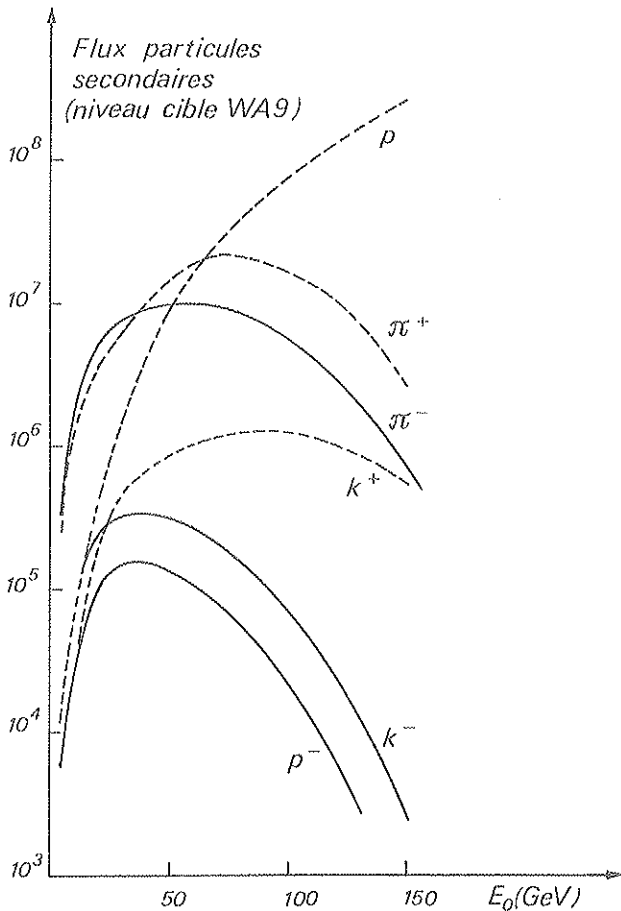


FIGURE II. 5 - Composition du faisceau secondaire H3 : flux calculé au niveau d'IKAR en fonction de E_0 (conditions de la référence 1).

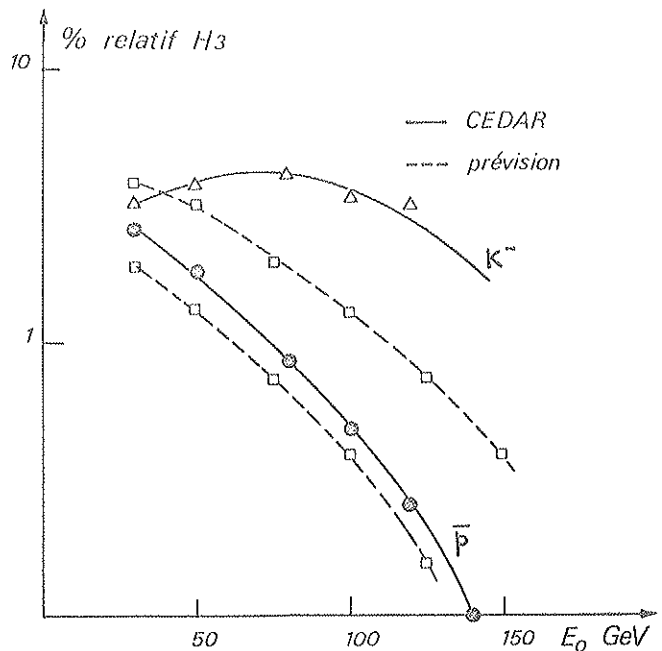


FIGURE II. 6 - Composition de H3 en K^- et P^- en fonction de E_0 — mesure à l'aide du CEDAR — — — prédictions théoriques

3. Les détecteurs associés au faisceau H3 : détermination du moment incident et identification des particules

Outre les éléments définissant l'optique du faisceau, deux types de détecteurs conçus et réalisés par les services techniques du CERN viennent compléter l'équipement de la ligne du faisceau⁽³⁾ : il s'agit d'un spectromètre de faisceau et d'un système de compteurs Čerenkov. L'implantation de ces détecteurs est schématisée sur la figure II.7.

a) Le spectromètre de faisceau

Son rôle est important puisqu'il permet de définir avec précision le moment de la particule incidente ($\Delta p/p < 0,1\%$). L'information fournie par le spectromètre nous donne la possibilité d'ouvrir le collimateur C3 afin d'augmenter l'intensité du faisceau, permettant ainsi de réduire le nombre de protons primaires sur T5 (il faut signaler ici que l'allocation de faisceau à chaque expérience se compte en nombre de protons primaires).

Le spectromètre est constitué de 4 chambres à fils standard PCB1 à PCB4, placées asymétriquement par rapport aux aimants BS1 et BS2 (figure II.7). L'angle de déflexion des deux aimants est 33,5 mrd. Les chambres à fils sont analogues aux chambres PC1 - PC4 décrites plus loin (surface : $10 \times 10 \text{ cm}^2$, fils de $10 \mu\text{m}$ espacés de 1 mm). Le gaz de fonctionnement est un mélange équiproportionnel d'argon et de CO_2 avec un très faible pourcentage (0,3%) de fréon 13B1 : ce mélange demande une électronique très sensible (seuil $\lesssim 0,5 \text{ mA}$)⁽⁴⁾. L'efficacité des chambres, dans les conditions normales d'utilisation est de 98% en moyenne (cf. exemple du tableau II.2).

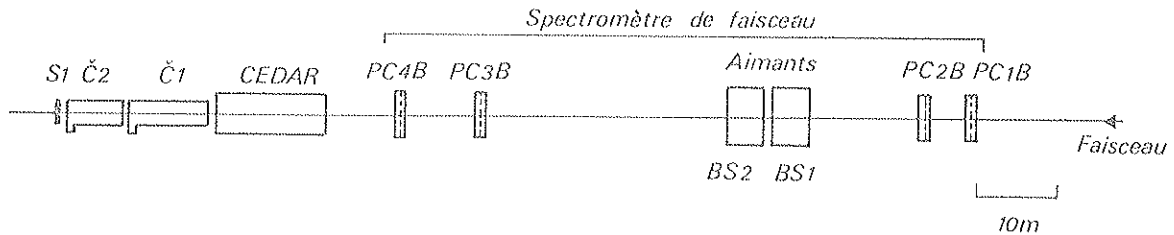


FIGURE II.7 - Position du spectromètre de faisceau et des trois compteurs Čerenkov sur la ligne H3.

Le principe de fonctionnement du spectromètre est décrit en détail dans la référence⁽³⁾. On peut calculer la dispersion en impulsion à partir des coordonnées de l'impact dans trois plans et des coefficients de transfert du faisceau :

$$\frac{\Delta p}{p} = f(X_i, X_j, X_k, \rho(i, j, k)) \quad (\text{II.1})$$

où $\begin{cases} X_{i,j,k} : \text{coordonnée dans les plans } i, j, k \\ \rho(i,j,k) : \text{coefficients de transfert de la ligne H3 (optique du faisceau)} \end{cases}$

L'introduction de la quatrième chambre, en rendant possible le choix de la combinaison à trois plans, permet d'augmenter l'efficacité globale du spectromètre (de l'ordre de 80 à 90% suivant les prises de données).

Plan	Position (m)	Nbre Fils	Efficacité (%)(1-ε)	Multiplicité (%)					
				0	1	2	3	4	Multiple
PC 1 B	- 134	64	98,0	1,89	88,6	6,45	0,15	0,19	2,72
PC 2 B	- 129	96	99,7	0,24	86,66	6,31	0,19	0,10	6,50
PC 3 B	- 93	64	98,5	1,50	89,03	6,36	0,15	0,24	2,72
PC 4 B	- 66	96	95,5	4,51	89,71	3,88	0,05	0,0	1,86
Efficacité globale (calcul Δp/p)				88,05 %					

TABLEAU II.2

Avec la précision donnée par les chambres (espacement 1 mm → typiquement $\sigma_x \approx 0,3$ mm) la résolution du spectromètre est de l'ordre de $\Delta p/p \lesssim 0,1$ %.

b) Les compteurs Čerenkov

Le faisceau secondaire n'étant pas séparé, la signature du hadron incident (π, K, p) est un problème d'autant plus délicat que les vitesses des particules deviennent élevées ($\beta_{\pi K p} \approx 1$).

Le principe de séparation des particules chargées de haute énergie est fondé sur la relation habituelle de Čerenkov :

$$\cos \theta = 1/\beta \cdot n(\lambda)$$

dans laquelle :

θ est l'angle d'émission des photons par rapport à la direction de la particule lorsque celle-ci traverse le milieu radiateur du compteur

$$\beta = p/E \approx 1 - \frac{m^2}{2p^2} \quad \text{est la vitesse de la particule de masse } m \text{ et d'impulsion } p.$$

$n(\lambda)$ est l'indice de réfraction du milieu radiateur (gaz) dépendant de la longueur d'onde du spectre lumineux rayonné.

Ainsi, à une différence $\Delta\beta = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p^2}$ de vitesse pour deux particules de masse m_1 et m_2 et de même impulsion correspond une différence angulaire d'émission

$$\Delta\theta = \Delta\beta / \beta \times \operatorname{tg} \theta \approx \Delta\beta / \operatorname{tg} \theta$$

qui sera d'autant plus grande (donc facilement détectable) que l'angle d'émission θ sera plus faible. La difficulté cependant est que cette condition va à l'encontre de l'obtention d'une bonne efficacité puisque le nombre de photons émis par effet Čerenkov est proportionnel à $L \sin^2 \theta$, L étant la longueur du milieu radiateur.

La sélection des kaons à 150 GeV/c demande une résolution en vitesse de $\approx 5 \cdot 10^{-6}$. Elle ne peut être réalisée qu'à l'aide d'un compteur différentiel spécialement construit à cet effet, corrigeant les aberrations géométriques et chromatiques (CEDAR type W décrit en détail dans la référence 5). Ce compteur dont les caractéristiques sont résumées dans la première partie du tableau II.4, est situé dans la dernière section parallèle du faisceau (fig. II.3). La lumière Čerenkov, focalisée sur l'ouverture d'un diaphragme de précision de largeur variable est recueillie par huit photomultiplicateurs équipartis autour de l'anneau de focalisation. Afin d'augmenter

la réjection des π^- et p^- , une coïncidence à majorité est faite entre 6, 7 ou 8 photomultiplicateurs. Le choix du nombre de PM en coïncidence est guidé cependant par des considérations d'efficacité du compteur et un compromis entre la qualité de la réjection et l'efficacité doit être réalisé. Nous avons utilisé dans notre cas la coïncidence entre 6 des 8 PM de façon à avoir la meilleure efficacité possible (figure II. 8). L'optimisation des conditions de séparation est aisément réalisée, grâce à un réglage automatique ("SCAN") de la pression du gaz (= variation de l'indice de réfraction) et de la largeur du diaphragme⁽²⁾. Les figures II. 8 montrent des exemples de spectres de masse du CEDAR pour différentes impulsions et le tableau II. 3 fournit un exemple de résultats obtenus pendant les prises de données : on remarque l'évolution avec l'énergie de l'efficacité du compteur (en particulier 140 GeV/c semble s'avérer limite pour le fonctionnement du CEDAR W dans les conditions géométriques du faisceau correspondant à cette énergie).

E (GeV)	Efficacité totale (e CEDAR %)	Niveau du CEDAR (%)		Contamination relative (%) π^-	
		e_{K^-}	e_p^-	dans K^-	dans p^-
30	98,0	2,78	2,21	0,40	< 0,50
50	96,5	4,09	1,80	5	7,0
80	97,9	4,34	0,91	0,7	1
100	92,6	3,59	0,50	1,1	2,0
120	82,3	3,34	0,27	2,4	17,5
140	42,6	1,43	0,10	18	50

TABLEAU II.3 -

- sauf à 30 GeV/c, $\pi^- = \pi^- + e^- + \mu^-$
 - $e_{\text{CEDAR}} = (\pi^- + K^- + p^-) / M$
 - $e_{K,p} = K, p / M \times e_{\text{CEDAR}}$
 - $M = \text{coinc. 2 scintillateurs entrée-sortie du CEDAR}$
- } coïnc. à 6 PM

La contamination dans K^- est obtenue en extrapolant le pic π^- sous le pic K^- , la contamination dans p^- est évaluée en faisant le rapport pic sur fond.

Type	Dénomination	Situation approximative	Gaz	Longueur	Résolution β	Gamme en pression	θ
Différentiel	CEDAR	- 44 m	N_2	5,8 m	$5 \cdot 10^{-6}$	1.6 - 8 bar	31 mrd
Seuil	TH ₁	- 31 m	He	8 m		≤ 15	
	TH ₂	- 23 m		10 m			

TABLEAU II.4

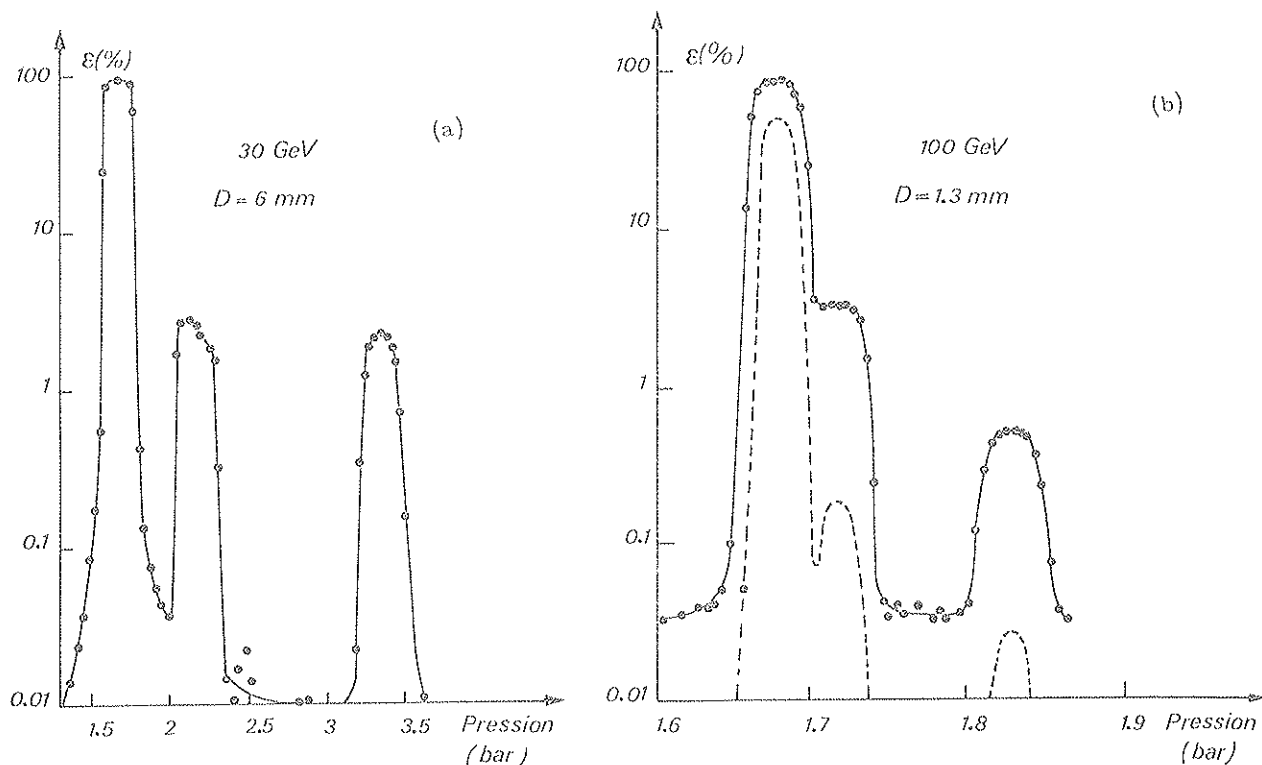


FIGURE II.8 - Spectres en mesures du CEDAR mesurés à 30 et 100 GeV
(D : ouverture du diaphragme)
traits pleins : coïnc. entre 6 PM
traits discontinus : coïnc. entre 8 PM

Pour compléter l'identification des hadrons incidents, deux compteurs à seuil sont réglés en-dessous de la masse du proton et donnent un signal $\pi + K$. Leurs caractéristiques sont indiquées dans la deuxième partie du tableau II. 4. L'efficacité combinée des deux \checkmark Čerenkov à seuil est supérieure à 99,95 %.

Il faut signaler que l'ensemble des trois compteurs \checkmark Čerenkov ne permet pas l'identification des e^- et μ^- . Elle doit être faite par d'autres méthodes (cf. chapitre II. II).

4. Contrôle et réglage des éléments de H3

L'obtention des informations et le contrôle des divers éléments du faisceau H3 et des détecteurs qui ne dépendent pas directement de notre installation expérimentale sont assurés grâce à un ordinateur NORD 10 ("EA computer") avec lequel nous sommes connectés en permanence (VISTAR) au cours d'une période de prise de données⁽³⁾.

Les différents réglages :

- du faisceau H3 :
 - ajustement des courants des différents éléments (quadrupoles, BEND, TRIM) pour les différentes opérations de changement d'énergie et de polarité, d'optimisation de la position du faisceau,
 - ouverture et fermeture des collimateurs
 - changement de tête de la cible
- des compteurs \checkmark Čerenkov :
 - "SCAN" en pression
 - largeur du diaphragme
- du spectromètre de faisceau
 - ajustement de la haute tension des chambres,

sont ainsi aisément réalisés depuis la salle de comptage de l'expérience en faisant appel sur le VISTAR aux programmes appropriés (tous ces réglages sont réalisés par des moteurs pas-à-pas commandés à distance). A titre d'exemple, le temps mis pour changer d'énergie, ajustement du faisceau et réglage des Čerenkov compris, est de l'ordre d'une à deux heures.

De plus les informations concernant le fonctionnement du faisceau, (intensité du faisceau primaire, répartition sur les différentes cibles, transmission de la ligne H3, temps effectif de "spill", etc ...) sont données après chaque éjection sur un écran TV depuis la salle de contrôle du SPS.

Une partie de ces informations, (transmission et intensité effective du faisceau, coordonnées de la particule incidente dans les chambres du spectromètre de faisceau, signature de la particule), est enregistrée sur bande magnétique (cf. chapitre II. IV).

II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE WA 9

1. Présentation générale

Une vue de l'ensemble de l'appareillage de l'expérience est représentée sur la figure II. 8 : (a) et (b) correspondent aux deux géométries utilisées au cours des prises de données. Une liste des différents éléments de l'expérience est présentée dans le tableau II. 5 (l'origine est choisie au centre de la cible ; les colonnes (a) et (b) correspondent aux deux géométries utilisées);

Dénomination	Position (m)		Nature des Détecteurs
	(a)	(b)	
S1 PC 1	} - 18,5	- 11,5	Scintillateur Bloc de chambres à fils
A 1 PC 2 A 2			} - 1,2
IKAR	0	0	
A 3 PC 4 A 4	} 1,20	1,2	Scintillateur Bloc de chambre à fils Scintillateur au plomb
PC 3 A 5			} 16,0
M	20,	12,6	
PC 5	29,7	16	Bloc de chambres à fils
PC 6	34,	16,7	Bloc de chambres à fils
PC 7	38,	23,4	Bloc de chambres à fils
EC	40	25	Compteur à électrons
$\mu_1 - \mu_2$	50	28	Compteur à muons

TABLEAU II. 5

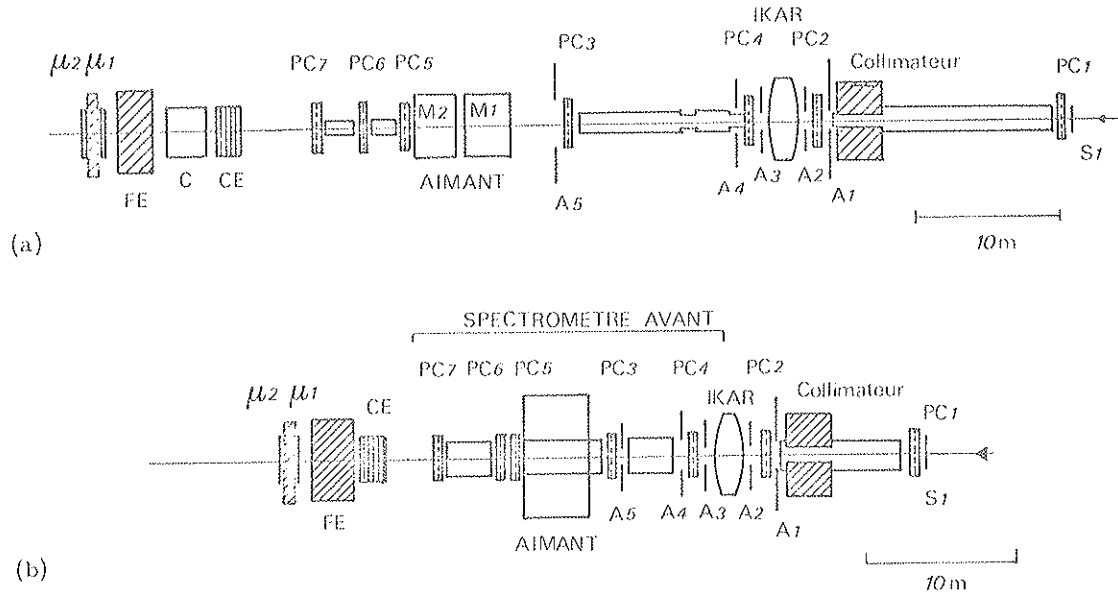


FIGURE II.8 - Dispositif expérimental de WA 9

(b) utilisé à 140 GeV seulement

(C désigne le compteur de gerbes de WA 1)

Un ensemble de scintillateurs (S_1 , A_i) définit le faisceau utile et fournit les signaux logiques de l'électronique rapide de déclenchement (trigger).

La direction incidente est déterminée par les chambres à fils PC 1 et PC 2 (= bras 1) tandis que les chambres PC 4 et PC 3 (= bras 2) définissent la trajectoire de la particule après interaction dans le spectromètre de recul (IKAR).

Les blocs PC 1 à PC 4, alignés avec précision le long de la ligne de faisceau, déterminent l'angle de diffusion sur l'avant. Trois d'entre eux (PC 1, PC 2, PC 3) sont intégrés à la logique de déclenchement de l'acquisition pour constituer le trigger sélectif rapide évoqué précédemment. La chambre à ionisation, située entre les blocs PC 2 et PC 4 détecte la particule de recul ; elle a déjà été utilisée dans sa forme actuelle à Serpukhov dans les conditions voisines. Les chambres des blocs PC 5 à PC 7 (= bras 3) situés derrière l'aimant définissent la trajectoire de la particule après déflexion magnétique. Le spectromètre avant comprenant les chambres PC 3 à PC 7 associées à l'aimant M permet la mesure de l'angle et du moment de la particule diffusée.

Le reste de l'appareillage, disposé en bout de faisceau, est constitué d'un calorimètre à électrons (CE) et de deux compteurs à muons (μ_1 - μ_2) placés derrière des blocs de fer chargés de stopper les particules autres que les muons. Cet appareillage permet ainsi de compléter l'identification du faisceau.

Afin de diminuer l'importance de la diffusion coulombienne multiple due aux interactions des particules du faisceau avec l'air, des chambres à vide ont été disposées entre les blocs de chambres à fils.

Un collimateur en fer de 3 m. de longueur et 40 mm. de diamètre, disposé juste en amont de PC 2, a pour rôle d'arrêter les particules du halo du faisceau susceptibles d'interagir avec les parois épaisses du spectromètre de recul (les particules multiples qui seraient créées dans les parois peuvent perturber la mesure en énergie).

2. Chambres proportionnelles multifils

Leur rôle est de détecter le passage de la particule en divers points du dispositif expérimental afin de permettre la reconstruction dans l'espace des différentes directions empruntées par la particule. Elles sont regroupées en 7 blocs (figure II.8) dont le tableau II.9 donne la composition détaillée.

	Hodoscopes	Nombre et Dénomination des plans de mesures	Nombre de fils utiles par plan	Fonction et Caractéristiques
	PC 1 - PC 2 (4 ch/bloc)	X 1 A - X 1 B Y 1 A - Y 1 B X 2 A - X 2 B Y 2 A - Y 2 B	32 centraux	Direction incidente Lecture rapide - Trigger sélectif (SDPU)
Spectrométrie sur l'avant	PC 3 (6 chambres)	X3A, X3B, X3C Y3A, Y3B, Y3C	A et B = 192 C = 64	Impact après diffusion Lecture Rapide-Trigger sélectif à partir des 64 fils centraux de chaque plan (RMM) (SDPU)
	PC 4 (4 chambres)	X4A, X4B Y4A, Y4B	32 centraux	Impact juste après la cible (précise le vertex de la réaction) Lecture rapide (RM)
	PC 5-PC 6-PC 7 (2 ch/bloc)	X5A, X5B, X5C/Y5 X6A, X6B, X6C/Y6 X7A, X7B, X7C/Y7	192	Direction après l'aimant Lecture non rapide
	T o t a l	30 Plans	3384 fils	3 Systèmes de Lecture

TABLEAU II.9

a) Les chambres à lecture rapide

Elles ont une importance particulière puisque, intervenant dans une logique rapide de décision, une partie des performances de l'appareillage dépend de leur réglage et de leur fonctionnement dans le faisceau. C'est la raison pour laquelle tous les plans de mesure ont été doublés (et même triplés pour PC 3 qui est le bloc le plus important) de façon à avoir une très bonne efficacité de détection d'une part et une meilleure résolution spatiale (donc une meilleure précision sur la mesure de θ) d'autre part.

Les 18 chambres des quatre blocs PC 1 à PC 4 ont toutes les mêmes caractéristiques de base. Elles comprennent :

- un plan de fils anodiques en tungstène doré, de diamètre 10 μ m, espacés de 1 mm. ,
- deux plans cathodiques constitués chacun d'une feuille d'aluminium de 10 μ m d'épaisseur. La distance anode-cathode est de 5 mm.

- deux fenêtres en mylar de $25\ \mu\text{m}$ d'épaisseur qui viennent protéger les plans haute tension tout en assurant l'étanchéité de la chambre
- deux cadres presseurs en aluminium permettant de serrer les différents plans les uns contre les autres et de rigidifier l'ensemble.

La figure II. 9 montre schématiquement la disposition des différents plans. Chaque chambre constitue ainsi un détecteur autonome d'épaisseur 2 cm (matière représentée $\approx 7\ \text{mg}/\text{cm}^2$) et fournit une seule coordonnée.

D'un point de vue mécanique, les quatre blocs présentent la même structure schématisée sur la figure II. 10 : les ensembles X et Y, qui prennent appui sur chacune des faces de l'équerre et qui comportent chacun deux ou trois chambres sont identiques. Chaque ensemble possède un mouvement de translation globale (mouvement A) permettant d'amener les deux (ou trois) chambres sur l'axe du faisceau et un mouvement de rotation globale (par exemple : rotation φ_X autour de l'axe de symétrie vertical des deux chambres) permettant soit de réaliser la perpendicularité des chambres, soit de les incliner ($\varphi_{\text{max}} \approx 12^\circ$) par rapport à l'axe du faisceau. De plus, un mouvement relatif (R) a été prévu de façon à aligner (ou à décaler de 0,5 mm) un plan de mesure par rapport à l'autre. Tous les mouvements relatifs sont motorisés et commandés à distance, de même que les mouvements absolus X et Y du bloc PC 2 afin d'affiner rapidement avec le faisceau l'alignement des trois hodoscopes PC 1 - PC 2 - PC 3 et des différents plans A - B(-C) entre eux.

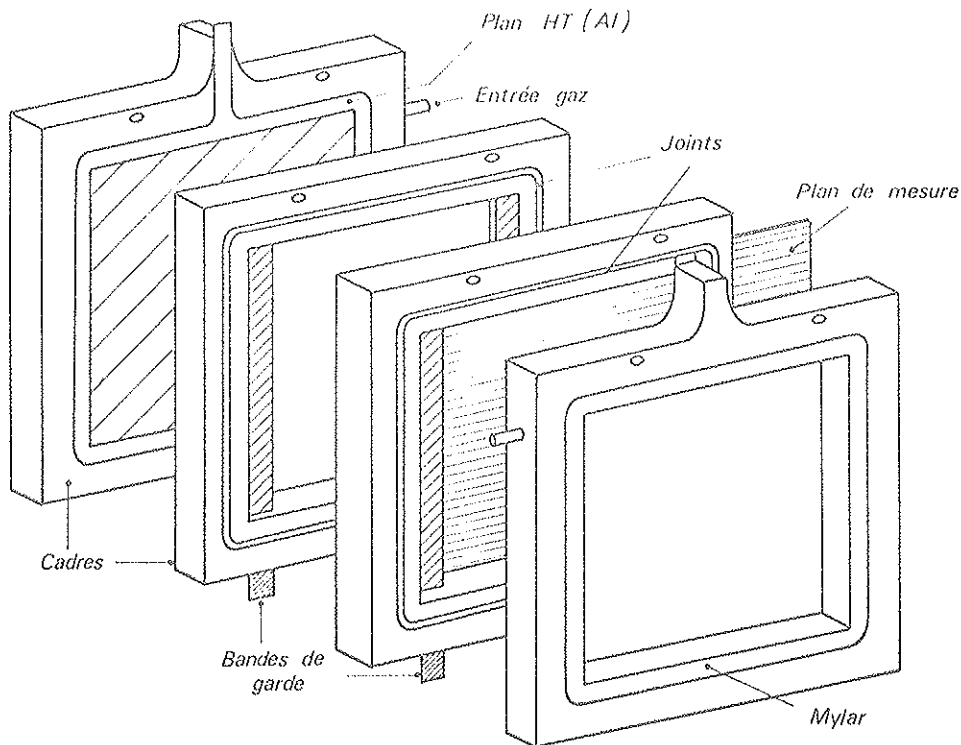


FIGURE II. 9 - Vue des différents plans d'une chambre à fils standard

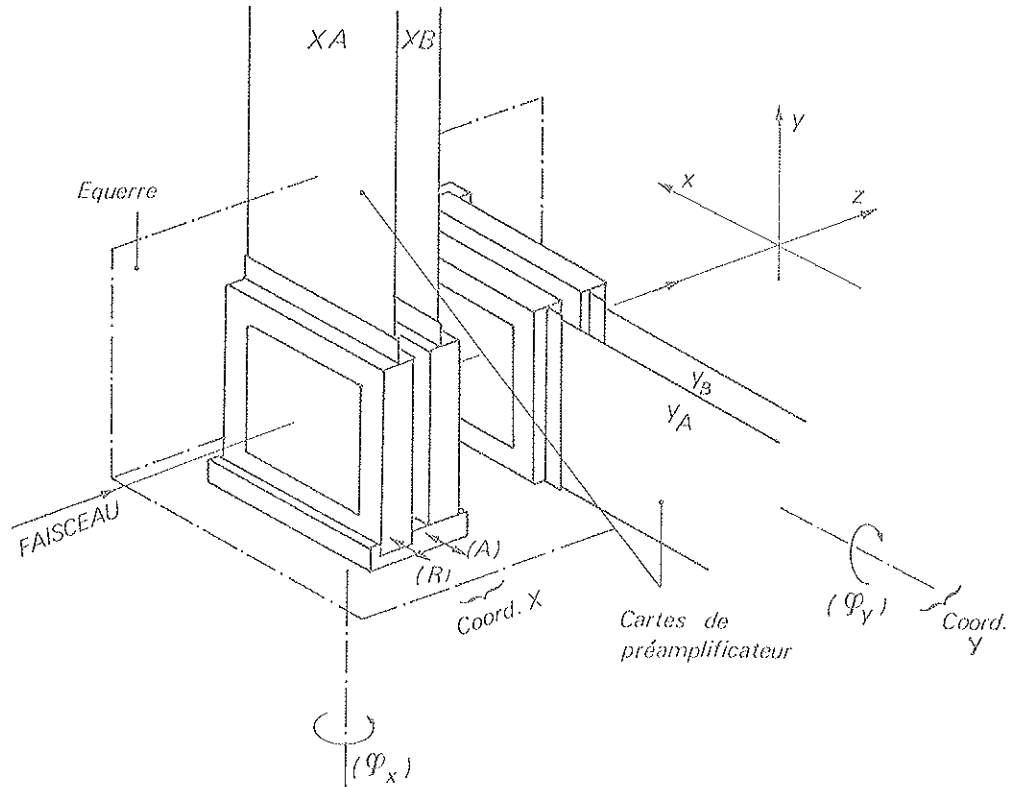


FIGURE II.10 - Schéma d'ensemble d'un bloc de petites chambres à fils

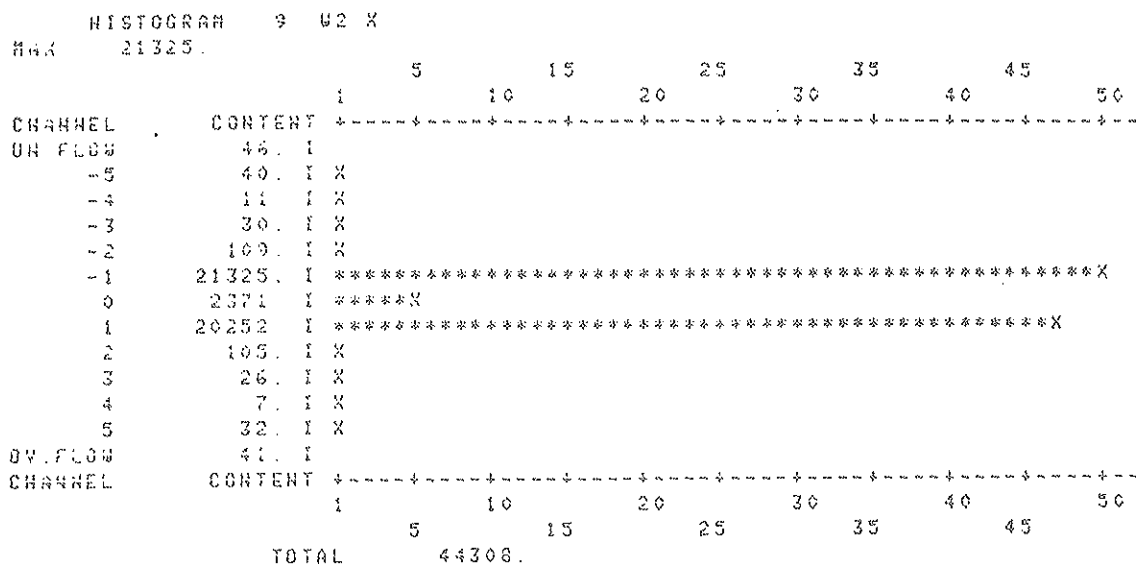
L'alignement relatif du plan A par rapport au plan B est réalisé en histogrammant la quantité $W = X_A - X_B - \frac{1}{2}$, X_A et X_B étant les coordonnées dans A et B de la trace. Les figures II.11 (a et b) montrent deux exemples d'histogrammes W correspondant à deux décalages différents :

- (a) $\overline{W} \approx 0 \rightarrow$ décalage de 0,5 mm
- (b) $\overline{W} \approx -0,25$ mm \rightarrow décalage de 0,25 mm comme le vérifie le centre de gravité des profils.

Cette méthode d'alignement s'avère très sensible, plus rapide et plus précise que l'utilisation des profils. La précision obtenue est inférieure à 100 μ m. L'alignement absolu PC 1 - PC 2 - PC 3 est réalisé en optimisant les conditions de réjection du trigger sélectif associé (cf. parag. II.3).

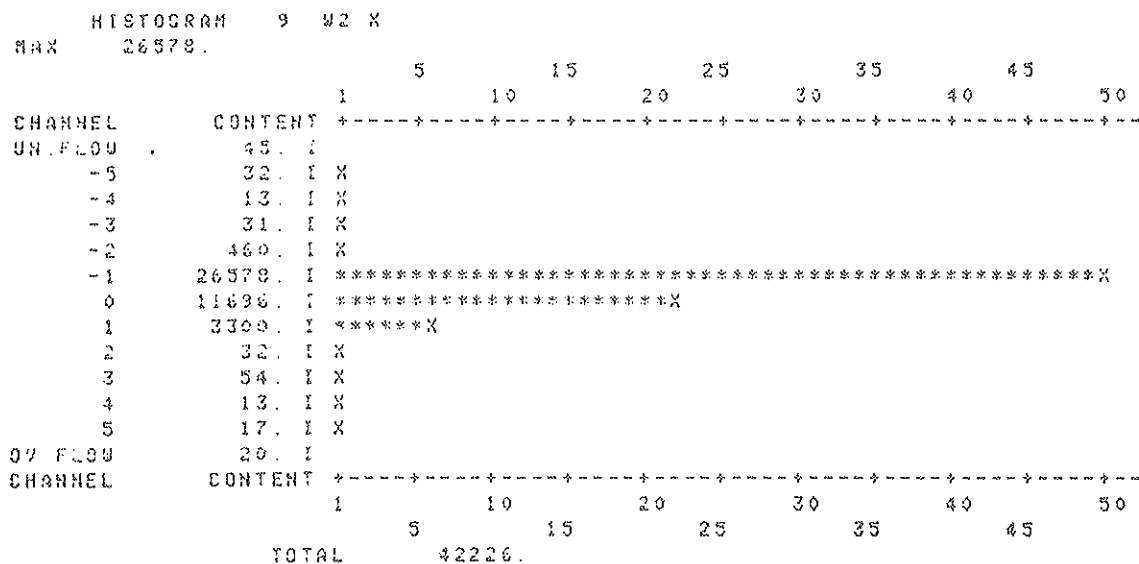
Le gaz de fonctionnement utilisé est le mélange "magique" courant (isobutane (20 %), argon (\approx 80%) bullant dans du méthylal à 0°, fréon 13 B1 (0,5 %)).

Après avoir été amplifiés par les circuits intégrés 73-79 (préamplificateurs Alcatel dont le seuil en courant est de 2 μ A environ sur 15 Ω d'impédance d'entrée), les signaux anodiques sont transmis à la salle de comptage au moyen de câbles torsadés performants (dispersion en temps \leq 0,3 %, atténuation \approx 0,5 db/100 m pour un signal de 50 ns de largeur, 16 paires torsadées par câble) dont la longueur (70 à 35 m. suivant les blocs) est ajustée avec précision pour respecter le "timing" général de l'expérience. Les modules receveurs (16 fils par module) sont de deux types suivant qu'ils équipent PC 1 - PC 2 et la partie centrale (= 64 fils) de PC 3 (modules CAMAC RMM intervenant dans la logique rapide) ou PC 4 et la partie périphérique de PC 3 (modules pseudo-CAMAC RM⁽⁶⁾, analogues aux RMM). La figure II.12 montre schématiquement l'électronique associée à un fil (fil central ou fil périphérique). Le signal anodique amplifié et mis en



CANAL MOYEN= ~.026

(a)



CANAL MOYEN= ~.572

(b)

FIGURE II.11 - Exemples d'histogrammes W

- (a) décalage de 0,5 mm.
- (b) décalage de 0,25 mm.

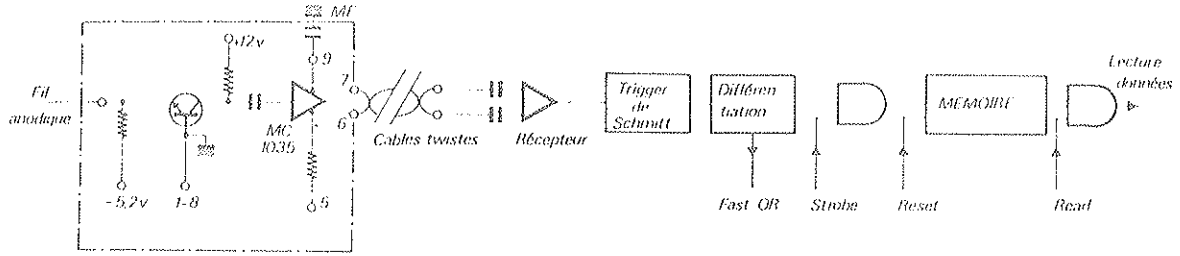
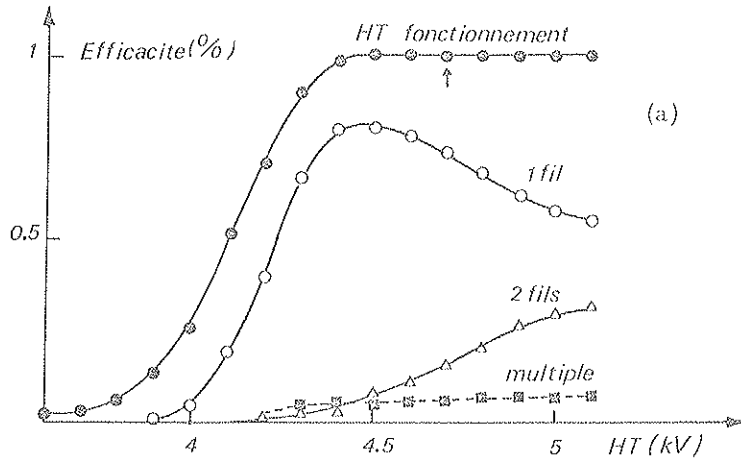


FIGURE II.12 - Schéma électronique d'une voie fil (RM)

forme ($L \approx 50$ ns) est mémorisé pourvu qu'il soit validé par un signal rapide externe. L'impact ainsi mémorisé est codé avant d'être transmis au calculateur par les interfaces CAMAC (cf. parag. II. III).

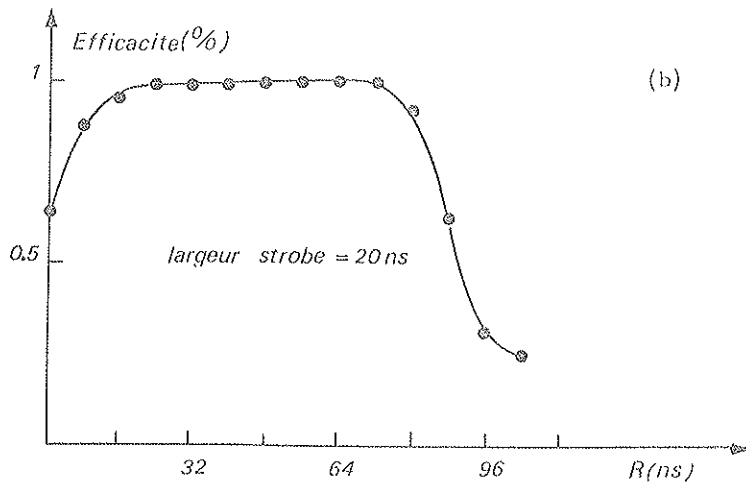
Chaque plan de mesure peut être testé aisément au moyen d'un signal rapide envoyé sur les deux plans cathodiques correspondants : le signal induit sur les fils anodiques par effet capacitif permet ainsi de vérifier entièrement les canaux électroniques associés.

Les chambres à fils sont amenées à fonctionner dans un flux élevé de particules, particulièrement au niveau du spectromètre de recul où le flux sur PC2 et PC4 est de l'ordre de 5000



(a)

à 10.000 p/s/mm². La figure II.13 montre une courbe d'efficacité obtenue dans les conditions de l'expérience : la haute tension choisie sur l'ensemble des chambres est de 4,6 kV et l'efficacité moyenne des chambres est de 95 à 98 % (cf. tableau II.10 : la référence est uniquement S₁) et l'efficacité combinée par bloc est meilleure que 99,9%.



(b)

FIGURE II.13

- (a) Plateau d'efficacité avec l'évolution du pourcentage de multiplicité
- (b) Courbe de résolution en fonction du retard de la porte : chambre équipée de RMM avec une largeur de signal fil de 80 ns.

Il faut noter ici que ces efficacités sont restées stables pendant la durée de l'expérience et qu'aucun indice de vieillissement n'a pu être décelé (flux intégré $\approx 4 \times 10^{11}$ particules).

CH	e (%)	CH	e (%)	CH	e (%)
X1A	98,9	X3A	98,5	Y2B	99,4
X1B	97,6	X3B	99,1	Y4B	98,5
X2A	98,7	X3C	98,4	Y4B	98,3
X2B	96,5	Y1A	98,5	Y3A	99,1
X4A	97,3	Y1B	98,7	Y3B	99,1
X4B	95,2	Y2A	98,5	Y3C	97,3

TABLEAU II.10

$$e = 100 - \eta \quad \text{où}$$

η = inefficacité
= pourcentage de 0

Le tableau II.11 est un exemple de "matrices de corrélations" donnant la répartition par bloc du nombre de fils touchés par événement (en %). On voit ainsi que pour des chambres perpendiculaires au faisceau et dans les conditions de "strobe" choisies (fig. II.13 b), plus de 80% des traces n'ont excité qu'un fil sur chacun des plans, tandis que plus de 90% en ont excité deux au plus qui sont contigus.

B \ A	0 = η	1	2	3	4	M
0 = η	0.6	0.81	0	0	0	0
1	1.2	84.6	3.63	0.2	0.1	1.1
2	0	3.4	0.1	0	0	0
3	0	0	0	0	0	0
4	0	0.2	0	0	0	0
M	0	1.5	0.1	0	0	2.4

TABLEAU II.11

0 = aucun fil touché
1 = un fil touché
2 = deux fils touchés } adjacents
3 = trois fils touchés }
4 = quatre ou plus
M = événement multiple (i.e : plusieurs fils touchés non adjacents)

Du fait du rôle prépondérant de PC3, nous avons triplé les plans X3 et Y3 (région centrale) rendant ainsi peu probable une inefficacité globale du bloc (qui aurait pour conséquence une erreur systématique de la mesure de $d\sigma/dt$ si cette inefficacité dépend de t). Néanmoins il est essentiel pour nous de pouvoir contrôler l'efficacité de la région centrale des chambres soumise au flux des particules du faisceau. Les figures II.14 (a et b) montrent un exemple de cartographie obtenue avec le faisceau en réalisant des corrélations entre les différents plans de PC3 (a = statistique de référence, b = cartographie d'un plan Y3) : l'inefficacité au centre, plus importante qu'ailleurs, reste inférieure à 0,5 %. (maille élémentaire de la cartographie = 4 mm^2 , la référence est définie suivant le schéma II.16) et les effets d'inefficacité corrélée sont négligeables (tableau II.12). La figure II.15 (b) (maille élémentaire = 64 mm^2 : statistique sur la figure II.15 a) obtenue avec les événements diffusés à 30 GeV/c rend compte de l'uniformité des chambres (on vérifie notamment qu'il n'y a pas de discontinuité entre la région centrale associée aux RMM et la région périphérique associée aux RM).

EVENEMENTS TOTAUX

0	1	0	0	0	0	1	1	0	0
0	0	0	0	0	1	0	0	0	2
0	0	1	0	0	1	0	0	0	0
0	1	1	0	1	0	1	0	0	2
2	1	1	2	3	0	3	4	1	0
1	3	4	11	16	9	8	2	3	0
3	21	26	41	65	51	36	20	7	1
13	33	63	123	165	197	115	62	25	11
15	59	135	216	282	313	230	128	47	19
31	74	181	284	421	411	354	233	95	34
30	70	162	347	490	526	494	295	131	43
26	89	191	389	566	621	509	383	146	48
40	116	263	409	623	711	603	461	221	66
47	112	267	458	641	755	663	456	264	93
48	110	263	489	708	832	688	517	250	100
50	142	278	480	690	786	689	521	251	111
42	117	279	838	728	824	731	486	258	102
51	108	289	483	663	791	655	476	246	127
41	93	241	423	627	691	649	423	223	90
25	90	190	417	532	627	561	372	182	91
24	86	201	339	493	530	503	349	161	86
22	66	157	266	413	393	378	258	151	46
12	52	134	249	322	324	321	196	101	44
17	50	92	171	248	257	278	178	77	40
13	24	76	134	176	207	162	123	55	24
6	18	54	77	126	135	106	69	28	11
3	14	27	30	76	81	51	22	10	5
4	8	4	17	17	27	16	9	4	4
1	0	2	4	1	1	2	3	0	0
0	0	0	1	0	0	1	0	1	0

(a)

INEFFICACITE CHAMBRE 13

-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
-1.00	-1.00	-1.00	.00	.00	.00	.00	-1.00	-1.00	-1.00
-1.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	-1.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.24	.00	.00	.00	1.05	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.20	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.17	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.22	.38	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.36	.29	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.13	.15	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.21	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.16	.00	.00	.24	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.18	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.24	.00	.00	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.58	.00	.00	.00	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00
.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00
-1.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00	.00
-1.00	.00	-1.00	.00	.00	.00	.00	.00	-1.00	-1.00
-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00
-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00	-1.00

(b)

FIGURE II.14 - Cartographie détaillée (partie centrale seulement)
d'une chambre de PC 3
(a) nombre d'évènements (1 bin = 4 mm²)
(b) inefficacité locale

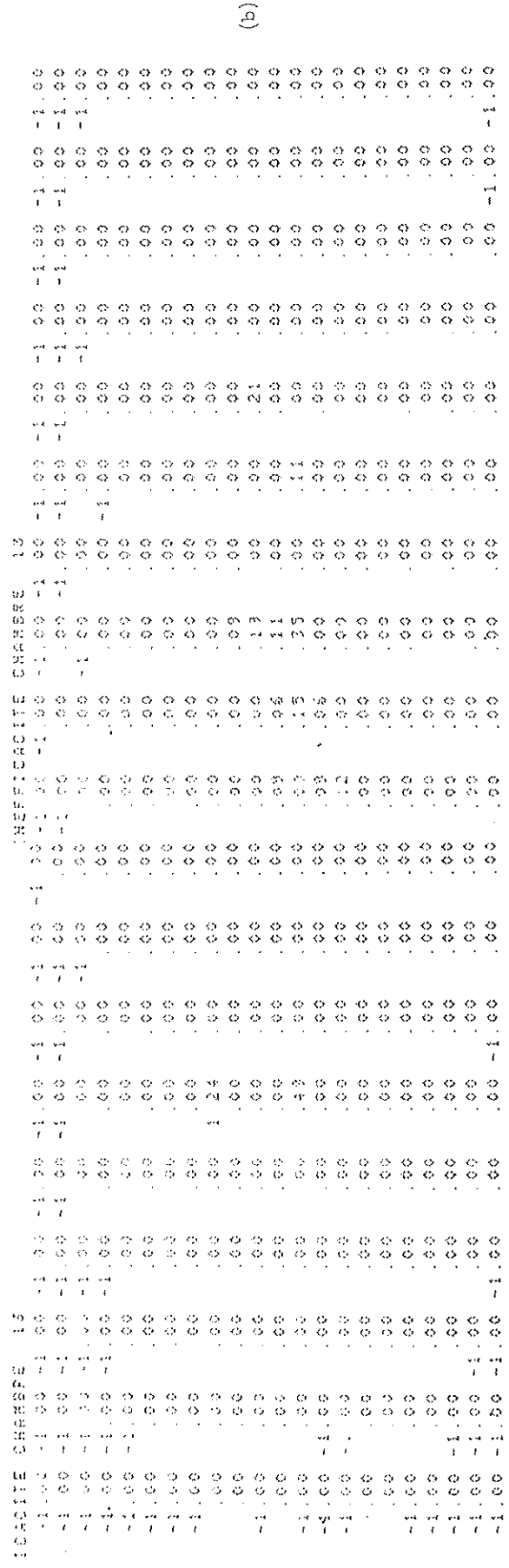
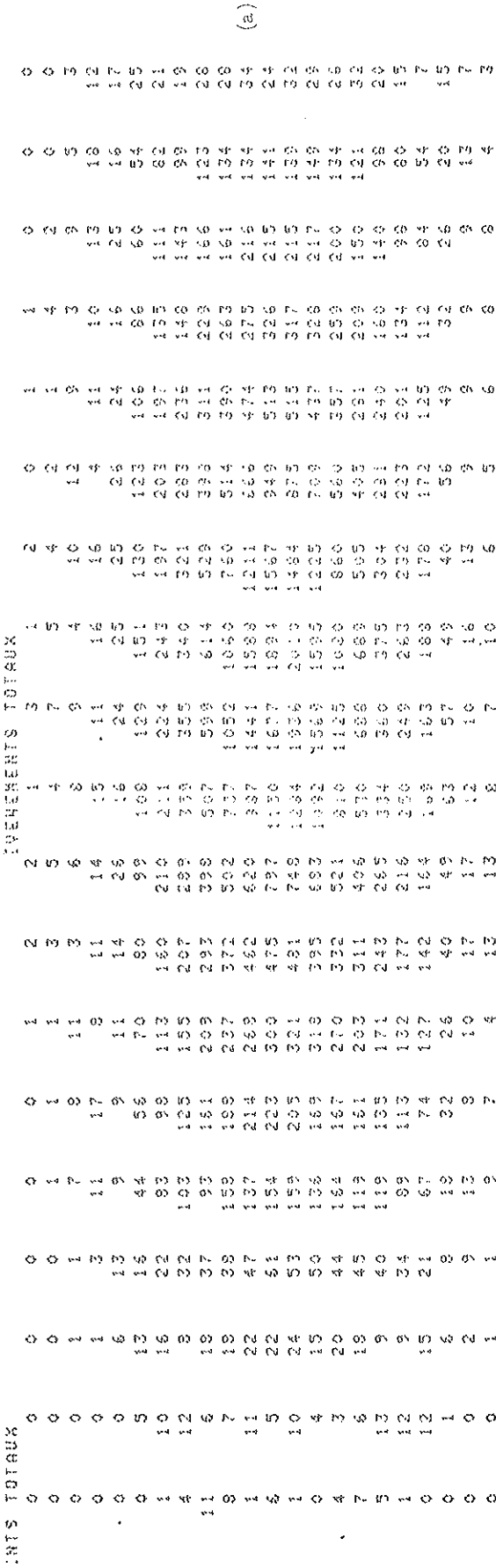


FIGURE II.15 - Cartographie d'une chambre de PC3 : partie centrale et périphérique (bin = 64 mm²)

(a) statistique

(b) inefficacité locale (en %)

	0	1	2	3	4	5
0 *	.01	.03	.00	.00	.00	.00
1 *	1.31	71.52	5.77	.15	.14	1.39
2 *	.17	10.24	.11	.02	.01	.21
3 *	.00	.21	.01	.00	.00	.01
4 *	.00	.20	.01	.00	.00	.00
5 *	.04	1.48	.11	.01	.01	.45

TABLEAU II.12

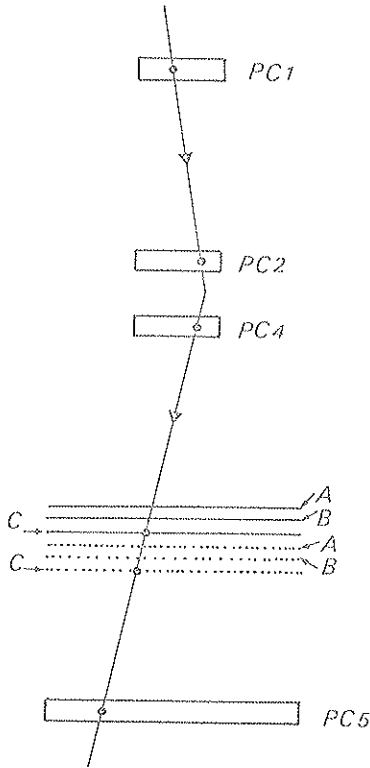


FIGURE II.16 - Schéma des traces servant de référence pour le calcul d'inefficacité des plans A et B

b) Les chambres derrière l'aimant

Leur conception est semblable aux chambres précédentes, mais certaines de leurs caractéristiques de base sont différentes. Chaque chambre comporte deux plans de mesures situés entre deux plans cathodiques (figure II.17).

- les fils anodiques sont en tungstène doré de 20 μ m, espacés les uns des autres de 1 mm,
- les plans cathodiques sont en mylar aluminisé

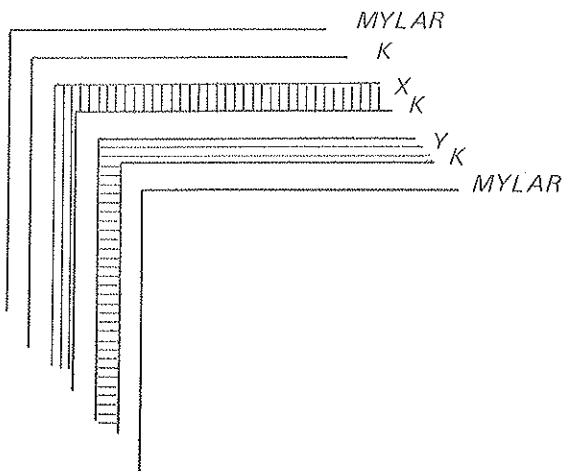


FIGURE II.17 - Schéma d'une chambre à deux plans de mesure (PC 5 - PC 1)

Chaque bloc PC 5 à PC 7 comporte une chambre X-X suivie à 30 cm d'une chambre Y-X. Les cartes de préamplificateurs et les chambres sont solidaires du support de chaque bloc⁽⁷⁾. Le gaz de fonctionnement est le mélange magique et la H. T. de fonctionnement se situe autour de 5,5 kV.

Contrairement aux blocs PC 1 - PC 3 nécessitant un système onéreux avec câbles torsadés pour la lecture rapide des informations intervenant dans la logique de déclenchement, les chambres PC 5 - PC 7 sont équipées d'un système de lecture moins rapide et moins cher mais qui est suffisant puisque les informations associées ne sont pas utilisées dans la logique rapide. La description de ce système de lecture est détaillée dans les références^(7 et 8). Après amplification, le signal fil entre dans un monostable de 150 ns ; le signal du monostable est ensuite retardé dans une chaîne de mémoires "flip-flop" (série de registres de décalage de 8 bits, le décalage de l'information étant provoqué par les impulsions d'une horloge rapide de 17 MHz) puis mémorisé si un signal externe de déclenchement arrive en coincidence avec lui dans la dernière mémoire. Dans ce cas l'information est transmise au CAMAC sous forme de mots de 16 bits qui sont décodés électroniquement avant d'être envoyés au calculateur.

Les efficacités typiques globales des chambres (référence = signal de moniteur) sont indiquées dans le tableau 2.13.

PC 5	ϵ (%)	PC 6	ϵ (%)	PC 7	ϵ (%)
XA	84,3	XA	93,3	XA	97,6
XB	96	XB	98	XB	98
XC	93,5	XC	98,5	XC	95
Y	84,2	Y	98,4	Y	97,2

TABLERAU II.13

3/ Le spectromètre de recul (IKAR)

La chambre à ionisation utilisée dans l'expérience WA 9 est une version élaborée du dispositif décrit dans la référence 9) installé sur une ligne de faisceau du synchrocyclotron de Gatchina. Elle a été décrite brièvement dans la référence⁽²⁰⁾. Nous en donnons ici une présentation plus détaillée en rappelant à cette occasion le principe d'une chambre à ionisation du type "à impulsion" ("pulsed" ionisation chamber).

a) Description

Il est constitué d'une enceinte cylindrique en acier inox (d'épaisseur ≈ 2 cm) de 100 cm de diamètre et de 160 cm de longueur, reposant sur un chariot mobile. Deux calottes hémisphériques en fer mince (270 μ m d'épaisseur et 80 mm de diamètre) constituent les fenêtres d'entrée et de sortie du spectromètre. Une coupe détaillée de l'enceinte est présentée sur la figure II.18.

Le spectromètre est constitué de six chambres à ionisation (six cellules identiques) comprenant chacune :

- une cathode K, circulaire, en aluminium de 30 μ m d'épaisseur. Les cathodes K₂ et K₃ sont communes à deux cellules,

- une anode circulaire constituée en fait de trois anneaux concentriques A, B et C en aluminium. B et C sont communs à deux cellules, seule l'anode est dédoublée,
- une grille G circulaire dont les fils verticaux en aluminium ont un diamètre de $100\ \mu\text{m}$ et sont distants les uns des autres de $1,5\ \text{mm}$.

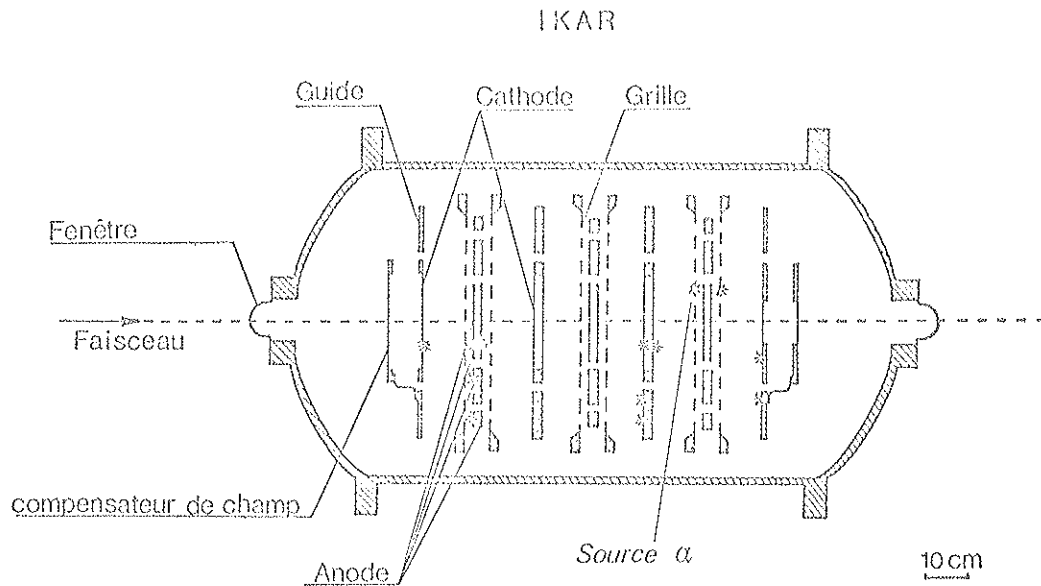


FIGURE II.18 - Vue de profil de la chambre à ionisation

Les caractéristiques géométriques des électrodes sont résumées dans le tableau II.13. La longueur totale d'une cellule (distance K-A) est de $120\ \text{mm}$ et la grille est située à $20\ \text{mm}$ de l'anode. Deux électrodes de compensation sont disposées aux extrémités du spectromètre.

Electrode	Diamètre intérieur (mm)	Diamètre extérieur (mm)
Anode A	—	194
Anode B	206	390
Anode C	410	480
Cathode K	—	300
Grille	—	490
Prolongement K	310	570
Compensateur	—	300

TABLEAU II.13

La quantité de matière présentée sur le faisceau par l'ensemble des éléments précédents est résumée dans le tableau II.14.

Composant	Longueur	L/L_{Rad}	L/L_{abs} (inélastique)
H ₂ , 10 atm	160 cm	$2,28 \cdot 10^{-3}$	$2,57 \cdot 10^{-3}$
Aluminium	Cathodes : $8 \times 30 = 240 \mu\text{m}$ Anodes : $6 \times 20 = \frac{120 \mu\text{m}}{360 \mu\text{m}}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$9,7 \cdot 10^{-4}$
Fer	Fenêtres : $2 \times 270 = 540 \mu\text{m}$	$3,05 \cdot 10^{-2}$	$3,16 \cdot 10^{-3}$
Total		$3,68 \cdot 10^{-2}$	$6,70 \cdot 10^{-3}$

TABLEAU II. 14

Les différentes capacités électriques des électrodes sont données dans le tableau II. 15 (valeurs moyennes des six cellules).

Elect. /masse	Capacité (pf)	Elect. /Elect.	Capacité (pf)
A	83,5	$A_i - A_{i+1}$	40,1
B	152,2	A - B	13,1
C	128,2	A - C	5,0
K	58,4	B - C	28,4

TABLEAU II. 15

L'enceinte est remplie d'hydrogène très pur à 10 atm. Les hautes-tensions appliquées aux électrodes sont de + 9 kV (anodes) et de - 15 kV (cathodes), la grille étant au potentiel 0.

b) Détection du recul. Principe de fonctionnement, signaux et informations associés⁽¹¹⁾

Lorsqu'un proton cible recule dans le volume sensible d'une cellule (espace K-G), les électrons libérés le long de son parcours dans le gaz dérivent vers la grille avec une vitesse de l'ordre de 5 mm/ μ s (champ électrique dans l'espace K-G = 150 V/cm ; temps maximum de dérive des électrons = 20 μ s), tandis que les ions positifs se dirigent beaucoup plus lentement vers la cathode. La figure II. 19 donne une illustration de la formation des différentes impulsions apparaissant sur les électrodes.

Dès qu'une trace ionisante se développe et que le nuage d'ions positifs se détache du nuage électronique, un signal est induit sur la cathode ($t = t_0$). L'amplitude du signal cathodique croît jusqu'à ce que le nuage électronique franchisse la grille ($t = t_A$) et l'amplitude

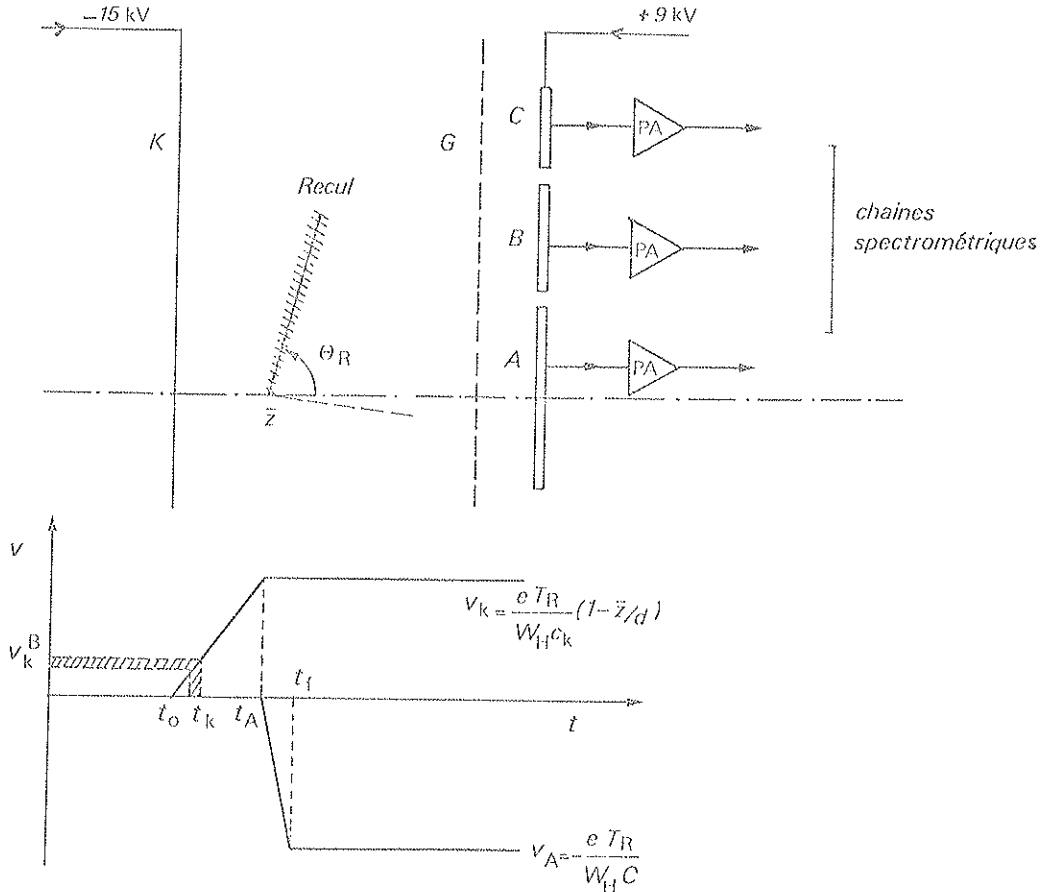


FIGURE II.19 - Schéma explicatif de la détection d'une trace de recul et des signaux anodiques et cathodiques associés

obtenue à cet instant dépend de la position du centre de gravité \bar{z} du nuage d'ions créés ($V_K(z, t_A) = k_K (1 - \bar{z}/d)$ où $d = KG$). Du fait de son apparition quasi-instantanée (i. e. sitôt que la diffusion a eu lieu), l'impulsion cathodique constitue un signal rapide susceptible d'intervenir dans l'électronique de déclenchement.

Par contre, sur l'anode protégée par la grille, l'amplitude du signal recueilli croît de 0 (à l'instant $t = t_A$) jusqu'à la valeur $V_A(t_f)$ proportionnelle au nombre d'électrons (donc à l'énergie déposée) et pratiquement indépendante de la position de la trace incidente.

Le temps de montée de l'impulsion anodique ($\tau_m = t_f - t_A$) est directement lié à l'intervalle de temps séparant l'instant où les premiers électrons traversent la grille et l'instant où les derniers électrons sont absorbés dans l'anode. Pour une trace parallèle aux électrodes, le temps de montée est minimum :

$$\tau_m(90) = d_2/W_2 \approx 2 \mu s$$

(vitesse de dérive des électrons dans l'espace G-A : $W_2 \approx 10 \text{ mm}/\mu s$) tandis qu'il est plus long pour une trace inclinée :

$$\tau_m(\theta_R) = \tau_m(90) + \frac{l_R \cos \theta_R}{W_1}$$

(l_R étant la longueur de la trace de recul, W_1 : vitesse de dérive dans l'espace K-G) (fig. II.20)

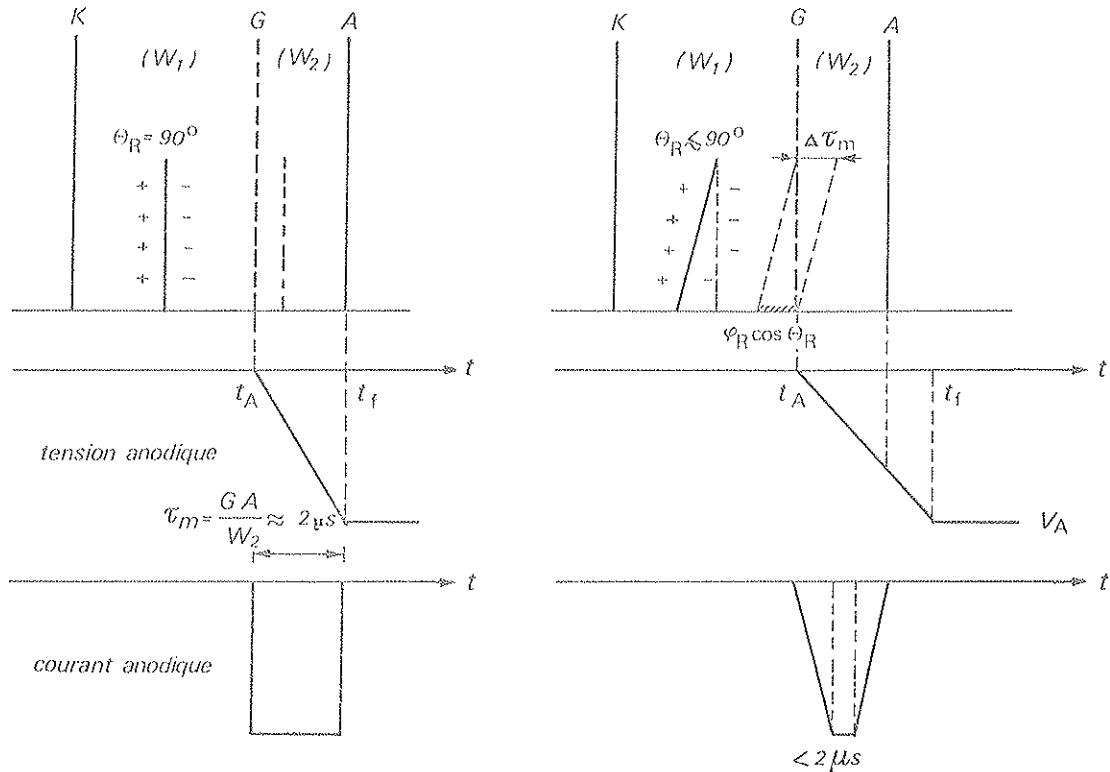


FIGURE II.20 - Trace perpendiculaire et trace inclinée : effet sur le temps de montée du signal anodique

Les impulsions anodiques sont recueillies par des préamplificateurs de charge fixés sur l'enceinte du spectromètre avant d'être amplifiées et mises en forme dans la salle de comptage. A partir d'un même signal anodique, deux informations analogiques sont créées : l'une correspondant au signal énergie (E_A, E_B, E_C) après une intégration de $20 \mu s$ suffisamment longue pour être indépendante du temps de montée, l'autre correspondant au signal d'angle polaire ($T_A, T_{AB} \propto l_R \cos \theta_R$) obtenue conformément au schéma II.21. Chaque électrode est associée à une chaîne spectrométrique aboutissant à des convertisseurs CAMAC "analogique-digital" (multi ADC en tension LRS 2259)

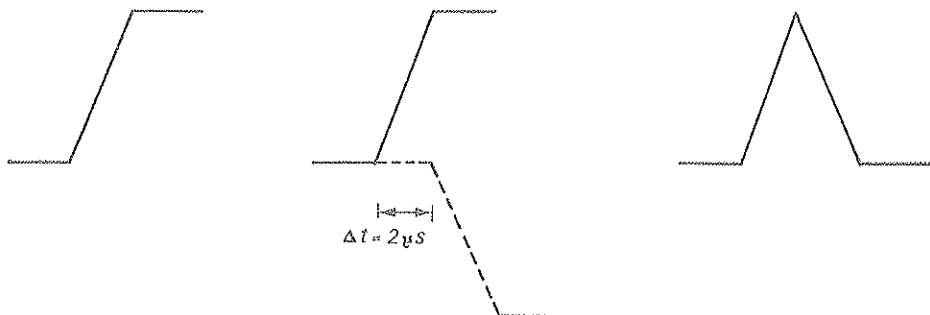


FIGURE II.21 - Constitution du signal anodique

La position du vertex de la réaction le long de l'axe du faisceau est déterminée à partir du temps de dérive des électrons $\Delta t = t_A - t_i$ où t_i est le temps de passage de la particule du faisceau et t_A est l'instant où le signal anodique apparaît. Cette mesure est réalisée au moyen de convertisseurs CAMAC "temps-digital" (multi TDC LRS 2228).

c) Résolution, contrôle et calibration

La discussion des contributions intervenant dans la définition des différentes résolutions est faite en détail dans la référence 9. Nous n'en donnons ici qu'un résumé succinct.

1) Signal d'énergie

Afin de mettre en relief les différents facteurs susceptibles de perturber les mesures d'énergie, on peut écrire l'amplitude du signal anodique sous la forme

$$E_A = k_A \frac{V_A}{C_A} = \frac{N_e}{C_A} (1 - \eta_1 - \eta_2 \frac{z}{d})$$

où k_A est la constante de calibration déterminée à l'aide de sources α

C_A : capacité anodique

N_e est le nombre d'électrons primaires créés

η_1 est un coefficient lié à la perte d'électrons lors de leur dérive dans le gaz,

η_2 tient compte de l'inefficacité de l'effet de grille

- Coefficient η_1 . Lors de la dérive des électrons, un certain nombre d'entre eux sont perdus soit par adhésion avec des impuretés électronégatives (essentiellement O_2), soit par recombinaison. Pour diminuer ces effets, il est essentiel d'appliquer un champ électrique élevé et d'utiliser un gaz très pur. Cette dernière condition, qui est la plus importante, est obtenue grâce à un nettoyage méticuleux d'IKAR, notamment en procédant à un dégazage poussé de l'enceinte (taux d'impureté $\lesssim 10^{-7}$). La saturation du signal anodique, correspondant à une source α placée sur la cathode, est atteinte à partir d'une H. T. cathodique de -9 à -10 kV, montrant ainsi que la perte d'électrons est inexistante ($\eta_1 \approx 0$).
- Coefficient η_2 . Avec la configuration géométrique des électrodes décrite au paragraphe 1 on a : $\eta_2 = 0,018$ si bien que le signal est légèrement dépendant de la position du vertex. Comme une correction appropriée peut être faite à partir de la connaissance de cette position, cet effet ne détériore pas la résolution.
- La fluctuation du nombre d'électrons créés dans le processus d'ionisation, donnée par la relation de Fano :

$$\delta_F \approx (F_H W_H T_R)^{1/2} \approx 3,3 \sqrt{T_R} \quad (F_H \approx 0,3, W_H \approx 36 \text{ eV})$$

est faible ($\delta_F \approx 5$ à 6 keV) pour les énergies typiques mesurées, $\delta_F/T_R \approx 2 \cdot 10^{-3}$

- La résolution en énergie est en fait déterminée essentiellement par le bruit des préamplificateurs d'une part et l'intensité du faisceau qui traverse IKAR d'autre part:

La première contribution, qui est la plus importante, dépend de la qualité du transistor à effet de champ du préamplificateur ; elle est typiquement de 30 keV (FWHM) dans les conditions habituelles de fonctionnement (mesure au générateur test). A cet élargissement électronique vient s'ajouter un effet parasite dû aux impulsions associées au passage des particules relativistes qui traversent le volume sensible de chaque cellule. L'utilisation d'un signal de compensation de forme identique, d'amplitude équivalente (= 40 keV pour 10 atm) mais de signe contraire envoyé au niveau des amplificateurs chaque fois qu'une particule du faisceau traverse IKAR réduit sensiblement l'importance de cet effet comme le montrent les courbes de la figure II.22 obtenues à différentes intensités du faisceau.

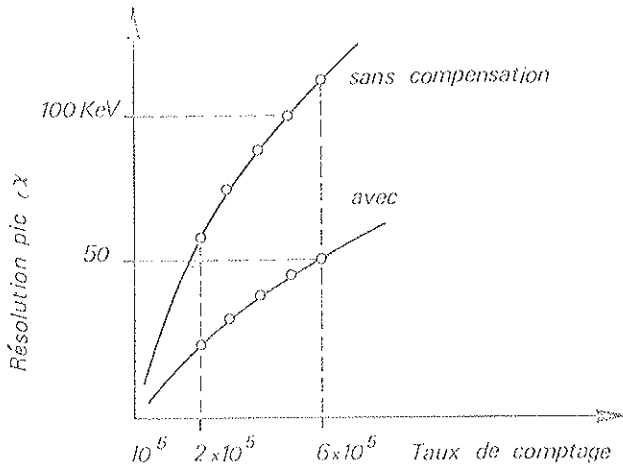


FIGURE II.22 - Effet du compensateur

Pour un proton qui s'arrête dans le volume sensible du spectromètre, la résolution en énergie est de 50 keV pour les signaux A ($T_R \leq 3$ MeV = anode A) et de 70 keV pour les signaux AB ($T_R > 3,5$ MeV = anode A + anode B).

2) Signal "angulaire"

Ce signal, qui est en fait une mesure de la projection d_R de la trace ionisante sur l'axe du faisceau (il faut remonter à θ_R par les relations parcours-énergie), ne dépend pas du temps de montée du signal anodique. Outre l'effet de la résolution du signal en énergie à partir duquel il est construit, l'effet de la diffusion des électrons lors de leur dérive et l'effet de la diffusion coulombienne multiple subie par le proton de recul viennent s'ajouter. Des mesures effectuées avec un faisceau de protons de 1 GeV/c⁽¹⁰⁾ montrent la prépondérance de ce dernier effet et la résolution angulaire mesurée est de l'ordre de 1° pour des protons de 1 MeV et devient $\approx 0,5^\circ$ pour des protons de plus de 5 MeV.

Il faut remarquer ici que cette information angulaire reste secondaire et constitue simplement une contrainte supplémentaire lors de la réjection des événements fortuits ou inélastiques (cf. parag. III).

3) Résolution en temps

Comme nous l'avons signalé précédemment, le signal rapide du spectromètre est donné par l'impulsion cathodique : outre du bruit du préamplificateur associé à la cathode, la définition de ce signal dépend également de l'énergie de recul et du vertex de la réaction. C'est la raison pour laquelle la résolution en temps d'IKAR est comprise entre 300 et 500 ns. En ce qui concerne la précision de la mesure du temps de dérive des électrons (information sur le vertex $\Delta t = t_O - t_A$), elle est due essentiellement à la fluctuation de t_A qui est de 200 ns (FWHM) pour une dynamique de 0,3 à 5 MeV, à laquelle vient s'ajouter l'effet de diffusion des électrons lors de leur dérive ("blurring") qui reste inférieur à 0,3 mm pour une dérive maximum de 20 μ s. La précision globale sur la position du vertex est ainsi de l'ordre de 0,4 à 0,5 mm.

4) Contrôle et calibration

Une importance particulière est donnée au contrôle et à la calibration des différentes informations fournies par IKAR. Ces fonctions sont réalisées indépendamment et de façon complémentaire par :

- i) Des sources α d'uranium (^{234}U , $E_{\alpha} = 4,777 \text{ MeV}$) qui ont été déposées sur les différentes électrodes du spectromètre (figure III. 11). Outre la calibration en énergie et en volume (position de la cathode) elles permettent aussi de contrôler la pureté du gaz (par comparaison des signaux provenant des sources cathodiques et des sources placées sur les grilles) ainsi que la résolution en énergie dans les conditions exactes de prises de données. Un mode de fonctionnement spécial (mode "IKAR - Autonome", dans lequel c'est le signal cathodique seul qui déclenche l'acquisition sur bande magnétique) est prévu et en moyenne trois bandes de calibration sont ainsi enregistrées au début, au milieu et à la fin d'une prise de données.

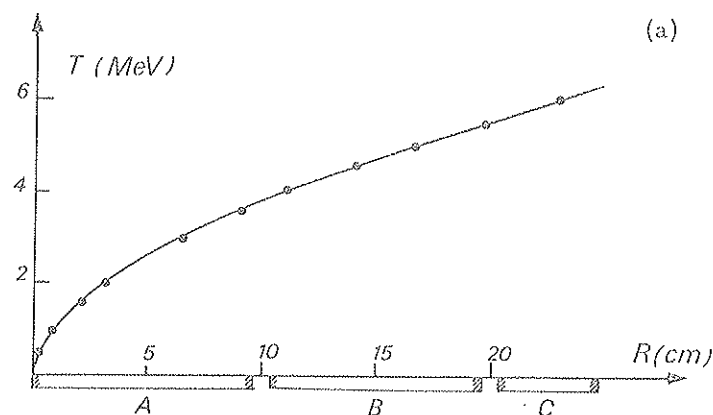
L'analyse sur CDC des données sources correspondantes permet d'effectuer par la suite les corrections appropriées, en particulier celles qui dépendent du temps (par exemple : en moyenne $\approx 0,05\%$ de pollution progressive du gaz par jour).

- ii) Un générateur test, déclenché par des particules du faisceau envoie des signaux en amplitude et en temps sur les différentes électrodes (au niveau des préamplificateurs) permettant ainsi d'effectuer un contrôle permanent de la linéarité et de la stabilité de l'électronique associée. Les signaux générés, dont la fréquence est programmable, sont enregistrés sur bande magnétique en même temps (i. e. : pendant le burst) que les événements réels (cf. II. III, II. IV et III. 1).

Ces différentes informations permettent un contrôle précis du signal anodique, la précision étant de l'ordre de $\pm 10 \text{ keV}$ environ (≈ 2 canaux ADC).

d) Performances globales d'IKAR

Les figures II. 23 (a) (parcours d'un proton dans 10 atm d'hydrogène suivant la table de Janni) et II. 23 (b) donnant la hauteur du signal énergie recueilli sur les anodes A et



B en fonction de l'énergie cinétique du proton de recul, permettent de préciser la gamme dynamique exploitable au moyen du spectromètre seul.

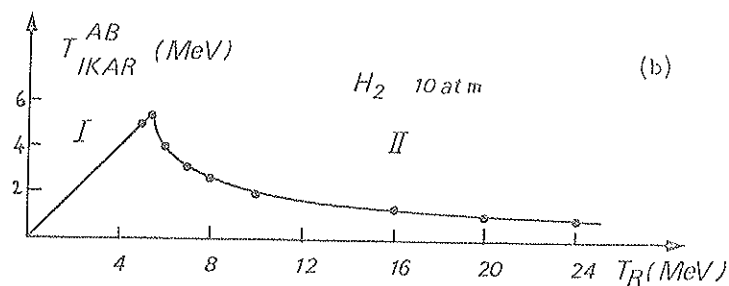


FIGURE II. 23

- (a) Relation parcours-énergie d'un proton dans 10 atm. d'hydrogène
 (b) Information énergie recueillie par IKAR en fonction de l'énergie du recul

Avec les conditions décrites précédemment, on voit que des protons d'énergie $T_R \leq 5,4$ MeV s'arrêtent dans le volume sensible de chaque cellule ($E_A^{\max} = 3,5$ MeV, $E_{AB}^{\max} = 5,4$ MeV, partie I de la figure II.23 (b)) tandis que les protons plus énergétiques quittent ce volume sensible en y laissant une partie ΔT_R de leur énergie (partie II de la figure II.23 b). L'anneau anodique C n'est pas utilisé pour la mesure de l'énergie.

Le tableau II.16 donne un résumé des possibilités et des principales performances d'IKAR.

Mode (fig. II.23 b)	Fonctionnement	Seuils T_R (MeV)	Electrode	Résolution (σ)		
				T_R (keV)	θ_R	Vertex mm
I avec cathode	Pleine détection E	<1 à 5,4	$A \rightarrow 3,5$	50.	1°	$\approx 0,4$
			$AB \rightarrow 5,4$	70.	$0,5^\circ$	
II sans cathode	Transparence E	5,4 à 8	$AB(\Delta T_R)$	$R_{\Delta T_R} = 70.$	$0,5^\circ$	à 0,5
				$R_{T_R} = 200.$		

TABLEAU II.16

L'énergie minimum détectable par IKAR est régie par l'efficacité de la cathode dont le signal rapide sert de trigger à la détection du recul. Cette efficacité dépend du niveau de bruit du signal cathodique et de la position de la trace : dans nos conditions de faisceau, elle est supérieure à 90% pour un recul de ≈ 200 keV proche de la grille.

Pour un signal de 1 MeV (= limite inférieure imposée par la détection de l'angle sur l'avant, partie I de la fig. II.23 b), l'efficacité cathodique est proche de 100% sauf pour les reculs voisins de la grille. De plus, l'effet d'une éventuelle inefficacité à cette énergie est facilement décelable puisqu'elle se traduirait par une chute brutale de la montée de la section efficace différentielle dans la région coulombienne.

Pour les $|t|$ plus élevés qu'il nous est permis maintenant d'atteindre géométriquement (sauf à 30 GeV cependant) par notre dispositif sur l'avant (partie II de la fig. II.23 b, $T_R \approx 20$ à 25 MeV), la situation est plus délicate. En effet dans ce cas IKAR travaille en ΔE et doit détecter des énergies $\Delta T_R < 1$ MeV. Pour les transferts correspondants (région hadronique) l'allure de la section efficace différentielle est doucement décroissante et il est plus difficile de déceler un effet progressif d'inefficacité de la cathode susceptible d'introduire une erreur systématique importante dans la mesure de la pente hadronique. C'est la raison pour laquelle un nouveau mode de déclenchement d'IKAR n'utilisant pas la cathode lorsque $\Delta T_R \approx 1$ MeV a été introduit (cf. parag. II.III).

Remarquons que lorsque IKAR fonctionne en ΔE , bien que la résolution du signal recueilli (ΔT_R) soit de l'ordre de 70 keV, la résolution en énergie totale T_R se dégrade rapidement ($\delta(T_R) \propto T_R^2 \delta(\Delta T_R)$) et l'utilisation de la mesure de t par les chambres à fils sur l'avant devient nécessaire.

4. Analyse magnétique

Nous avons disposé les types d'analyseurs magnétiques suivant les géométries (a) et (b) indiquées dans le tableau II. 5.

Dans la géométrie (a) deux aimants standard CERN (volume actif = $2,0 \times 0,5 \times 0,2 \text{ m}^3$, pouvoir défecteur de 3,0 T-m) disposés l'un derrière l'autre ont été utilisés.

Dans la géométrie (b) nous disposons de l'aimant à grande ouverture "GOLIATH" de l'expérience WA 11 (gros aimant possédant un entrefer cylindrique de 2 m. de diamètre et 1,05 m. de hauteur avec un champ magnétique vertical de 1,5 Tesla⁽¹²⁾).

Pour diminuer l'effet de la diffusion coulombienne multiple, un sac en plastique à parois minces rempli d'hélium a été installé dans le gap des deux aimants CERN tandis que l'utilisation d'une chambre à vide de 20 cm. de diamètre traversant GOLIATH a été possible.

Dans les deux cas, l'angle de déflexion du faisceau est de l'ordre de 10 mrd.

5. Le détecteur à électrons

Lorsqu'un électron ou un hadron de haute énergie pénètre dans la matière, il s'en suit le développement d'une gerbe dont les caractéristiques (extension longitudinale et transversale, énergie déposée par unité de longueur, dispersion) nous permettent de remonter à la nature de la particule (i. e. électron ou hadron) qui en est à l'origine⁽¹³⁾.

La cascade électromagnétique engendrée par l'électron incident (contrôlée par la longueur de radiation X_0) se développe rapidement dans un volume restreint indépendant de l'énergie contrairement au cas d'une cascade hadronique (multiproduction de π^+ , π^0 et fragments nucléaires) dont la formation est plus lente et l'étendue longitudinale et transversale plus importante ($\lambda_{\text{att}} \approx 18,5 \gg X_0 = 6,4 \text{ cm.}$ dans le plomb). Les données expérimentales existantes ainsi que de nombreux calculs de Monte-Carlo soulignent la différence de ce comportement : les courbes de transition de la figure II. 24 montrent bien le caractère plus "immédiat" de la cascade électromagnétique par rapport à la cascade hadronique. La position du maximum de la courbe de transition électromagnétique varie lentement avec l'énergie ($X_c \sim \ln E_0$) et l'extrapolation des données expérimentales à haute énergie⁽¹³⁾ indique que ce maximum se situe aux alentours de 10 longueurs de radiation à 140 GeV/c ($X_c \approx 5$ à 6 cm de plomb) en accord avec les calculs de Monte-Carlo. Ainsi pour une longueur de matière voisine de X_c , le signal correspondant à la perte d'énergie électromagnétique est considérablement plus important que le signal hadronique.

Le compteur utilisé (figure II. 25) est constitué de six scintillateurs identiques (dimensions : $500 \times 330 \text{ mm}^2$, épaisseur 5 mm) disposés les uns derrière les autres, entre lesquels des feuilles de plomb d'épaisseurs croissantes sont installées (le choix des épaisseurs est fait de façon à ce qu'on puisse détecter le maximum de la courbe de transition aux différentes énergies incidentes ; longueur totale de plomb ≈ 30 longueurs de radiation).

La figure II. 26 montre plusieurs exemples de spectres en amplitude ($\Sigma_c =$ somme des six amplitudes calibrées au moyen des μ du faisceau) obtenus à différentes énergies. Ils présentent tous le même comportement décroissant (fond hadronique) auquel vient se superposer un pic d'amplitude élevée dû à la présence dans le compteur de gerbes électromagnétiques. La nature de ce pic a été confirmée par une prise de données effectuée spécialement à cet effet à 30 GeV/c au cours de laquelle le CEDAR était réglé sur la masse de l'électron ; seul ce pic

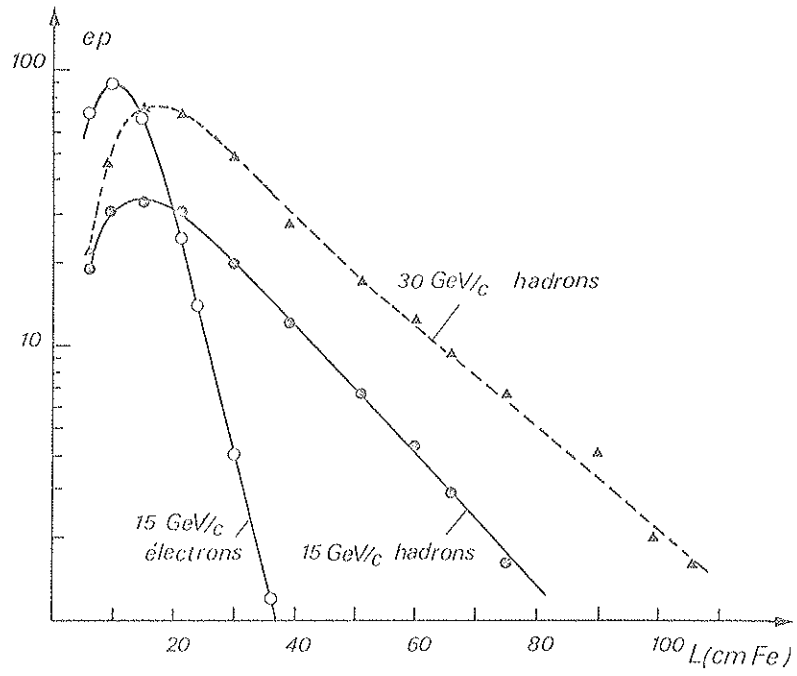


FIGURE II.24 - Courbes de transition hadroniques et électroniques mesurées avec le faisceau H3 par WA $P^{(14)}$ (à 15 GeV/c, les électrons sont signés par le CEDAR)

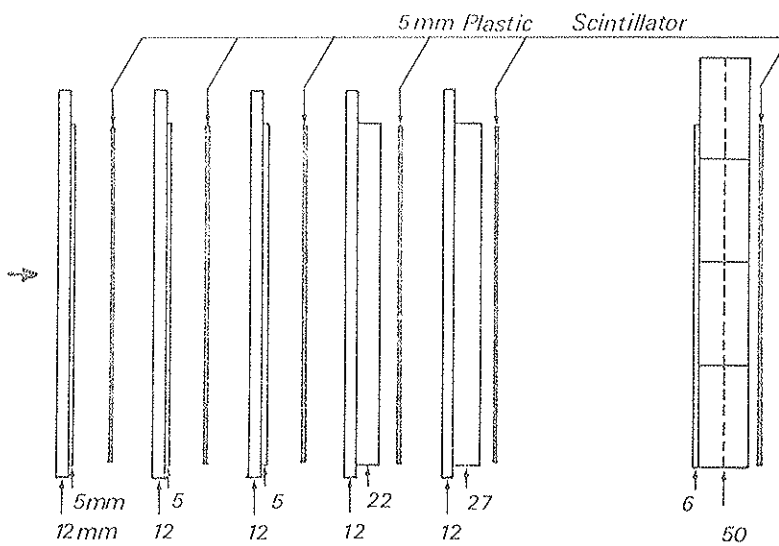


FIGURE II.25 - Compteurs à électrons : vue schématique

d'amplitude élevée a subsisté et son identification avec le signal électron du faisceau ne fait pas de doute (l'origine de ces électrons semble être la cible de production T_5). Une évaluation du contenu de ce pic en fonction de l'énergie est indiquée sur la figure II.27, la proportion d'électrons dans le faisceau décroît fortement lorsque l'énergie incidente augmente, cette décroissance étant compatible avec un comportement exponentiel $A e^{-E/E_0}$ (où $E_0 = 17,90$ GeV/c). On voit ainsi que le pourcentage d'électrons est important à 30 GeV/c (25%) et devient inférieur à 0,5% à 100 GeV/c.

6. Les compteurs à muons

Ce sont deux scintillateurs disposés dans l'axe du faisceau, derrière un ensemble de blocs de fer de 3,2 m. de longueur, dont les dimensions sont respectivement 410×420 mm² et 480×510 mm². Entre les deux compteurs un bloc de fer de 0,4 m. a été installé de façon à rendre plus sélective la corrélation $\mu_1 - \mu_2$. L'efficacité de chacun des scintillateurs est de 98%.

L'histogramme biparamétrique de la figure II.28 donne un exemple de corrélation entre les deux amplitudes μ_1 et μ_2 : le signal muon d'amplitude élevée est aisément identifiable et se sépare nettement du piédestal des convertisseurs (les particules hadroniques ne laissent pas de signal dans les scintillateurs). Le pourcentage de muons dans le faisceau est de l'ordre de 2% et varie très peu avec l'énergie.

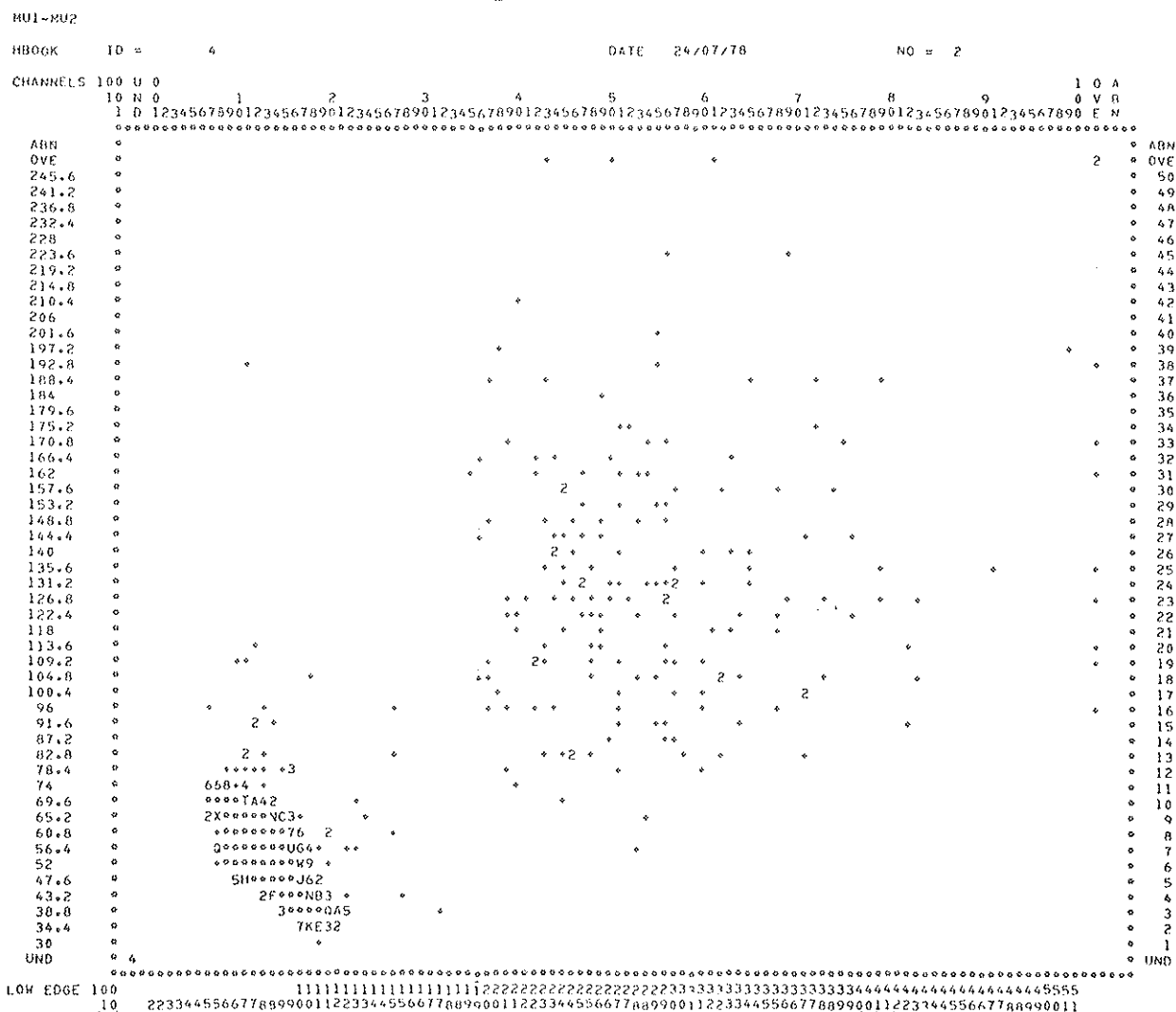


FIGURE II.28 - Biparamétrique $\mu_1 - \mu_2$

7. Les scintillateurs

Le tableau II. 17 résume les principales caractéristiques des scintillateurs couplés à des PM 56 AVP chargés de définir un faisceau de particules incidentes traversant IKAR d'une part et le cône d'acceptance sur l'avant d'autre part.


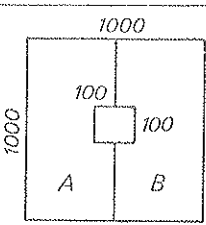

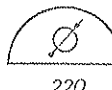
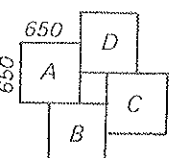
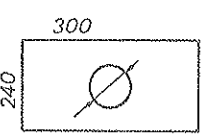
Scintillateur	Position (Sens du faisceau)	Caractéristiques (mm, e = épaisseur)	
S_1	Devant PC 1		$e = 1.5$
A_1	Devant PC 2		$e = 20$
A_2	Devant fenêtre Entrée IKAR		$e = 6$ $\varnothing 50$
A_3	Derrière fenêtre Sortie IKAR		$e = 6$ $\varnothing 50$
A_4	Derrière PC 4		$e = 6$ 50×50
A_5	Derrière PC 3 (géom. (a)) Entre PC 3 et PC 4 (géom. (b))		$e = 16$ $\varnothing 120$

TABLEAU II. 17

III. ELECTRONIQUE ET LOGIQUE DE DECLENCHEMENT (Trigger)

1. Sélection des candidats élastiques

A partir des quelques 6×10^5 à 10^6 particules qui traversent la cible par seconde, il s'agit de sélectionner les candidats élastiques, au nombre d'une cinquantaine par seconde, qui seront enregistrés sur bande magnétique.

Cette sélection par l'électronique de déclenchement est effectuée en trois étapes (schéma général de la figure II.29).

- a) Définition d'une particule du faisceau dont la direction après la cible est comprise dans le cône d'acceptance : cette sélection est réalisée au moyen des scintillateurs décrits précédemment (Parag. II.7) permettant d'obtenir le signal sélectif du premier niveau :

$$T_1 = S_1 \cdot A_{1A} \cdot A_{1B} \cdot A_2 \cdot A_3 \cdot A_4 \cdot A_5$$

Les anticoincidences A_1 , A_2 , A_3 éliminent les particules du halo et l'anticoincidence A_4 tue une partie importante des événements inélastiques produits au niveau d'IKAR. Une particule du faisceau suivant à moins de 80 ns l'apparition de T_1 n'est pas prise en compte. Le signal T_1 sert de "strobe" aux chambres PC 1 - PC 4.

- b) Sélection des particules diffusées au moyen d'un processeur digital spécial (SPDU : "Special Digital Processor Unit") déclenché par T_1

Le SPDU, décrit en détail dans la référence ⁽¹⁵⁾ a été réalisé par l'Institut de Physique Nucléaire de Gatchina. Il est constitué de plusieurs unités de logique câblée (figure II.30), essentiellement :

- des unités de codage (UC) chargées de décoder les informations fils provenant des modules receveurs RMM, de les trier suivant leur multiplicité et de fournir les coordonnées X_i , Y_i de l'impact par plan et par bloc ainsi que certaines variables logiques associées (les UC constituent environ les 3/4 du SPDU).
- deux unités arithmétiques (UA X et Y) chargées de calculer les angles θ_X et θ_Y des particules prises en compte et d'en faire la comparaison avec une valeur seuil θ_0 préalablement choisie. Les distances PC 1 - PC 2 et PC 2 - PC 3 étant égales, la condition à remplir est donnée par la relation (figure II.31) :

$$\text{et } \left. \begin{array}{l} |X_1 - 2X_2 + X_3 - C| \geq K_0 \\ |Y_1 - 2Y_2 + Y_3 - C| \geq K_0 \end{array} \right\} \quad (\text{II.1})$$

où C est une constante de cadrage des chambres déterminée auparavant et la constante de seuil K_0 est calculée de façon à avoir un seuil effectif en énergie de 1 MeV :

$$\theta_0^2 = 2 m_R \frac{T_R}{2 p_0} \quad \text{et} \quad K_0 = \theta_0 - 3 \sigma_c(p_0) \quad (\text{II.2})$$

$\sigma_c(p_0)$ étant la dispersion introduire par la diffusion coulombienne multiple (cf. par exemple l'histogramme, figure II.35 b).

III. SECTION EFFICACE TOTALE π^-p ET AMPLITUDE f_{π^-p} A HAUTE ENERGIE

Par rapport aux expériences de diffusion élastique réalisées au FERMILAB, notre expérience apporte des informations nouvelles sur l'amplitude hadronique f_{π^-p} à haute énergie. On a vu que l'une d'entre elles (la phase ρ_{π^-p}) permet de confronter les prédictions des relations de dispersion avec l'expérience.

Nous tentons ici dans cette dernière partie de discuter nos résultats en prenant pour référence le modèle d'échange de pôles de Regge qui constitue encore la seule interprétation globale simple des interactions fortes à haute énergie.

1. Le modèle des pôles de Regge. Bref rappel

Dans le cadre de ce modèle, l'amplitude hadronique à haute énergie s'exprime à l'aide de l'échange d'une particule ou d'un groupe de particules de spin variable $\alpha(t)$ et de signature déterminée appelés "pôles de Regge" ou "reggeons" (que nous noterons R par la suite).

L'amplitude "réggeisée" décrivant l'échange du reggeon R est approximée par la relation suivante (cf. figure IV.15) :

$$f_R(E, t) = \beta_{acR}(t) \beta_{bdR}(t) \xi(\tau, t) (E/E_0)^{\alpha(t)} \quad (IV.25)$$

dans laquelle :

$$\xi(\tau, t) = - \left(\frac{1 + \tau e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin \pi\alpha(t)} \right)$$

est le facteur de signature de R.

$\tau = \pm 1$ est la signature du reggeon échangé associé au caractère pair ($\tau = +1$) ou impair ($\tau = -1$) du développement en ondes partielles :

$$\xi^+ = i - \cotg \frac{\pi\alpha}{2} \quad \text{et} \quad \xi^- = i + \tg \frac{\pi\alpha}{2}$$

E_0 : facteur d'échelle que l'on a coutume de choisir arbitrairement égal à 1 GeV pour raison de simplicité

$\beta(t)$: résidu de l'amplitude d'onde partielle

$$a(\ell, t) \text{ constituant de l'amplitude totale} \quad (f(E, t) = \sum_{\ell} (2\ell+1) a(\ell, t) P_{\ell})$$

$\alpha(t)$: trajectoire du reggeon échangé

Nous avons explicité dans (IV.25) l'hypothèse de factorisation des résidus avec le produit $\beta_a(t) \beta_b(t)$, chacun de ces deux termes pouvant être interprétés comme étant la constante de couplage acR et bdR intervenant à chaque vertex du diagramme (IV.15). Remarquons qu'on peut mettre l'expression (IV.25) sous les autres formes habituelles suivantes :

$$f_{R_{\tau}}(E, t) = \gamma_{\tau}(t) e^{-\frac{i\pi\alpha(t)}{2}} (E/E_0)^{\alpha(t)} \quad (IV.26)$$

$$= \gamma_{\tau}(t) (-iE/E_0)^{\alpha(t)} \quad (IV.27)$$

où le terme $\gamma_{\tau}(t)$ absorbe le dénominateur du facteur de signature :

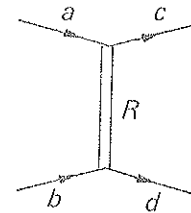


FIGURE IV.15

$$\gamma_+(t) = - \frac{\beta_a(t) \beta_b(t)}{\sin \pi \frac{\alpha(t)}{2}} \quad \text{si } \tau = +1$$

$$\gamma_-(t) = i \frac{\beta_a(t) \beta_b(t)}{\cos \pi \frac{\alpha(t)}{2}} \quad \text{si } \tau = -1$$

Un des mérites du modèle de Regge est d'exprimer simplement la dépendance en énergie de l'amplitude : $f(E, t) = g(t) E^{\alpha(t)}$

Lorsque le processus $ab \rightarrow cd$ admet plusieurs échanges de pôles autorisés par le bilan des nombres quantiques échangés dans la voie t et correspondant à des particules ou résonances connues, chacun de ces pôles contribue de façon importante à l'amplitude totale du processus et on peut écrire :

$$f_{ab}(E, t) = \sum_i \gamma_i(t) e^{-\frac{i\pi\alpha(t)}{2}} (E/E_0)^{\alpha_i(t)} + r(s, t) \quad (\text{IV.28})$$

où $r(s, t)$ désigne la partie résiduelle non dominante de l'amplitude. Chacun des termes de la sommation (IV.28) correspond à l'échange d'une trajectoire de Regge qui connecte le spin J et la masse M de l'objet échangé suivant la relation $J = \alpha(M^2)$

Les données expérimentales montrent que cette relation (en extrapolant aux valeurs de t positives) permet de regrouper plusieurs familles de particules de même isospin I , même nombre baryonique B et même nombre d'étrangeté S (diagramme de Chew-Frautschi) sur des trajectoires approximativement linéaires :

$$\alpha_R(t) = \alpha_0 + \alpha'_R t \quad (\text{IV.29})$$

avec $\alpha_0 < 1$ et $\alpha'_R \approx 1 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ (pour les trajectoires mésoniques dominantes : $\alpha_0 \approx 0,5$ et $\alpha'_R \approx 0,8$ à $0,93 \text{ (GeV/c)}^{-2}$).

Dans le cadre de ce modèle, pour décrire le processus de diffusion élastique $ab \rightarrow ab$ dont la section efficace est importante, on est amené à introduire une trajectoire prépondérante, de nature différente des autres trajectoires conventionnelles, et qui est associée à l'échange des nombres quantiques du vide. Il s'agit du pôle de Pomeranchuk P (nommé Pomeranchon, ou plus souvent pomeron) construit de façon à vérifier les théorèmes de haute énergie avec :

$$\begin{aligned} \text{signature} &: \tau_p = +1 \\ \text{trajectoire} &: \alpha_p(t) = 1,0 + \alpha'_p t \end{aligned}$$

\implies 1) trajectoire dominant toutes les autres à $t = 0$ (avec la dépendance en $E^{\alpha(t)}$, $\alpha_0 = 1$ est la plus grande valeur de l'intercept qui reste compatible avec la borne de Froissart)

2) amplitude purement imaginaire sur l'avant :

$$(f_p(E, 0) = -i \gamma(0) E^{\alpha_p(0)} = i \beta(0) E, \quad \beta \text{ étant réel})$$

3) assure une section efficace totale asymptotique constante.

On remarque ici que le Pomeron n'a aucun caractère commun avec les autres trajectoires de Regge et que le concept d'une particule virtuelle associée à l'échange du vide pour rendre compte de la diffusion diffractive à haute énergie est purement spéculatif. En particulier aucune particule connue à ce jour ne permet de fixer sa trajectoire, dont la pente α'_p déduite des données expérimentales, est plus faible que celle des autres reggeons :

$$(\alpha'_p \sim 0,15 \text{ à } 0,3 \text{ (GeV/c)}^{-2} \approx 1/4 \alpha'_R)$$

Dans le cas de la diffusion $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$ à haute énergie, la situation décrite en terme de poles de Regge est relativement simple puisque les trajectoires dominantes échangées sont au nombre de trois : le pomeron P , le f (ou P' qui possède aussi les nombres quantiques du vide) et le ρ (figure IV.16 et tableau IV.3) :

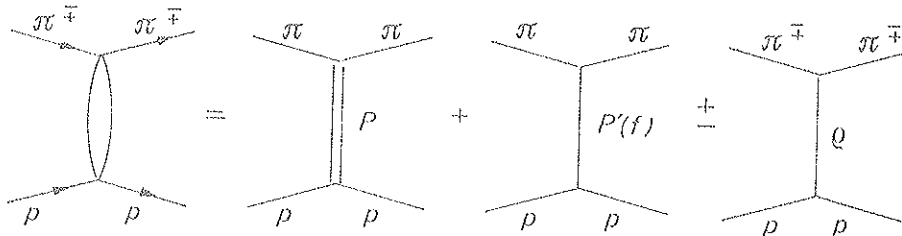


FIGURE IV.16

Nombres quantiques échangés dans la voie t	Pôles		
	P	f(p')	ρ
I	0	0	1
P	+	+	-
$G = C(-)^J$	+	+	+
τ	+	+	-
S	0	0	0
B	0	0	0

TABLEAU IV.3

En négligeant la partie résiduelle $r(E, t)$, l'expression (IV.28) devient dans le cas πp :

$$\begin{cases} f_{\pi^- p} = f_- = f_p + f_f + f_\rho \\ f_{\pi^+ p} = f_+ = f_p + f_f - f_\rho \end{cases} \quad (IV.30)$$

alors que dans les cas $p-p$ et $K-p$ cinq pôles dominants contribuent à la diffusion (P, P', ρ, ω, A_2).

On remarque que dans (IV.30) seule la contribution de ρ est différente pour π^- et π^+ . De plus, si l'on admet la conservation de l'isospin, les mesures de la section efficace différentielle d'échange de charge $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ permettent d'évaluer indépendamment la contribution du ρ qui est le seul pôle échangé (figure IV.17) dans ce processus.

En effet en utilisant les relations (IV.30) et (B.16),

on a :

$$2f_\rho = f_- - f_+ = -\sqrt{2} f_0$$

où f_0 désigne l'amplitude de l'échange de charge, d'où :

$$f_\rho = -f_0 / \sqrt{2} \quad (IV.31)$$

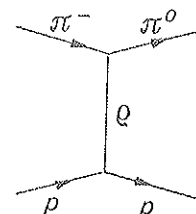


FIGURE IV.17

2. Section efficace totale et relation de dispersion sur l'avant

En appliquant le théorème optique à l'amplitude $f_{ab}(E, t)$ donnée par l'expression (IV. 30) on obtient dans le cas $\pi \pm p$ en posant :

$$\gamma' = \text{Im}(\gamma(o) e^{-\frac{i\pi\alpha(o)}{2}})$$

$$\sigma_{\pm}(E) = \gamma'_p E^{\alpha_p(o)-1} + \gamma'_f E^{\alpha_f(o)-1} \pm \gamma'_p E^{\alpha_p(o)-1} \quad (\text{IV. 32})$$

qu'on peut écrire d'une façon générale :

$$\sigma_{\pm}(E) = D(E) + R_{\pm}(E) \quad (\text{IV. 33})$$

expression dans laquelle $D(E)$ isole la partie diffractive associée à l'échange du Pomeron et $R_{\pm}(E)$ contient la partie d'échange de reggeons non dominants à haute énergie :

$$R_{\pm}(E) = \gamma'_p E^{\alpha_p(o)-1} \mp \gamma'_p E^{\alpha_p(o)-1} \approx C/\sqrt{E} \quad (\text{IV. 34})$$

qui décroît approximativement comme $E^{-1/2}$ quand E augmente (cette dépendance avec l'énergie est remarquablement mise en évidence avec la paramétrisation $\sigma' = E\sigma(E) = f(\sqrt{E}) = C + \sqrt{E}$. D due à Lipkin⁽²⁶⁾ et qui est représentée sur la figure IV. 18). Avec l'image du Pomeron simple, le terme diffractif se réduit à une constante : $D(E) = \gamma'_p = \sigma_{\alpha}$.

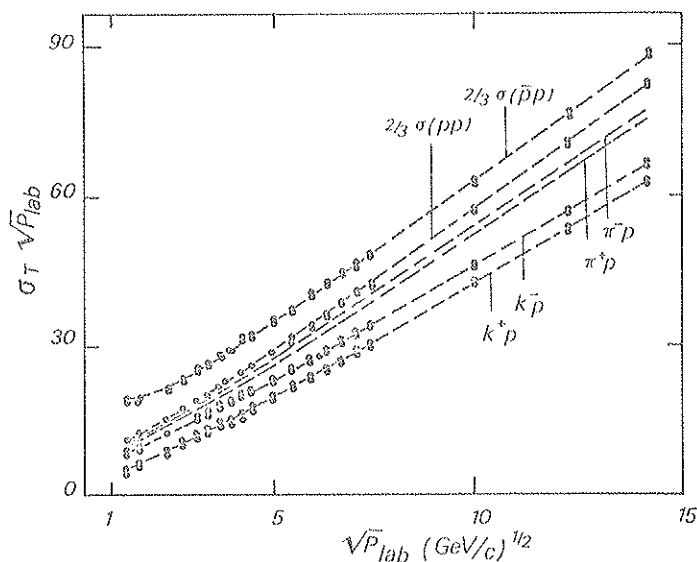


FIGURE IV. 18 - Quantité $\sigma_{\text{tot}} \sqrt{E_0}$ en fonction de $\sqrt{E_0}$ pour $p^{\pm} - p$, $k^{\pm} - p$, $\pi^{\pm} p$ ($\sigma_{\text{tot}}(pp)$ normalisées aux cas de deux quarks). Cette figure montre clairement la contribution différente des termes d'échange (constante R).

En fait, la remontée des sections efficaces totales indique que le terme diffractif ne peut être décrit aux énergies actuelles au moyen du seul échange du Pomeron ('Pomeron nu') qui conduit à une section efficace totale qui décroît vers une valeur asymptotique constante.

La plupart des approches théoriques qui tentent de décrire la composante croissante du Pomeron $D(E)$ partent du Pomeron simple et essaient de construire autour de lui un "cortège" susceptible de conduire à une bonne approximation de l'amplitude diffractive.

Une des premières approches⁽²⁷⁾ considérée avant même que l'augmentation de $\sigma_{tot}(E)$ ne soit mise en évidence et qui découle naturellement de l'image d'un échange simple de différents pôles de Regge (expression IV.28) a consisté à introduire des termes correctifs faisant intervenir l'échange de plusieurs reggeons (diagramme de la figure IV.19) : on aboutit ainsi à une sorte de développement perturbatif à la Regge (modèle d'absorption) que l'on peut représenter schématiquement par la série de la figure IV.20.

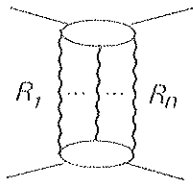


FIGURE IV.19

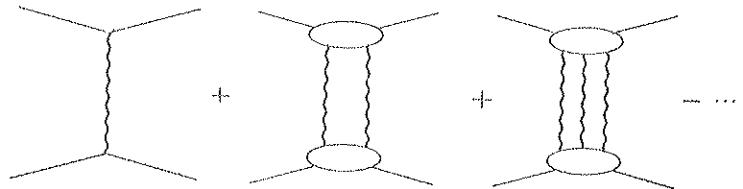


FIGURE IV.20

Dans ce modèle, on considère que la contribution prépondérante est donnée par l'échange du Pomeron corrigée par l'échange de deux, trois, etc ... Pomerons. En ne gardant que les deux premiers termes de cette série perturbative, on démontre⁽²⁸⁾ que l'amplitude est de la forme à $t = 0$:

$$f_D(E, 0) = i E \left[\gamma_p(0) - \frac{\gamma_{pp}(0)}{\ell n E} \right] \quad (IV.35)$$

le deuxième terme avec $\gamma_{pp} > 0$ provenant de l'échange du double Pomeron (ce terme correctif ne correspond pas à un pôle dans le plan du moment angulaire complexe, mais à une coupure de Regge dont le point de branchement est dans ce cas : $\alpha_c(t) = \alpha_p(0) + \frac{\alpha'_p}{2} t$).

L'expression (IV.35) prédit ainsi une croissance locale de la section efficace totale jusqu'à une valeur asymptotique constante :

$$\sigma_T(E) = \sigma_\infty \left(1 - \frac{\sigma'}{\ell n E} \right) \quad (IV.36)$$

Tous les autres modèles partant du Pomeron conduisent à une dépendance en puissance de $\ell n E$ que l'on peut mettre sous la forme empirique suivante :

$$f(E, t) = i E^{\alpha(t)} (\ell n E)^\beta g(t) \quad (IV.37)$$

(= "ansatz" de Abarbanel⁽²⁹⁾ avec $\alpha(t) = 1 + \alpha' t$ et $g(t)$ = fonction réelle de t seulement) ou encore plus généralement :

$$f(E, t) = i E (\ell n E)^\beta g(-t (\ell n E)^\nu) \quad (IV.38)$$

(forme dite "d'échelle" proposée par Amaldi et al.⁽²⁵⁾) qui tient compte de la remontée de la section efficace totale ($\sigma_T \propto (\ell n E)^\beta$) et d'un éventuel rétrécissement du pic diffractif ($\Delta B \propto (\ell n E)^\nu$). Les modèles diffèrent alors par la valeur de β et de ν auxquelles ils conduisent.

Parmi les modèles les plus représentatifs, on peut citer :

- les modèles iconaux⁽³⁰⁾ et les modèles d'absorption qui viennent corriger le modèle multipériphérique simple⁽²⁹⁾ conduisant à une section efficace totale constante, et qui prédisent un accroissement rapide de $\sigma_{tot} : \sigma_T \propto (\ell n E)^2$ correspondant à l'image d'un centre diffuseur complètement absorptif dont le rayon croît de façon logarithmique avec l'énergie.

- Le modèle de Cheng et Wu⁽³¹⁾ (proposé aussi avant la mise en évidence de la remontée de σ_{tot}) fondé sur une approche de la théorie quantique des champs massifs, conduit à une expression relativement compliquée de la forme :

$$\sigma_T \propto \left[\ell n \left(\frac{E^a}{\ell n^2 E} \right) \right]^2 \tag{IV. 39}$$

avec $a > 0$ indépendant de t et qui rejoint le comportement en $\ell n^2 E$ des modèles précédents à très haute énergie. L'expression (IV. 39) est obtenue lorsqu'on introduit, dans le calcul des graphes de Feynmann de la théorie des perturbations, tous les diagrammes divergents en "échelle" (appelés "tours" et schématisés sur la figure IV. 21). La somme des termes dominants de tous ces diagrammes (une tour, deux tours, etc ..) donne une contribution purement imaginaire de la forme :

$$f_{tours}(E, t) \approx i E \frac{E^a}{(\ell n E)^2} g(t)$$

(associée à une coupure dans le plan du moment angulaire complexe j du type $(j - \alpha_c) \ell n(j - \alpha_c)$) qui conduit en langage de paramètre d'impact à l'existence d'un rayon d'absorption totale :

$$R = R_0 \ell n \left(\frac{E^a}{(\ell n E)^2} \right).$$

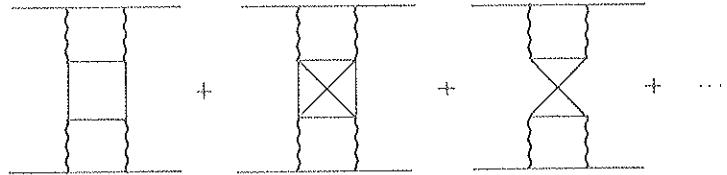


FIGURE IV. 21

(32)

- Le modèle multipériphérique ou multiregge ("MUREX Bootstrap Model") conduisant à un calcul self-consistant de l'amplitude élastique dont la solution proposée par Ball et Zachariassen⁽³³⁾ à faible $|t|$ et E élevée est de la forme :

$$\text{Im } f(E, t) = \beta_1(t) E^{\alpha(t)} \ell n E \frac{J_1(\omega)}{\omega} + \beta_0(t) E^{\sigma(t)} J_0(\omega) + O(1/\ell n E) \tag{IV. 40}$$

avec :

$$\alpha(t) = 1, 0 + \alpha' t$$

$$\omega(E, t) = (R_1 + R_0 \ell n E) \sqrt{|t|}$$

J_1, J_0 : fonction de Bessel d'indice entier $n = 0, 1$

d'où l'on déduit le comportement purement logarithmique de la section efficace totale :

$$\sigma_T \propto \ell n E \tag{IV. 41}$$

Habituellement les expressions empiriques de $\sigma_{tot}(h p)$ sont déterminées à partir des seules données expérimentales des sections efficaces totales. Comme la croissance de ces dernières est lente (environ + 4% pour σ_{tot} et 5-6 % pour σ^+ seulement dans le cas πp) diverses paramétrisations représentant convenablement les données ont été proposées. Elles utilisent pour la plupart la forme à deux composantes del'expression (IV. 32)

décollant des idées déduites du modèle de Regge avec une croissance en $\ln E$ ou $(\ln E)^2$ (34).

Dans le cas $n \pm p$, la relation (IV.33) donne immédiatement :

$$\sigma_{\mp}^{\pm}(E) = \sigma_{\infty} + \sigma_1 E^{-\alpha_1} + \sigma_2 E^{-\alpha_2} \quad (IV.42)$$

avec $\sigma_1 E^{-\alpha_1}$ associée à la contribution du P^1 ($\alpha_1 = 1 - \alpha_{P^1}(0)$) et $\sigma_2 E^{-\alpha_2}$ associée à la contribution du ρ ($\alpha_2 = 1 - \alpha_{\rho}(0)$).

En terme de section efficace symétrique et antisymétrique, l'expression (IV.42) donne :

$$\sigma^{\pm}(E) = \sigma_{\infty} + \sigma_1 E^{-\alpha_1} = \sigma(p + p') \quad (IV.43)$$

$$\sigma^{-}(E) = \sigma_2 E^{-\alpha_2} = \sigma(\rho) \quad (IV.44)$$

Ici la contribution antisymétrique peut être déterminée de deux manières indépendantes :

- l'une consiste à déterminer σ_2 et α_2 à partir des données $\sigma^{-} = \Delta\sigma(n p) = (\sigma_{-} - \sigma_{+})/2$ accessibles jusqu'à 300 GeV/c grâce aux mesures du FERMILAB. Un tel lissage a été réalisé de 8 à 240 GeV/c, incluant aux données de haute énergie de Carroll et al., les points optiques obtenus récemment par Ayres et al. (35), et donne :

$$\begin{cases} \sigma_2 = 2,73 \pm 0,20 \\ \alpha_2 = 0,437 \pm 0,02 \rightarrow \alpha_{\rho}(0) = 0,563 \\ (\chi^2 = 46 \text{ pour } 39 \text{ points}) \end{cases} \quad (IV.45)$$

- l'autre consiste à évaluer la contribution du pôle ρ à $t = 0,0$ (GeV/c)² à partir des données d'échange de charge en supposant la conservation de l'isospin conformément à la relation (IV.31). On obtient :

$$\begin{cases} \sigma_2 = 3,42 \pm 0,15 \\ \alpha_2 = 0,513 \pm 0,006 \rightarrow \alpha_{\rho}(0) = 0,487 \\ (\chi^2 = 86,4 \text{ pour } 85 \text{ points}) \end{cases} \quad (IV.46)$$

Ces deux paramétrisations sont illustrées sur la figure IV.22 : bien que les intervalles de confiance des paramètres σ_2 et α_2 ne se recouvrent pas, les deux résultats sont grossièrement en accord ($\alpha_{\rho}(0) \approx 0,50$). On remarque en particulier que l'expression IV.46 (issue des données d'échange de charge) donne quand même une bonne représentation des données σ^{-} de haute énergie (à partir de $p_0 > 50$ GeV/c).

Pour déterminer $\sigma^{\pm}(E)$, il est alors intéressant de profiter de l'information asymptotique contenue dans les mesures de $\rho_{\pi^{-}p}(E)$ à haute énergie et d'effectuer un lissage simultané des données $\rho_{\pi^{-}p}$ et σ^{\pm} que nous avons à notre disposition.

Cette technique a récemment permis de préciser de façon remarquable la croissance en $(\ln s)$ ($2,1 \pm 0,1$) de σ_{pp} .

De façon analogue au cas pp , une tentative a été faite en considérant :

$$1) \quad D_{\pi p}(E) = \sigma_{\infty} = \sigma_0 + B(\ln \gamma)^a \quad (IV.47)$$

avec $\gamma = E/m_{\pi}$ = variable de Lorentz du π incident et où σ_0 , B et a sont des paramètres libres. Cette forme empirique proposée par Bartel et Diddens (36) s'apparente à celle de Höhler et al. (où $a = 1, 2$) ; elle est analogue à la fonctionnelle choisie pour décrire la remontée de σ^{pp} .

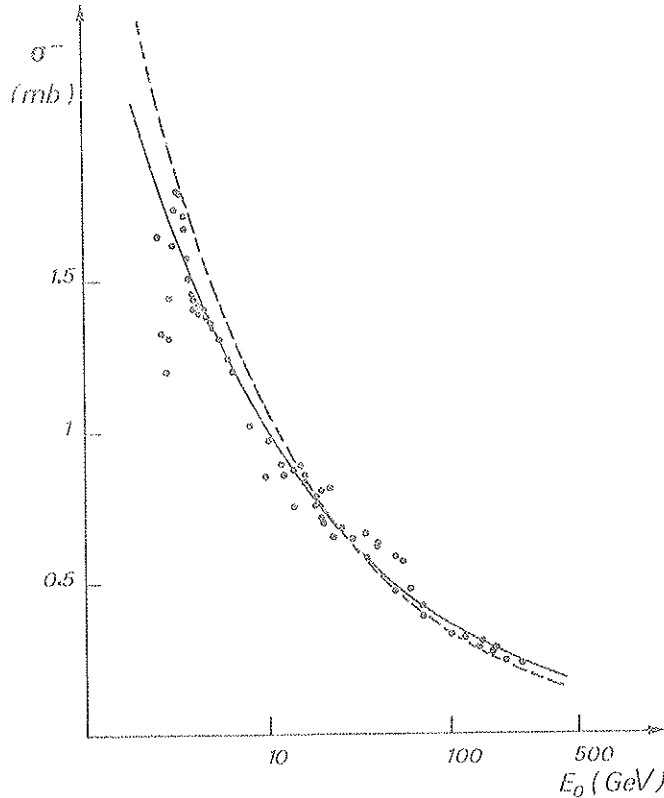


FIGURE IV.22

Paramétrisation de $\sigma^-(\pi p)$:

courbe en trait continu : lissage
de $\Delta\sigma(\pi p) = \sigma^-$

courbe en trait discontinu : para-
métrisation déduite de
 $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$

Les deux paramétrisations sont peu
différentes à haute énergie.

2) Contribution du P' : $\sigma(P') = \sigma_1 E^{-\alpha_1}$, σ_1 et α_1 étant des paramètres libres (l'intercept du P' est relativement indéterminé : $\alpha_{P'}(0) \approx 0,50 \pm 0,30$)

3) Contribution du ρ : $\sigma(\rho) = \sigma_2 E^{-\alpha_2}$, σ_2 et α_2 étant contraints à ne varier que dans leur intervalle respectif d'incertitude (expressions (IV.45) et (IV.46) ; cette contrainte constitue un avantage qui n'existe pas dans le cas pp).

4) Le paramètre $\rho_{\pi^- p}(E)$ est déterminé au moyen des relations de dispersion sur l'avant que l'on suppose valable à toute énergie. Il est calculé par la relation (IV.16) :

$$\rho_-(E) = \frac{4\pi C_-}{E\sigma_-(E)} + \frac{1}{\pi\sigma_-(E)} \int_{m_\pi}^{\infty} dE' \frac{\rho(E')}{E'} \left[\frac{\sigma_-(E')}{E' - E} + \frac{\sigma_+(E')}{E' + E} \right]$$

La constante C_- dont la contribution est négligeable à haute énergie, a été considérée aussi comme paramètre libre.

5) Les données expérimentales sont les sections efficaces totales σ^- et σ^+ à partir de 8 GeV/c incluant les déterminations des points optiques de Ayres et al. et les sept points $\rho_-(E)$ obtenus à partir de 30 GeV/c (les mesures de Foley et Apokin n'étant pas considérées). Il faut signaler ici que des résultats préliminaires sur les mesures de sections efficaces totales πp et Kp jusqu'à ≈ 400 GeV/c ont été présentés à la dernière conférence internationale de Tokyo d'août 1978 (suite de l'expérience de Carroll et al. au FERMILAB). Nous n'avons malheureusement pas pu les inclure dans cette étude, les tableaux de valeurs ne nous ayant pas encore été communiqués.

Nous avons utilisé le programme MINUIT du CERN pour minimiser la quantité

$$\chi^2 = \chi_\sigma^2 + \chi_\rho^2 \left(\text{où } \chi_\sigma^2 = \sum_i \left(\frac{\sigma(E_i) - \sigma_i}{\Delta\sigma_i} \right)^2 \quad \text{et} \quad \chi_\rho^2 = \sum_j \left(\frac{\rho(E_j) - \rho_j}{\Delta\rho_j} \right)^2 \right)$$

Le calcul de l'intégrale de dispersion a été effectué à l'aide du programme CAUCHY de la librairie CDC du CERN. Le domaine d'intégration $[m_{\pi}, +\infty[$ étant transformé en intervalle fini $[0, 1/m_{\pi}]$ par changement trivial de variable $E' \rightarrow 1/E'$. Signalons que le choix de la variable de Lorentz γ (qui revient à prendre m_{π} comme facteur d'échelle) a été fait en partie pour simplifier l'intégration numérique ($a \in \mathbb{R}$, $\ln > 0$ dans $[m_{\pi}, \infty[$). Le processus de minimisation est très long du fait de l'évaluation numérique de l'intégrale. De plus, le nombre de points pp de haute énergie introduits dans cette estimation paramétrique (essentiellement cinq paramètres à déterminer) est relativement restreint (plus restreint que les données pp avec les mesures des ISR), ce qui rend le problème de recherche du minimum non linéaire et nécessite une analyse complète des incertitudes par le programme MINOS (cette analyse, décrite dans la référence (37) recherche l'intervalle exact de confiance de chaque paramètre en étudiant le comportement réel de la fonction χ^2 autour de son minimum).

Nous résumons dans le tableau IV.4 le meilleur lissage obtenu pour lequel une telle analyse d'incertitudes (presque) complète a pu être réalisée : la paramétrisation obtenue correspond aux paramètres σ_2 et σ_2^- compatibles avec le lissage de la section efficace antisymétrique σ^- :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{(mb)}^+ = 14,1 + 0,094(\ln \nu)^{2,17} + \frac{22,85}{E^{0,385}} \\ \sigma_{(mb)}^- = \frac{2,5}{E^{0,43}} \end{array} \right.$$

Cette paramétrisation est compatible avec : $\alpha_{p_1}(0) = 0,615$
 $\alpha_{\rho}(0) = 0,57$

σ_0	14,1	+ 2,7 - 5,4
B	0,094	Non déterminée - 0,05
a	2,17	+ 0,40 - 0,24
C_1	22,85	+ 0,64 - 0,63
α_1	0,385	+ - 0,11
C_-	- 8	+ - 36.

TABLEAU IV.4 - Paramétrisation (I) (erreurs positives et négatives de MINOS). La valeur de χ^2 global est de 65,6 pour 36 degrés de liberté. L'influence du paramètre C_- est négligeable.

Le fait que les erreurs positives et négatives pour certains paramètres sont différentes reflète le degré de non-linéarité du problème de minimisation.

On remarque que les incertitudes sont importantes, en particulier pour l'exposant a compris entre 1,9 et 2,5. Le coefficient multiplicatif B étant inférieur à 0,10, on est loin de la dépendance limite de la borne de Froissart $\approx 62 (\ln E)^2$ mb.

La dépendance de $\sigma_{\text{tot}}(\pi^- p)$ avec l'énergie déduite de cette paramétrisation est représentée sur la figure (IV.23). On remarque que le passage de 0 de $\rho(E)$ se situe exactement à 60 GeV. L'accroissement correspondant de $\sigma_{\text{tot}}(\pi^- p)$ est de l'ordre de 10% à 1000 GeV.

Avec cette paramétrisation nous avons estimé le comportement asymptotique de σ^+ en calculant $\rho(E, E_\ell)$ pour différentes valeurs de l'énergie E_ℓ à partir de laquelle σ^+ devient constante (figure IV.24). Le résultat est indiqué sur la figure (IV.25) représentant χ_ρ^2 en fonction de E_ℓ : la valeur minimum du χ^2 est de 2,9 pour 6 degrés de liberté et χ_ρ^2 change d'une unité pour $E_\ell^I = 1100$ GeV. Pour une même fonctionnelle $D_{\pi p}(E)$, l'influence de σ^- sur la paramétrisation de σ^+ est négligeable (compte-tenu de la précision du lissage) et la valeur E_ℓ reste inchangée. En prenant σ^- compatible avec l'échange de charge on obtient :

$$\begin{cases} \sigma^+ = 13,8 + 0,093 (\ln \gamma)^{2,19} + 23./E^{0,373} \\ \sigma^- = 3,5 / E^{0,52} \end{cases}$$

avec un χ^2 voisin de 65,8.

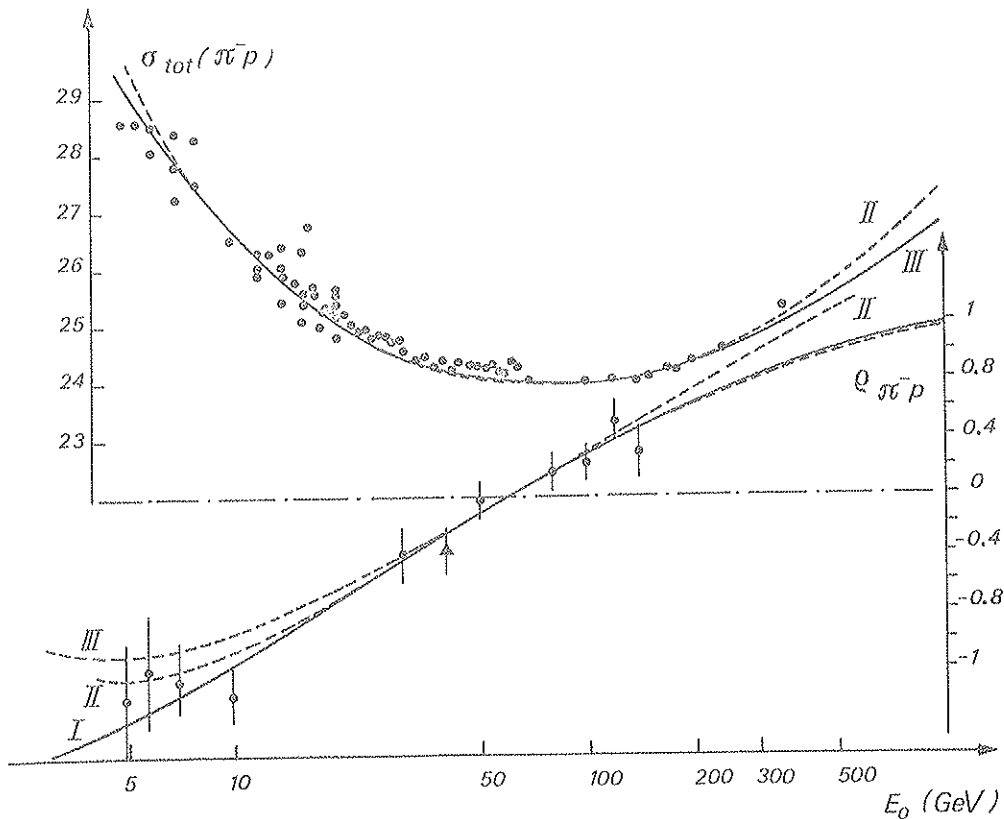


FIGURE IV.23 - $\rho(\pi^- p)$ et $\sigma_{\text{tot}}(E_0)$ en fonction de E_0 (I, II et III dénotent les différentes paramétrisations du texte).

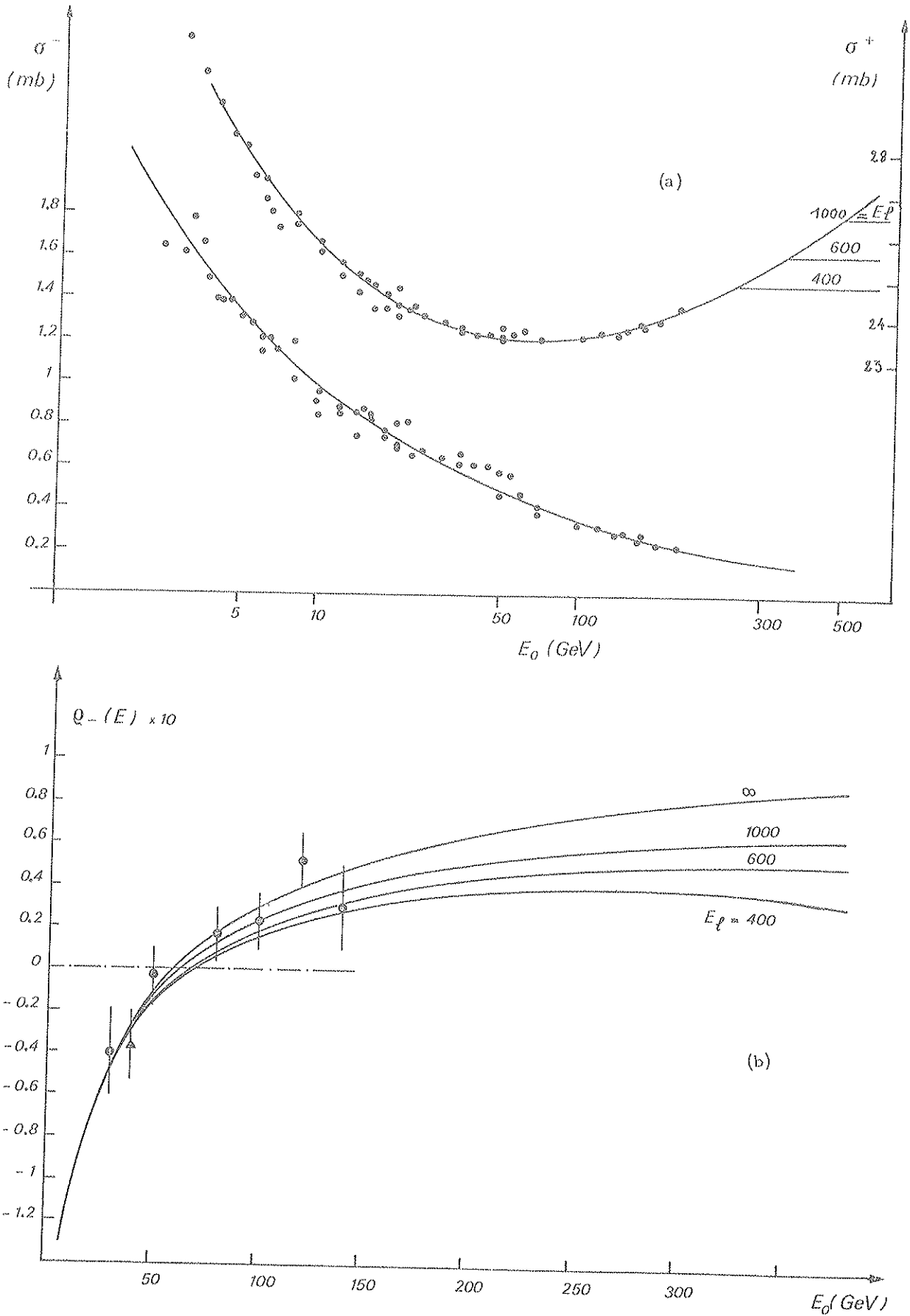


FIGURE IV.24 - (a) σ^+ et σ^- en fonction de E_0 : les courbes représentent la paramétrisation I
 (b) $\rho(E_0)$ calculé à partir de la paramétrisation I et pour différentes énergies E_ℓ à partir de laquelle $\sigma^+ = \text{constante}$)

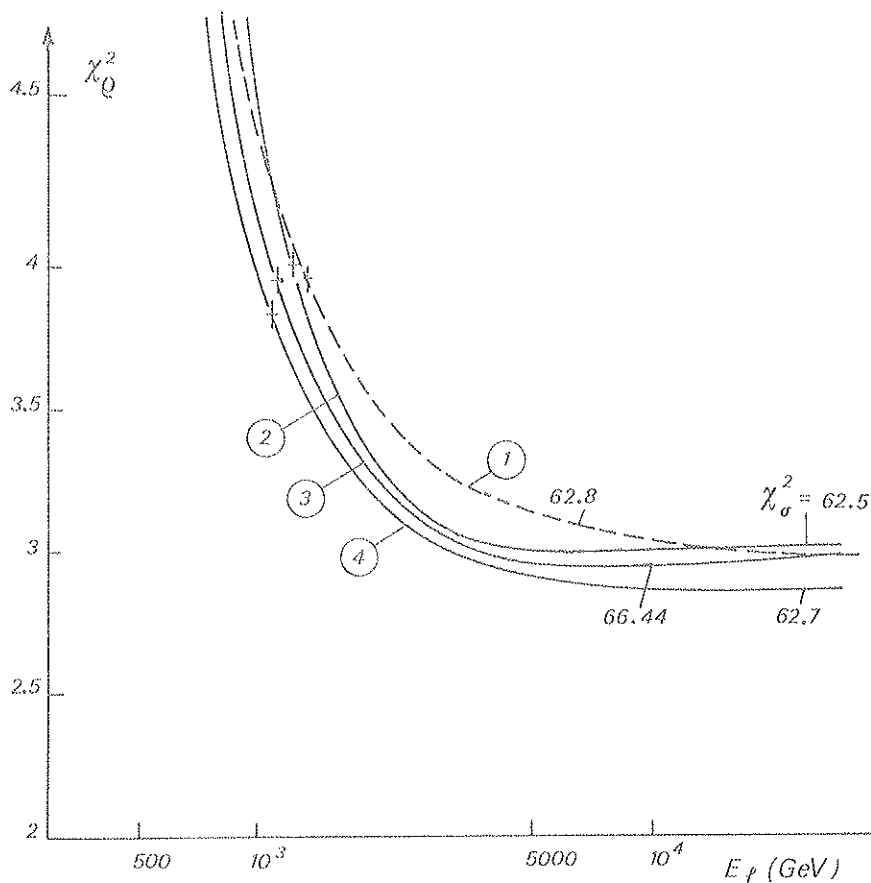


FIGURE IV.25 - Comportement du χ^2 donné par nos points expérimentaux de 30 à 140 GeV en fonction de E_l : les différentes courbes sont des estimations paramétriques de l'intervalle de confiance de E_l pour les différentes paramétrisations du texte.

- (1) Paramétrisation $D = B(\ln \gamma)^a$
 (2) Paramétrisation $D = B(\ln(\gamma + \gamma_0))^a$
 (3) HJK 77/1
 (4) Paramétrisation $D = \sigma_0 + \sigma_1 (\ln \gamma)^a$
 χ_{σ}^2 désigne le χ^2 calculé avec les données $\sigma_{\text{tot}}(\pi p)$; les croix (+) indiquent l'ordonnée $\chi_{\text{min}}^2 + 1$

Par contre si l'on considère d'autres formes pour la composante croissante de σ^+ la contribution du P^1 est modifiée de façon sensible comme le montre les deux paramétrisations suivantes (II et III) correspondant aux meilleurs lissages obtenus en prenant respectivement $D_{\pi p} = B[\ln(\gamma + \gamma_0)]^a$ (forme qui s'apparente à celle de Hendrick et al. avec γ_0 paramètre libre) et $D_{\pi p} = B(\ln \gamma)^a$:

$$(II) \begin{cases} \sigma^+ = 0,94 \left[\ln \left(\gamma + \frac{48,2}{m_{\pi}} \right) \right]^{1,5} + \frac{24,2}{E^{0,861}} \\ \sigma^- = 3,5 / E^{0,513} \end{cases} \quad \chi^2 = 65,5 \quad (36 \text{ degrés de liberté}) \quad (IV.48)$$

$$(III) \begin{cases} \sigma^+ = 0,83 (\ln \gamma)^{1,48} + 34,2 / E^{0,264} \\ \sigma^- = 3,5 / E^{0,513} \end{cases} \quad \chi^2 = 65,8 \quad (37 \text{ degrés de liberté}) \quad (IV.49)$$

Les courbes correspondantes sont représentées sur la figure IV.23 en traits discontinus. Les courbes σ_{tot}^I et $\sigma_{\text{tot}}^{III}$ sont confondues.

L'étude du comportement asymptotique σ_{II}^+ et σ_{III}^+ est indiquée sur la figure IV.25 : on voit que ces deux dernières paramétrisations donnent respectivement $E_{\ell}^{II} \approx 1250$ GeV et $E_{\ell}^{III} \approx 1350$ GeV.

Remarque -

Les courbes de la figure IV.25 constituent une estimation paramétrique de E_{ℓ} à partir des mesures de $\rho(E, E_{\ell})$ par la méthode du moindre χ^2 . La valeur de E_{ℓ} associée à un accroissement du χ^2 de une unité (i.e. $E_{\ell} \approx 1100$ GeV à 1400 GeV suivant les paramétrisations choisies ici) correspond au niveau de confiance habituel de 68% (= 1σ). Les valeurs de E_{ℓ} correspondant à un niveau de confiance de 95% (i.e. : $2\sigma \rightarrow \chi_{\min}^2 + 4$) sont comprises entre 500 et 700 GeV.

On peut donc conclure que nos données sont en bon accord avec l'hypothèse d'une remontée de $\sigma_{tot}(\pi p)$ en $(\ell n \gamma)^a$ où $a \approx 1,5$ à 2,2 au moins jusqu'à une énergie de l'ordre de 1000 GeV. De plus, bien que l'ensemble des données ρ et $\sigma_{tot}(\pi p)$ ne soit pas suffisant pour extraire avec précision le terme diffractif croissant (des mesures de σ_{tot} et surtout ρ à plus haute énergie sont pour cela nécessaires), on voit que les différents lissages essayés favorisent une croissance plus rapide que $\ell n \gamma$.

3. Dépendance en t de $f_{\pi-p}$: pente logarithmique

La situation expérimentale exposée dans le paragraphe IV.1 et sur les figures IV.3 et IV.6 montre une évolution complexe du pic de diffraction avec l'énergie (rétrécissement du pic quand E croît) et avec le transfert (rétrécissement du pic quand $|t| \rightarrow 0$).

Dans le cas $\pi^- p$ les sections efficaces différentielles mesurées au FERMILAB ($E_0 > 50$ GeV) entre $0,08$ et $1,5$ $(\text{GeV}/c)^2$ sont bien représentées si l'on introduit une pente logarithmique qui varie linéairement avec t :

$$B(t) = \frac{d}{dt} \left[\ell n \frac{d\sigma}{dt} \right] = B + 2 C t \quad (\text{IV. 50})$$

le coefficient C variant selon les points expérimentaux entre $1,4$ et $3,0$ $(\text{GeV}/c)^{-4}$. Si l'on extrapole la valeur de B à faible $|t|$ ($|t| \sim 0,03$ $(\text{GeV}/c)^2$) selon l'expression précédente, on obtient un changement de pente qui est de l'ordre de 1 $(\text{GeV}/c)^{-2}$, bien inférieur en tout cas à l'écart de $2,5$ à $3,0$ $(\text{GeV}/c)^{-2}$ mis en évidence par nos résultats expérimentaux.

En ce qui concerne l'évolution de $B_{\pi p}(|t| = 0,20)$ avec E , on constate qu'elle est moins rapide que dans le cas pp ($\alpha'_p \approx 0,27$) : dans la gamme d'énergie 50 à 175 GeV (résultats de Ayres et al.) le rétrécissement du pic diffractif est nul ($\alpha'_{\pi} \approx 0$). Cependant si l'on inclut les données à plus haute énergie (200 à 360 GeV), et à plus basse énergie (3 à 40 GeV), on trouve une pente moyenne α'_{π} voisine de $0,1$ $(\text{GeV}/c)^{-2}$ si bien que l'ensemble des résultats reste en accord avec le rétrécissement prévu par le modèle traditionnel de Regge où l'amplitude de Pomeron dominante indépendante du spin est seule prise en compte. Dans ce cas on obtient en choisissant la dépendance exponentielle habituelle :

$$\gamma(t) = \gamma(0) e^{B_0 t} \quad \text{où } B_0 = \text{Cte} \quad (\text{cf. expression IV.26})$$

$$B(E) = B_0 + 2\alpha' \ell n E \quad (\text{IV. 51})$$

et $B_{\pi p} \approx 8,0$ à $8,5$ $(\text{GeV}/c)^{-2}$ à haute énergie, valeur indépendante de t .

a) Modèle de Regge à trois pôles.

On peut penser que le changement de pente observé est dû à l'interférence du Pomeron avec un pôle secondaire, en particulier le P' (38). C'est pourquoi nous avons essayé ici d'introduire, dans le cadre du modèle d'échange de trois pôles, une paramétrisation complète des amplitudes relativistes C et B reggeisées (cf. appendice B) et de voir le comportement de $B_{\pi p}$ avec t qui en découle. Le formalisme adopté est celui de Singh (39) qui a été appliqué avec succès par Rarita et al. (40) à la diffusion πp et pp jusqu'à 20 GeV : dans cette paramétrisation les fonctions résidus sont de la forme (cf. relation IV.25 et Appendice B) :

$$\left. \begin{aligned} \beta_G(t) &= C_0 \alpha(t) [1 + \alpha(t)] e^{C_1 t} \\ \beta_B(t) &= B_0 \alpha^2(t) [1 + \alpha(t)] e^{B_1 t} \end{aligned} \right\} \quad \text{pour } P \text{ et } P' \quad (\tau = +1).$$

$$\left. \begin{aligned} \beta_C(t) &= (\alpha(t) + 1) C_0 [(1 + C_2) e^{C_1 t} - C_2] \\ \beta_B(t) &= (\alpha(t) + 1) B_0 e^{B_1 t} \end{aligned} \right\} \quad \text{pour } \rho \quad (\tau = -1) \quad \text{(IV. 52)}$$

La section efficace différentielle calculée à partir de ces amplitudes est exprimée dans l'appendice B (relation B.11).

L'amplitude ρ est extraite aisément des données d'échange de charge du FERMI-LAB pour $E_0 > 50$ GeV (cf. relation IV.31) et on obtient :

$$\begin{aligned} C_0 &= 2,3 \pm 0,2 \text{ mb} - \text{GeV} \\ C_2 &= 1,2 \pm 0,5 \\ C_1 &= 2,2 \pm 0,7 (\text{GeV}/c)^{-2} \\ B_0 &= 50,5 \pm 2,8 \text{ mb} \\ B_1 &= 0,45 \pm 0,12 (\text{GeV}/c)^{-2} \\ \alpha_\rho(0) &= 0,487 \pm 0,006 \\ \alpha' &= 0,864 \pm 0,023 (\text{GeV}/c)^{-2} \end{aligned}$$

Le résultat correspondant est indiqué sur la figure IV.26. On peut souligner que cette paramétrisation représente remarquablement bien l'ensemble des sections efficaces différentielles $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ de haute énergie.

La paramétrisation complète de P et P' est obtenue en utilisant les sections efficaces différentielles du FERMI-LAB de 50 à 200 GeV (Ayres et Akerlof, qui sont des expériences de haute statistique) auxquelles les données de polarisation $\pi^\pm p$ existantes à 40 et 100 GeV (41) ont été adjointes de façon à lever les ambiguïtés sur les amplitudes B_p et $B_{p'}$.

Les données de polarisation n'étant pas suffisamment précises pour $|t| \gtrsim 0,6$ $(\text{GeV}/c)^2$, l'incertitude sur l'amplitude du P' est importante. La meilleure paramétrisation obtenue donne les valeurs suivantes :

$$\left. \begin{aligned} C_0 &= 11,5 \pm 0,6 \text{ mb} - \text{GeV} \\ C_1 &= 3,49 \pm 0,03 (\text{GeV}/c)^{-2} \\ B_0 &= -15,9 \pm 0,6 \text{ mb} \\ B_1 &= 2,00 \pm 0,05 (\text{GeV}/c)^{-2} \\ \alpha_0 &= 1,0 \text{ fixé} \\ \alpha' &= 0,2 (\text{GeV}/c)^{-2} \text{ fixée} \end{aligned} \right\} \quad \text{pour le } P$$

$$\begin{array}{l}
 C_0 = 8,62 \pm 1,5 \text{ mb-GeV} \\
 C_1 = 9,7 \pm 1,0 (\text{GeV}/c)^{-2} \\
 B_0 = -24,4 \pm 5,6 \text{ mb} \\
 B_1 = 4,2 \pm 0,9 (\text{GeV}/c)^{-2} \\
 \sigma_{p^1}(0) = 0,56 \pm 0,02 \\
 \sigma'_{p^1} = 0,60 \pm 0,15 (\text{GeV}/c)^{-2}
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} C_0 \\ C_1 \\ B_0 \\ B_1 \\ \sigma_{p^1}(0) \\ \sigma'_{p^1} \end{array}} \right\} \text{ pour le } P^1$$

Les résultats correspondants sont présentés sur les figures IV. 27, IV. 28 et I. V. 29.

- Sur les figures IV. 28 nous avons porté en traits pointillés la contribution $P + \rho$: on constate qu'elle donne déjà un accord approximatif avec les données, surtout en ce qui concerne les transferts $|t| < 0,8 (\text{GeV}/c)^2$. Les courbes en traits pleins représentent la contribution complète $P + \rho + P^1$: on voit que la contribution du P^1 est faible en comparaison et qu'elle permet d'obtenir un meilleur accord en n^+p aux détriments du cas n^+p où la polarisation trouvée à 100 GeV est trop faible.

- La figure IV. 29 résume l'évolution de la pente logarithmique $B_{\pi p}$ avec t issue de cette paramétrisation. L'ensemble des données à $|t| = 0,20 (\text{GeV}/c)^{-2}$ est assez bien reproduit (l'accord reste d'ailleurs bon sur toute la gamme d'énergie de 3 à 200 GeV). Les valeurs trouvées à $|t| = 0,4 (\text{GeV}/c)^{-2}$ sont un peu trop fortes tandis que les valeurs de B à faible $|t|$ sont notablement éloignées de nos valeurs ($B(0,03) - B(0,2) \approx 1 (\text{GeV}/c)^{-2}$ seulement). On note aussi une légère diminution de la différence de pente avec E .

Les courbes en traits pointillés correspondent à la contribution complète de l'amplitude dominante du Pomeron : elles montrent la faible importance des pôles secondaires P^1 et ρ sur la pente logarithmique. On voit ainsi que la déviation de nos données expérimentales avec les prédictions du modèle simple des pôles de Regge est importante : le modèle reproduit assez bien l'évolution de $B_{\pi p}$ avec t pour des valeurs de $|t|$ pas trop faibles ($|t| > 0,2 (\text{GeV}/c)^2$) mais s'avère incapable d'expliquer le comportement de l'amplitude $f_{\pi p}$ à faible transfert.

Il a été montré par ailleurs⁽⁴²⁾ que l'introduction d'un terme de coupure associé à l'échange de deux pomerons, si elle explique le changement de pente observée à grands $|t|$ en proton-proton donne une contribution négligeable sur la pente à faible transfert.

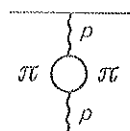
Pour rendre compte du changement ΔB important à faible $|t|$ à partir de l'amplitude dominante du pomeron, deux approches possibles peuvent alors être envisagées :

- l'une consiste à introduire une trajectoire courbe du Pomeron,
- l'autre consiste à choisir une paramétrisation différente des fonctions résidus.

Nous allons considérer dans ce qui suit deux modèles correspondant à ces deux approches.

b) Courbure de la trajectoire du P

1) Echange de deux pions



Afin de rendre compte du changement de pente observé aux ISR, Anselm et Gribov⁽⁴³⁾ ont suggéré en 1972 qu'un mécanisme de polarisation du Pomeron en deux pions ($P \rightarrow (\pi^+ \pi^-) \rightarrow P$) schématisé sur le diagramme IV. 30 est susceptible d'occasionner une variation rapide de la pente $|t|$. Le calcul du graphe correspondant pour la

FIGURE IV. 30

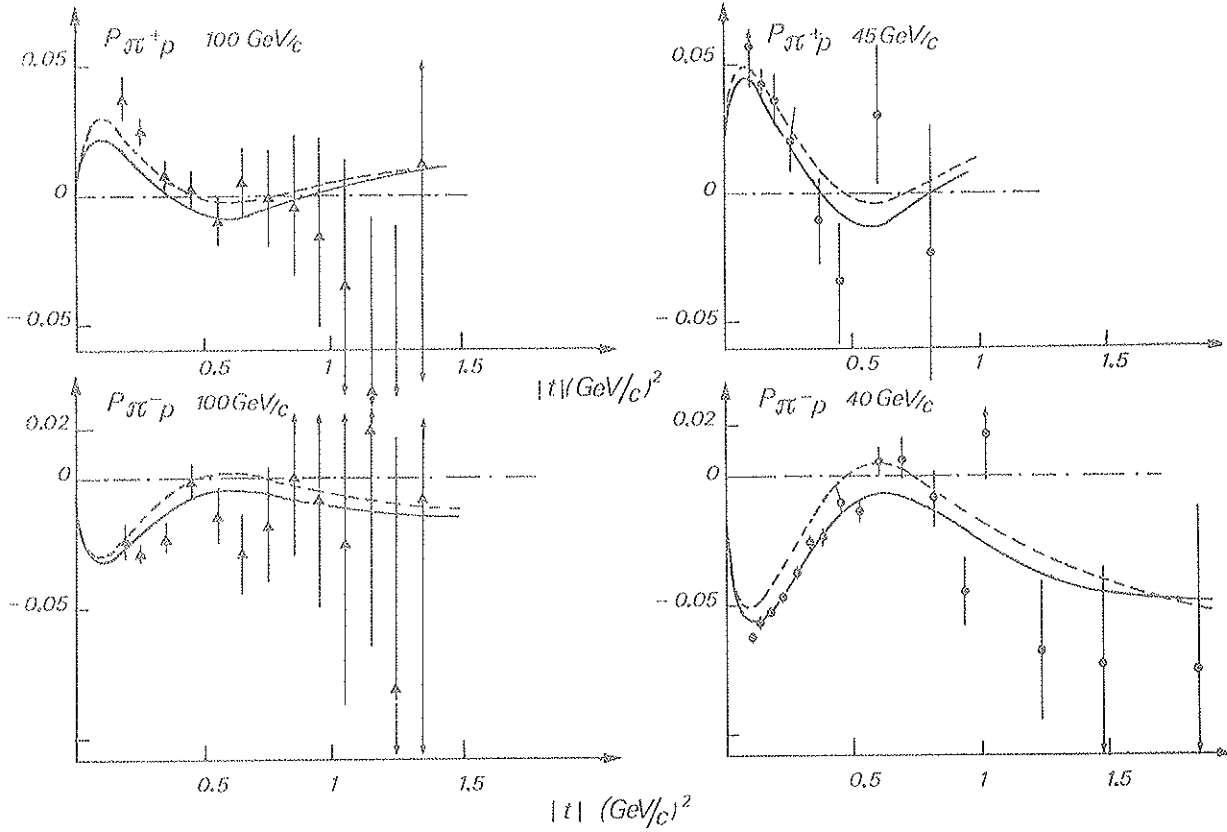


FIGURE IV.28 - Polarisation $\pi^{\pm}p$ à 40 et 100 GeV

trait continu : paramétrisation complète
 trait discontinu : paramétrisation $P + \rho$

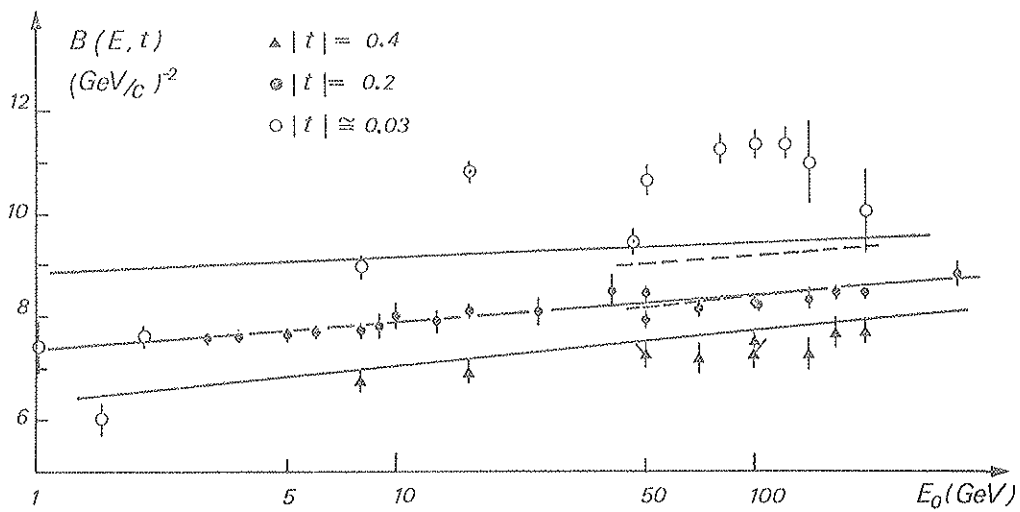


FIGURE IV.29 - Points expérimentaux $B_{\pi p}$ en fonction de E_0 (>1 GeV)

trait continu : paramétrisation complète des 3 pôles de Regge
 traits pointillés : contribution du Pomeron seul.

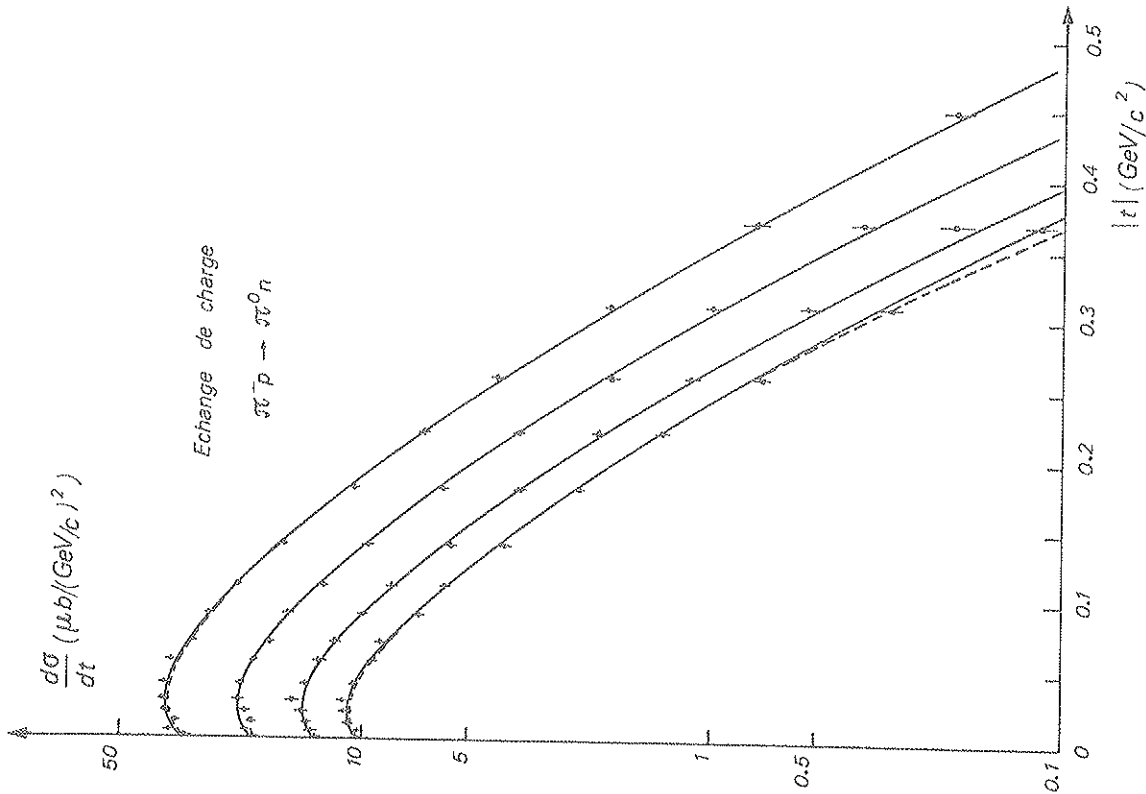


FIGURE IV.26 - Sections efficaces différentielles d'échange de charge $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ à haute énergie (Barnes et al., FNAL). Les courbes en traits continus représentent le lissage de la paramétrisation du texte : en pointillés est indiquée la paramétrisation avec $c_\rho = 0,5$ et $c'_\rho = 0,9$

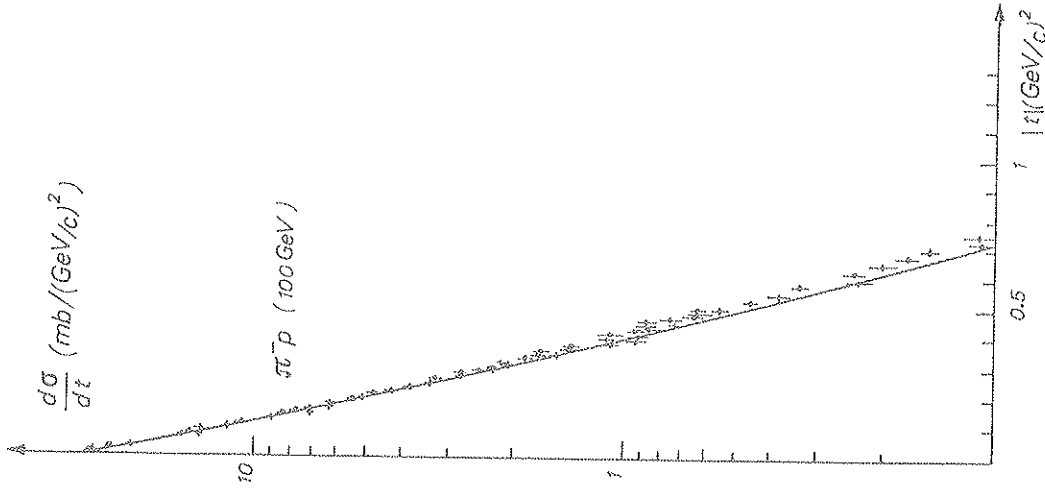


FIGURE IV.27 - $(d\sigma/dt) \pi^-p$ élastique à 100 GeV
 † points de Ayres † points de Akerlof
 La courbe représente la paramétrisation complète
 $P + o + P'$ du texte

trajectoire du Pomeron à l'expression suivante :

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t + g_{\pi\pi}(t, m_\pi)$$

où $g_{\pi\pi}(t, m_\pi)$ est une fonction rapidement décroissante de $|t|$, $g_{\pi\pi}(t) \sim -Ct \ln \left| \frac{t}{t_0} \right|$ (dans la limite où $m_\pi \approx 0$). Le calcul du changement de pente associée à ce processus donne :

$$\Delta B(s, t) = B(0, 0) - B(|t|) = \frac{\sigma_{\pi\pi}}{16\pi^3} \ln \frac{s}{s_0} \left[\ln \frac{|t|}{m_\pi^2} - \frac{5}{3} \right] \quad (\text{IV. 53})$$

où $\sigma_{\pi\pi}$ est la section efficace totale $\pi\pi$ aux énergies asymptotiques et s_0 est pris égal à 1 GeV^2 .

Une estimation de $\sigma_{\pi\pi}$ obtenue à partir des données expérimentales à haute énergie donne $\sigma_{\pi\pi} \approx 17 \text{ mb}$. La figure IV. 31 représente ΔB calculée suivant l'expression précédente en fonction de s . Les deux droites correspondent à $|t| = 0,2$ et $|t| = 0,4 \text{ (GeV/c)}^2$: on constate que le changement de pente à 100 GeV correspondant à cette contribution est de l'ordre de $0,3$ à $0,6 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ respectivement, ce qui est trop faible. On voit donc, qu'à moins d'avoir une section efficace $\sigma_{\pi\pi}$ beaucoup plus importante à très haute énergie, la contribution de l'échange de deux π ne peut expliquer à elle seule la valeur expérimentale observée.

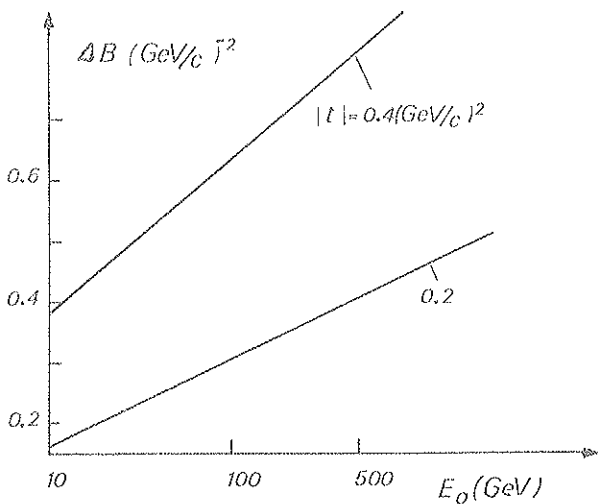


FIGURE IV. 31

Contribution du diagramme d'échange de deux π évaluée par Anselm et Gribov :

$$\Delta B = B(0) - B(|t|)$$

2) Modèle introduisant les facteurs de forme des hadrons en interaction

Si l'on introduit dans la paramétrisation de l'amplitude du Pomeron les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du π à la place des fonctions exponentielles traditionnelles, il est possible d'obtenir un changement de pente plus important à faible transfert.

Le fondement théorique de cette paramétrisation est le modèle des quarks additifs. En effet, dans le cadre de l'approximation de l'impulsion de ce modèle ⁽⁴⁴⁾ (i. e. : diffusion d'un quark incident sur un quark cible), la section efficace différentielle hadron-proton s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt}(\text{hp}) \propto F_h^2(t) F_p^2(t) |A_{qq}(E, t)|^2 \quad (\text{IV. 54})$$

où $A_{qq}(s, t)$ est l'amplitude de diffusion quark-quark et $F_p(t)$ et $F_h(t)$ sont respectivement les facteurs de forme du proton et du hadron incident.

Il est alors naturel, dans le cadre de ce modèle qui fait intervenir la structure composite des hadrons, de prendre pour $F_p(t)$ et $F_\pi(t)$ des fonctions qui s'apparentent aux différents facteurs de forme électromagnétiques du proton et du hadron incident.

Dans le cas où l'on représente $A_{qq}(s, t)$ par une forme exponentielle à la Regge :

$$A_{qq}(E, t) \propto e^{\alpha' \left(\ln \frac{E}{E_0} \right) t} \quad (IV. 55)$$

l'expression précédente revient à introduire dans l'amplitude dominante du Pomeron des fonctions résidus qui conduisent à un comportement décroissant de B avec $|t|$. L'expression IV. 51 précédente devient alors :

$$B_{\pi p}(s, t) \approx B_0 + 2 \left[\frac{2}{0,71-t} + \frac{1}{0,59-t} + \alpha' \ln s \right] \quad (IV. 56)$$

L'introduction des facteurs de forme donnés par les expressions (I. 10 a) et (I. 10b) à la place des exponentielles conduit au résultat représenté sur la figure IV. 32 : on constate un changement de pente qui, bien que plus important à faible $|t|$, reste de l'ordre de $1,5 \text{ (GeV/c)}^{-2}$. La seule introduction des facteurs de forme n'est donc pas suffisante pour expliquer les valeurs expérimentales de 3 (GeV/c)^{-2} .

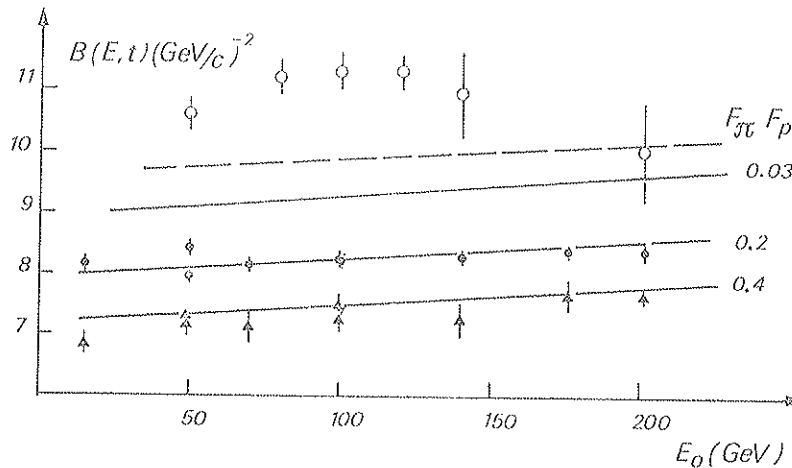


FIGURE IV. 32 - Points expérimentaux $B_{\pi p}$ à partir de 50 GeV

- trait continu : paramétrisation à l'aide du pomeron seul avec des fonctions de vertex exponentielles
- traits discontinus : contribution des facteurs de forme électromagnétiques du π et du proton à faible $|t|$. À $|t|$ plus élevé, les droites se confondent.

En conclusion de cette étude, nous voyons que le changement de pente mis en évidence par notre expérience n'a pas d'explication simple à partir du modèle traditionnel de Regge.

c) Modèle de Sawada. Introduction de forces de Van der Waals

En 1972, Sawada^(45a) a proposé une paramétrisation de $B(s, t)$ déduite de l'hypothèse de l'existence d'une force à longue portée entre hadrons (analogue aux forces de Van der Waals entre molécules neutres) et qui aurait pour conséquence d'introduire une singularité au voisinage de $t = 0$ dans l'amplitude de diffusion hadronique.

Considérant les hadrons comme étant des objets magnétiquement neutres composés de "dyons" (c'est-à-dire de particules de spin 1/2 possédant une charge électrique et magné-

lique, que l'on peut identifier aux quarks⁽⁴⁶⁾, Sawada a calculé la contribution du diagramme d'échange de deux photons entre mésons scalaires (figure IV. 33) où l'interaction à chacun des

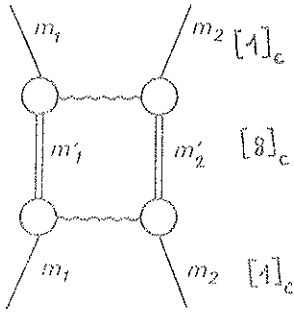


FIGURE IV. 33

vertex est de type dipolaire (potentiel d'interaction en $1/R^6$ si les effets de retard sont importants) : dans une première étape, les particules composites m_i sont excitées par une interaction de type dipôle-dipôle dans des états intermédiaires m'_i qui retournent, dans une seconde étape, à leur état fondamental par une autre interaction de type dipôle-dipôle.

Le calcul du graphe IV. 33 conduit pour des énergies élevées à une amplitude dont la partie imaginaire comporte une singularité située à $t = 4 M^4/s$, où

$$M^4 = (m_1'^2 - m_1^2)(m_2'^2 - m_2^2)$$

dépend de la masse des états intermédiaires créés.

A faible $|t|$, il a montré que la partie imaginaire de l'amplitude peut se paramétriser sous la forme $C e^{Bt/2}$ avec une pente logarithmique donnée par l'expression simple suivante

$$B(s, t) = B_0 + B_1 \left[\ln \frac{s}{M^2} - \frac{2 \eta \ln(\sqrt{\eta} + \sqrt{\eta+1})}{\sqrt{\eta(\eta+1)}} \right] \quad \text{où } \eta = -st/4M^4$$

B_0 et B_1 étant des constantes caractérisant l'échange dipolaire introduit dans le modèle.

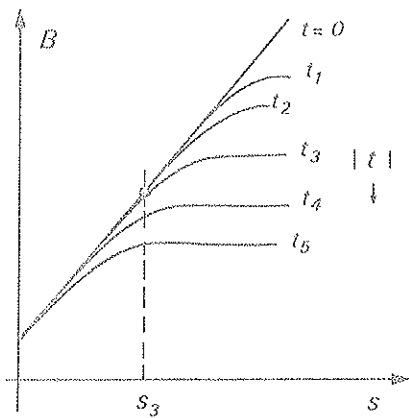


FIGURE IV. 34

Les courbes de la figure IV. 34 représentent schématiquement l'évolution de B avec s et t . Dans le cas où $\eta \rightarrow 0$:

$$B(s, t) = B_0 + B_1 \ln \frac{s}{M^2} \quad \text{pour } |t| \ll \frac{4 M^4}{s}$$

c'est-à-dire qu'à faible transfert ($|t| \approx 0$) on retrouve la dépendance universelle en $\ln s/s_0$ prévue par le modèle de Regge.

Dans le cas où $\eta \rightarrow \infty$:

$$B(s, t) = B_0 + B_1 \ln \frac{|t|}{M^2} \quad \text{pour } |t| \gg \frac{4 M^4}{s}$$

montrant que la pente à transfert donné dévie d'autant plus de la prédiction du modèle de Regge que le transfert est élevé.

Le modèle de Sawada prévoit ainsi un rétrécissement logarithmique du pic diffractif lorsque $|t| \rightarrow 0$.

Dans le cas de la figure IV. 34 par exemple, pour $s \approx s_3$, il n'y aura pas d'évolution de B avec t dans l'intervalle $[0, |t_3|]$ et c'est seulement à énergie plus élevée que cette évolution commencera à apparaître.

Pour confronter le modèle aux données πp et pp existantes, nous avons considéré comme paramètres ajustables les trois constantes B_0 , B_1 et M^2 qui ne sont pas connues. Les résultats de cette comparaison sont présentés sur les figures IV.35 et IV.36.

En considérant tous les points de 1 à 300 GeV/c, les valeurs obtenues dans le cas πp sont (figure IV.35) :

$$\begin{aligned} B_0 &= 5,5 \text{ (GeV/c)}^{-2} \\ B_1 &= 1,4 \text{ (GeV/c)}^{-2} \\ M^2 &= 1,3 \text{ GeV}^2 \end{aligned}$$

Avec ces valeurs, l'accord du modèle avec les données $B_{\pi p}$ est relativement satisfaisant, surtout en ce qui concerne le changement de pente à haute énergie et faible $|t|$ qui est assez bien reproduit ($\Delta B \approx 2,5 \text{ (GeV/c)}^{-2}$). L'évolution de $B_{\pi p}(0,2)$ avec E diffère un peu cependant du comportement expérimental représenté empiriquement par la droite $B(0,2) = 7,2 + 0,2 \ln s$. Il faudrait en particulier des données plus nombreuses entre 1 et 5 GeV, région où les valeurs de $B_{\pi p}(s,t)$ prédites par le modèle deviennent les mêmes pour les valeurs de t considérées ($B(s,t) \rightarrow B(s)$) et commencent à décroître avec E (dépendance en $\approx 1,4 \ln E$).

Dans le cas pp par contre il est difficile de trouver une paramétrisation unique qui satisfasse les données en-dessous de 50 GeV. Les deux séries de courbes de la figure IV.36 correspondent à deux lissages différents :

- le premier (courbes en traits pleins) fait intervenir toutes les données à partir de 3 GeV et donne :

$$\begin{aligned} B_0 &= 7,2 \text{ (GeV/c)}^{-2} \\ B_1 &= 1,1 \text{ (GeV/c)}^{-2} \\ M^2 &= 2,7 \text{ GeV}^2 \end{aligned}$$

On voit qu'il avantage les données $B_{pp}(0,03)$ aux dépens des données $B_{pp}(0,2)$.

- le second (courbes en pointillés) faisant intervenir seulement les points de haute énergie ($E_0 > 100 \text{ GeV}$) conduit aux valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} B_0 &= 6,4 \text{ (GeV/c)}^{-2} \\ B_1 &= 1,2 \text{ (GeV/c)}^{-2} \\ M^2 &= 5,0 \text{ GeV}^2 \end{aligned}$$

et favorise les données $B(0,2)$.

Toutefois, dans les deux cas, le changement de pente à faible $|t|$ aux énergies des ISR est de $2,5 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ et concorde avec les données expérimentales. Entre 10 et 50 GeV cependant, le changement de pente expérimental est supérieur aux prévisions du modèle et ce pour les deux paramétrisations.

Aussi bien dans le cas πp que pp , on voit que la valeur de B_1 qui caractérise le rétrécissement à $|t| \approx 0$ du pic diffractif est élevée ($B_1 \approx 1,1$ à $1,4 \text{ (GeV/c)}^{-2}$) par rapport au rétrécissement prévu par le modèle traditionnel de Regge ($\alpha'_p \approx 0,15$ à $0,3 \text{ (GeV/c)}^{-2}$). On remarque aussi les valeurs relativement faibles du paramètre de masse effective M^2 ($M^2 \approx 3$ à 5 GeV^2) qui conduisent à des masses intermédiaires de l'ordre de quelques GeV ($\Delta m \sim 3 \text{ GeV}$). Il ressort de la confrontation précédente que l'interprétation de Sawada conduit à une explication possible du changement de pente à faible $|t|$.

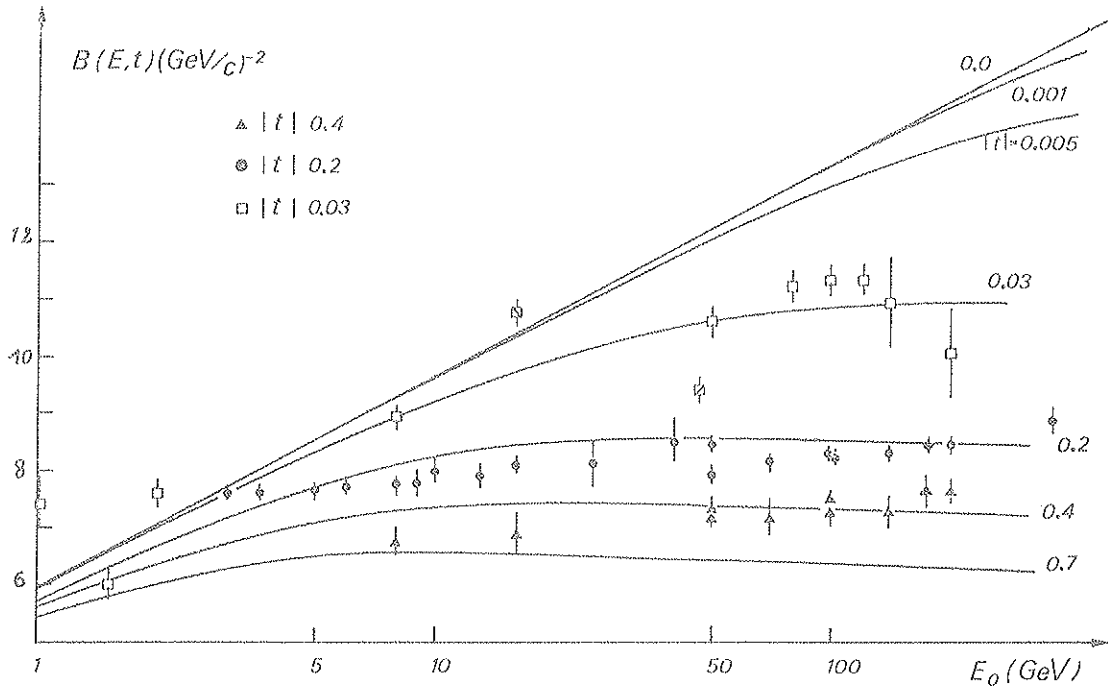


FIGURE IV.35 - Paramétrisation de Sawada pour $\pi^- p$

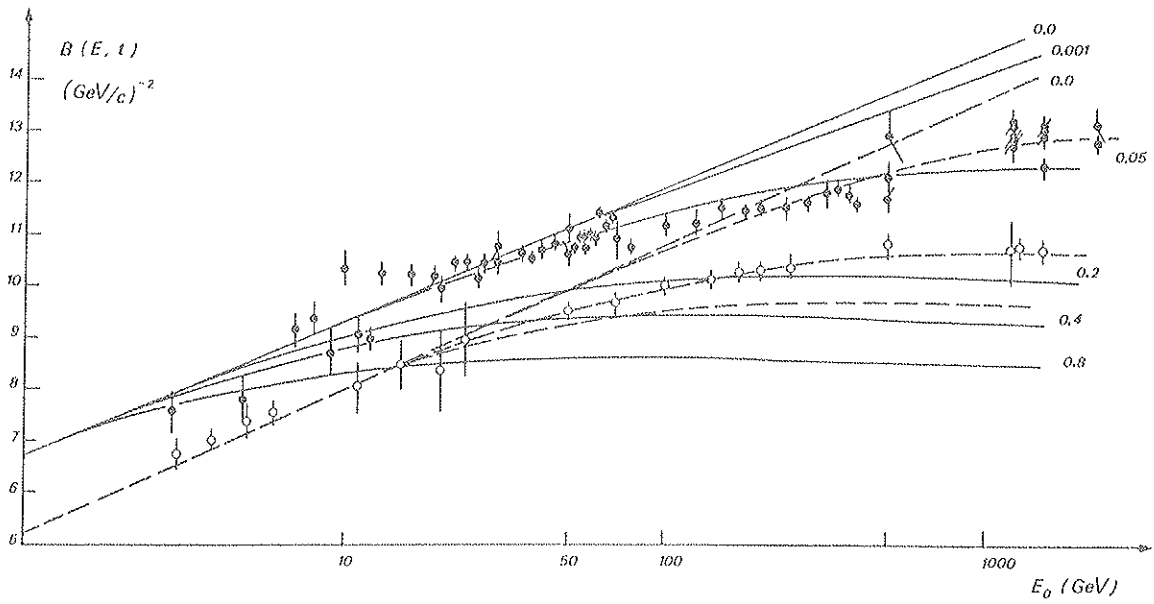


FIGURE IV.36 - Paramétrisation de Sawada pour $p-p$

traits pleins : $1 \leq E \leq 2200$ GeV

traits discontinus : $50 \leq E \leq 2200$ GeV

Cependant il est important de soulever ici les deux remarques suivantes :

- La première est liée à l'aspect spéculatif du modèle fondé sur l'image d'un hadron composé de "dyons" qui interagissent entre eux par échange de "photons". On peut noter cependant que les développements théoriques actuels (QCD : chromodynamique quantique) conduisent à une interprétation analogue dans laquelle le hadron composite magnétiquement neutre de Sawada est un état singulet de couleur. En effet, la chromodynamique quantique appuyée par tout un ensemble de faits expérimentaux nous amène à penser que les hadrons observés sont des états liés de quarks et d'antiquarks colorés, lesquels semblent confinés. Le médiateur de la force entre quarks est le gluon de masse nulle et qui porte un nombre quantique de couleur. L'échange d'un gluon donne lieu à une courte distance et dans la limite non relativiste, à un potentiel d'interaction statique entre deux quarks qui décroît en $1/R$ et qui ne conduit pas au confinement. Partant de ces hypothèses, on peut alors traiter l'interaction entre les hadrons singulet de couleur d'une façon similaire à l'interaction dipôle-dipôle originellement prise en considération par Sawada : les états intermédiaires du graphe IV.33 sont dans ce cas des états colorés ($[8]_c$ = octet de couleur) et la particule échangée est un gluon. L'échange de deux gluons conduit de la même manière à l'existence de force à longue portée du type de Van der Waals. Dans cette interprétation, les paramètres B_0 et B_1 sont reliés à l'interaction dipolaire quark-gluon tandis que M^4 caractérise la différence de masse entre les éventuels octets de couleur intermédiaires et l'état singulet de couleur initial (cette analogie a d'ailleurs été soulignée récemment par Sawada lui-même^(45 b)).
- La seconde remarque consiste à savoir si les expériences habituelles de diffusion hadron-proton qui explorent généralement les domaines de quadrimoments de transfert supérieurs à $|t|_{\min} \approx 0,001 (\text{GeV}/c)^2$ peuvent être sensibles à la contribution de telles forces de longue portée. Dans l'expérience WA 9 par exemple, la distance relative π -p que l'on explore est de l'ordre de 5 Fermi (limite du domaine de l'interférence coulombienne).

Tout ce que l'on peut dire actuellement, c'est qu'il est difficile de répondre affirmativement à cette question. Les évaluations de la contribution de la force d'échange de deux ou plusieurs gluons publiées récemment dans la littérature⁽⁴⁷⁾ semblent au contraire y apporter une réponse négative.

En effet, à la différence de la force nucléaire bien connue due à l'échange d'un π :

$$f_{\pi}(r) = f^2 \frac{m_{\pi}}{r} e^{-m_{\pi} r}$$

l'interaction issue de l'échange de deux gluons conduit à une force dérivée d'un potentiel du type de Casimir-Polder qui est de la forme :

$$f_G(r) = K_G/r^8$$

dont l'intensité caractérisée par la constante K_G est indéterminée :

- Willey⁽⁴⁷⁾ propose par exemple : $K_G = A/(\Delta m)^2$ où Δm est la différence de masse entre l'état intermédiaire coloré le plus léger et le hadron ordinaire (Δm pouvant être infini !) et où $A \approx 150 \text{ GeV}^{-6}$. Ainsi $f_G(r = 2 F) \sim 1,5 \cdot 10^{-6}/(\Delta m)^2 \text{ GeV}^2$ tandis que $f_{\pi}(r = 2 F) = 300 \times 10^{-6} \text{ GeV}^2$.

- Fujii et Mima⁽⁴⁷⁾ de leur côté donnent $A \approx 340 h^2 \text{ GeV}^{-6}$ où h est la constante de couplage quark-gluon, ce qui fait (en prenant $h \lesssim 1$) que le potentiel d'échange de deux gluons n'est que de l'ordre de 3% du potentiel de Yukawa à 1 Fermi et de 0,08% à 2 Fermi.

Il faut souligner cependant qu'on ne peut pas appliquer ces arguments (qui se réfèrent à la force d'échange d'un pion) à l'interaction forte hadron-proton à haute énergie représentée par l'échange du Pomeron. On sait que la nature de cet échange est très complexe et ne peut être directement reliée à la force d'échange d'un pion. Ainsi estimer la part respective de la contribution du Pomeron avec celle des forces du type de Van der Waals à faibles $|t|$ reste pour le moment du domaine de la pure spéculation.

Quoi qu'il en soit, on ne peut écarter au vu des résultats π -p disponibles et des courbes de la figure IV.35 l'interprétation donnée par l'existence des forces de Van der Waals. On peut remarquer ici qu'une telle interprétation de la diffusion hadron-proton à faibles $|t|$ est tout aussi défendable qu'une description mettant en jeu deux composantes du vide⁽⁴⁸⁾, l'une étant centrale, l'autre périphérique et croissante avec l'énergie (dans l'espace du paramètre d'impact).

BIBLIOGRAPHIE

- (1) K. J. FOLEY et al.
Phys. Rev. , 181, (1969), 1775
- (2) V. D. APOKIN et al.
Phys. Lett. , 56 B, (1975), 391
Sov. JI Nucl. Phys. , 24, (1976), 49
- (3) A. VOROBYOV et al.
Mesures p à 40 GeV/c (IHEP, 1977)
- (4) E. JENKINS et al.
FERMILAB, Pub-78/35-Exp.
- (5) J. P. BURQ et al.
Rapport CERN/EP-78/7 (et Rapport LYCEN/7875)
- (6) R. A. CARRIGAN
Phys. Rev. Lett. , 31, (1973), 1367
- (7) M. GELL-MANN et al.
P Phys. Rev. , 95, (1954), 1612
- (8) M. L. GOLDBERGER
Phys. Rev. , 99, (1955), 979
- (9) R. KARPLUS et al.
Phys. Rev. , 98, (1955), 771
- (10) R. ÖHME
Phys. Rev. , 102, (1956), 1174
- (11) K. SYMANZIK
Congrès Int. de Physique Théorique de Seattle (USA), (1956)
N. N. BOGOLIUBOV
Congrès Int. de Physique Théorique de Seattle (USA), (1956)
et "Introduction à la théorie quantique des champs" (N. N. Bogolioubov et D. V. Chirkov)
Dunod, Paris, (1960)
- (12) G. FÄLDT
Lectures on Dispersion Relations
Institut de Physique Nucléaire de Lyon (Rapport LYCEN/(1977)
- (13) V. K. SAMARANAYAKE et al.
Phys. Rev. Lett. , 13, (1965), 938
Nucl. Phys. , 48, (1972), 205
- (14) M. M. NAGELS et al.
Nucl. Phys. , B-109, (1976), 1
- (15) W. S. WOOLCOCK
Phys. Rev. , 153, (1967), 1449
- (16) M. GOLDBERGER et al.
Phys. Rev. , 99, (1955), 986

- (17) J. HAMILTON
Phys. Rev., 110, (1958), 1134
Phys. Lett., 20, (1966), 687
- (18) A. S. CAROLL et al.
Phys. Lett., 61 B, (1976), 303
- (19) G. HÖHLER et al.
Rapport KFK-2457, (partie 1)
- (20) T. R. ENGELMANN et al.
Rapport COO-3066-89, (1977)
- (21) A. V. BARNES et al.
Phys. Rev. Lett., 37, (1976), 76
- (22) D. DAVIDSON et al.
Phys. Rev., D-6, (1972), 1199
- (23) A. A. CARTER et al.
Phys. Rev., 168, (1968), 1457
- (24) R. E. HENDRICK et al.
Phys. Rev., D-11, (1975), 536
- (25) U. AMALDI et al.
Annual Review of Nuclear Science, (1976), 385
- (26) H. J. LIPKIN
Proc. of the EPS Intern. Conf. on High Energy Physics, Palerme, June 1975
- (27) V. N. GRIBOV et al.
Soviet J1 Nucl. Phys., 8, (1969), 103
- (28) R. PESCHANSKI
Thèse Doct. ès-Sciences Phys., Université Paris-VI, (1973)
- YA. I. AZIMOV et al.
Rapport CERN/TRANS/74-8
- E. PREDAZZI
Rivista del Nuovo Cimento, 6, (1976), 217
- (29) H. D. A BARBANEL
Rev. Mod. Phys., 48, (1976), 435
- (30) M. JACOB
Rapport CERN/74-15, (1974)
- (31) H. CHENG, T. T. WU
Phys. Rev. Lett., 24, (1970), 1456
- (32) F. ZACHARIASEN
Phys. Reports, C-2, (1971), 1
- (33) J. S. BALL et al.
Phys. Lett., 40 B, (1972), 411
- (34) V. BARGER et al.
Nucl. Phys., B-32, (1971), 43
Nucl. Phys., B-40, (1972), 205
Phys. Lett., 31 B, (1970), 643
- A. M. WETHERELL
Proc. of the EPS Intern. Conf. on High-Energy Physics, Palerme, June 1975
- C. BOURRELY et al.
Nucl. Phys., B-67, (1973), 452
- (35) D. S. AYRES et al.
Phys. Rev., D 15, (1977), 3105
- (36) W. BARTEL et al.
Rapport CERN/NP Internal Report 73-4, (1973)
- A. N. DIDDENS
Conférence de Londres, (1974), p. 1-41

- (37) F. JAMES
Interpretation of the errors on parameters as given by MINUIT
Supplement à D-506; CERN Computer Centre Library
- (38) M. DAVIER
Phys. Lett., 40 B, (1972), 369
- (39) V. SINGH
Phys. Rev., 129, (1963), 1889
- (40) W. RARITA et al.
Phys. Rev., 165, (1968), 1615
- (41) Expériences de polarisation citées dans le chapitre I (Référence 16)
- (42) Introduction - Référence 9
- (43) A. A. ANSELM, V. N. GRIBOV
Phys. Lett., 40 B, (1972), 487
- (44) E. M. LEVIN, V. M. CHECHTER
Rapport 442, Leningrad
J. J. J. KOKKEDEE, L. VAN HOVE
Nuovo Cimento, 42, (1966), 711
- (45) T. SAWADA
(a) Phys. Lett., 43 B, (1973), 517 et Communication privée
(b) Preprint UTHED-34, (Conférence de Tokyo, 1978)
- (46) J. SCHWINGER
Science, 165, (1969), 757
- (47) R. S. WILLEY
Phys. Rev., D 18, (1978), 270
Y. FUJII, K. MIMA
Rapport UT-Komaba 78-6
- (48) G. L. KANE
Phys. Lett., 40 B, (1972), 363
B. K. CARNEGIE et al.
Phys. Lett., 59 B, (1975), 313

CONCLUSION

Nous avons mesuré la section efficace différentielle de la diffusion élastique π^-p dans la région d'interférence Coulomb-nucléaire à six énergies du pion incident : 30, 50, 80, 100, 120 et 140 GeV.

La méthode expérimentale utilisée a consisté à détecter à la fois le proton à l'aide d'un spectromètre de recul qui a servi aussi de cible et le pion diffusé sur l'avant au moyen d'un spectromètre de chambre à fils. Cet appareillage a rendu possible la mesure de $|t|$ (carré du quadrimoment de transfert) entre $0,002 (\text{GeV}/c)^2$ et $0,040 (\text{GeV}/c)^2$, permettant ainsi d'extraire indépendamment le paramètre $\rho(0)$ du rapport de la partie réelle sur la partie imaginaire de l'amplitude hadronique π^-p sur l'avant et la pente hadronique $B = \frac{d}{dt} \left[\ln \frac{d\sigma}{dt} \right]$.

En ce qui concerne la mesure de ρ qui était le but essentiel de cette expérience, la résolution en énergie du spectromètre de recul ($\Delta t \approx 10^{-4} (\text{GeV}/c)^2$) et la statistique accumulée nous ont permis de la déterminer avec une bonne précision ($\Delta\rho = 0,013$ à $0,02$) dans un domaine d'énergie où les données étaient inexistantes. Nous avons trouvé que $\rho_{\pi p}$ continue à croître de 30 à 140 GeV et devient positive : le passage à 0 se situe vers 60 GeV. Ce comportement est analogue au cas pp où ρ passe des valeurs négatives aux valeurs positives aux alentours de 300 GeV. Nous avons trouvé que ce comportement de $\rho_{\pi p}$ est en remarquable accord avec les récents calculs des relations de dispersion sur l'avant fondés sur les mesures des sections efficaces totales $\sigma_{\text{tot}}(\pi p)$ existantes.

Supposant alors que les relations de dispersion restent valables à toute énergie, un test du comportement asymptotique de $\sigma_{\text{tot}}(\pi p)$ a été fait. Nous avons trouvé que si les mesures de ρ et de σ_{tot} ne permettent pas de donner avec précision la loi de croissance de σ_{tot} , on peut dire cependant que la section efficace totale πp continue à croître avec E selon une loi en $(\ln \gamma)^a$ où $a > 1$ et $\gamma = E/m_{\pi}$ jusqu'à une énergie de 1 TeV au moins. Il semble se dégager ainsi une réelle conformité de comportement entre les diffusions πp et pp à condition de décrire ce comportement en terme de facteur de Lorentz.

En ce qui concerne la pente logarithmique π^-p , nous l'avons mesurée dans un domaine de transfert très limité, centré autour de $0,03 (\text{GeV}/c)^2$ environ ($0,01 \leq |t| \leq 0,04 (\text{GeV}/c)^2$) entre 50 et 140 GeV. Il ressort de ces mesures deux faits essentiels :

- la valeur de $B_{\pi p}$ reste à peu près constante entre 50 et 140 GeV ($B_{\pi p} \approx 11 (\text{GeV}/c)^{-2}$; pas de mise en évidence d'un rétrécissement du pic diffractif avec l'énergie)
- la valeur de $B_{\pi p}(0,03)$ est notablement plus élevée que les valeurs mesurées à transfert plus élevé ($|t| \gtrsim 0,2 (\text{GeV}/c)^2$) dans le même domaine d'énergie. Le changement de pente observé entre $0,03$ et $0,20 (\text{GeV}/c)^2$ est de l'ordre de $3 (\text{GeV}/c)^{-2}$.

Il semble donc que nous ayons mis en évidence un rétrécissement important du pic diffractif π^-p lorsque $|t| \rightarrow 0$, rétrécissement qui ne correspond pas à ce que l'on pourrait attendre d'une évolution du type $B_0 + Ct$ extraite des sections efficaces différentielles mesurées entre 0,20 et 1,0 $(\text{GeV}/c)^2$ (mesures du FERMILAB) : le changement de $B_{\pi p}$ s'accélère quand $|t| \rightarrow 0$. On constate que ce comportement de $B_{\pi p}$ à faible $|t|$ présente une certaine analogie avec le comportement de la pente hadronique pp , observé depuis quelques années et qui se confirme aux énergies des ISR.

L'interprétation de ce résultat dans le cadre d'un modèle de Regge traditionnel faisant intervenir les pôles secondaires n'est pas satisfaisant : les contributions des pôles secondaires (P' et ρ), si elles permettent d'obtenir une polarisation π^-p correcte en ordre de grandeur et en forme (du moins pour $|t| \leq 0,8(\text{GeV}/c)^2$) influent peu sur la valeur de $B_{\pi p}$ et la variation de $B_{\pi p}$ due aux amplitudes de spin correspondantes est de l'ordre de $1(\text{GeV}/c)^{-2}$.

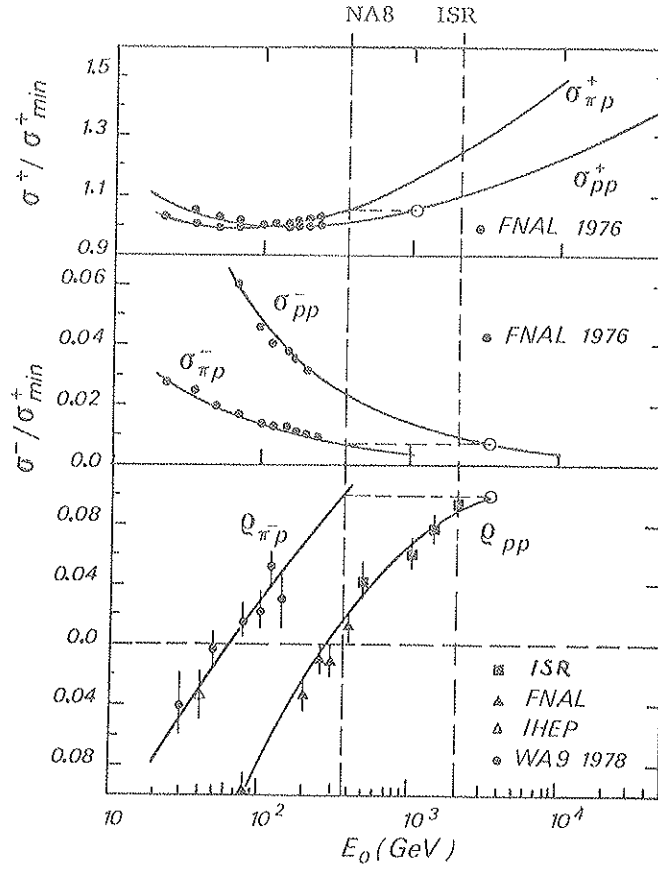
Pour obtenir un changement de pente aussi important, il semble donc qu'il soit nécessaire d'introduire une contribution supplémentaire qui varie rapidement avec t dans l'amplitude diffractive. Nous nous sommes bornés dans ce travail à évoquer deux explications découlant de cette approche :

- la contribution associée à la polarisation du Pomeron en deux π^- suggérée par Anselm et Gribov (et qui dans la limite $m_\pi \approx 0$ introduit des forces à longue portée) fait intervenir la section efficace totale $\sigma_{\pi\pi}$ asymptotique. Le changement de pente associée, compatible avec des valeurs réalistes de $\sigma_{\pi\pi}$, est cependant faible ($\Delta B_{\pi\pi} \lesssim 0,4(\text{GeV}/c)^{-2}$ entre 0,03 et 0,2 $(\text{GeV}/c)^2$ à 100 GeV).
- la contribution associée aux facteurs de forme électromagnétiques du proton et du pion, suggérée par Levin et Chechter à partir du modèle naïf des quarks additifs, est par contre plus importante ($\Delta B_F \approx 1,5(\text{GeV}/c)^{-2}$ entre 0,03 et 0,20 $(\text{GeV}/c)^2$) mais reste insuffisante.

Une approche toute différente, fondée aussi sur la nature composite des hadrons, suggère l'existence de forces d'interaction forte de longue portée. Cette explication, due initialement à Sawada qui est parti d'une représentation magnétique des hadrons suggérée par Schwinger, conduit à une évolution de B avec t et E intéressante et qui n'est pas incompatible avec nos données et les données antérieures. Une telle interprétation est susceptible d'être développée dans le cadre de QCD où les paramètres introduits dépendent de la constante de couplage quark-gluon et des masses des éventuels états colorés intermédiaires mis en jeu. Les données expérimentales π^-p ne sont pas assez nombreuses cependant pour pouvoir conclure et la question du comportement du pic diffractif à faibles $|t|$ reste en suspens.

Les mesures évoquées dans ce travail sont actuellement poursuivies à plus haute énergie dans le Hall Nord du SPS (expérience NA8 où l'énergie maximum prévue du faisceau secondaire est 350 GeV, obtenue à partir de protons de 450 GeV). L'intérêt d'être à plus haute énergie pour la mesure de ρ et les prédictions du comportement à très haute énergie de $\sigma_{\text{tot}}(\pi p)$ apparaît sur la figure ci-après qui compare les données π^-p actuellement disponibles avec les données $p-p$ des ISR. On voit que le domaine d'énergie du Hall Nord du SPS en πp est à peu près équivalent à celui des ISR en $p-p$: on peut alors penser que les prédictions sur la croissance de $\sigma_{\text{tot}}(\pi p)$ seront aussi précises que dans le cas $p-p$. En ce qui concerne la pente logarithmique à faibles $|t|$, les données expérimentales vont pouvoir s'enrichir de nouvelles mesures tant à haute énergie avec NA8 et certainement E69 du FERMILAB

qu'à plus faible énergie avec des mesures qui sont en cours au PS du CERN (Baillon et al., aux alentours de 10 GeV). On peut espérer que cet apport d'informations permettra de mieux cerner le comportement du pic diffractif à faibles $|t|$ et, dans le cas où les valeurs élevées se confirment, d'éclairer d'une lumière nouvelle la nature du processus de diffraction à haute énergie.



APPENDICE A

C I N E M A T I Q U EDEFINITION DES QUANTITES CINEMATIQUES UTILES DANS L'OPTIQUE DE RECOL* Notation

- Quadriment :

$$\mathcal{P} = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}$$

où :

$$\begin{cases} E = (\vec{p}^2 + m^2)^{1/2} = T + m \\ \vec{p} = \text{trimoment} \\ T = \text{énergie cinétique} \end{cases}$$

- Métrique :

$$\mathcal{P}^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2 = \text{invariant relativiste}$$

Les quantités primées sont définies dans le centre de masse.

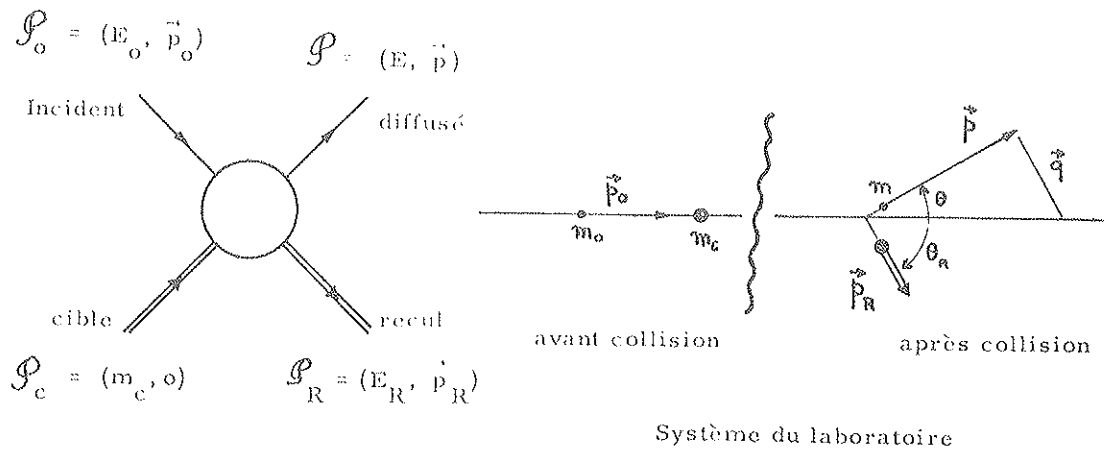
* Diffusion de deux particules

FIGURE A.1

$$\mathcal{P}_i = \mathcal{P}_o + \mathcal{P}_c = \mathcal{P} + \mathcal{P}_R = \mathcal{P}_f$$

- Quadriment de transfert :

$$\Delta \mathcal{P} = \mathcal{P}'_o - \mathcal{P} = \begin{pmatrix} E_o - E \\ \vec{p}_o - \vec{p} \end{pmatrix}$$

$$\Delta \mathcal{P} = \mathcal{P}'_c - \mathcal{P}_R = \begin{pmatrix} m_c - E_R \\ -\vec{p}_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_c - m_R - T_R \\ -\vec{p}_R \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} T_R \\ \vec{p}_R \end{pmatrix} \quad \text{cas élastique}$$

Sur l'avant $\theta \approx 0$ (faible transfert) :

$$E_o \approx E \quad \text{ou} \quad T_R \ll p_R \Rightarrow \Delta \mathcal{P} \approx \begin{pmatrix} 0 \\ -\vec{p}_R \end{pmatrix}$$

le quadriment se réduit au trimoment transféré.

* Invariants relativistes. Variables de Mandelstam. Relations utiles :

$$1/ \quad s = (\mathcal{P}'_o + \mathcal{P}'_c)^2 = (E'_o + E'_c)^2 = E_{\text{tot}}^2 \quad (\text{A. 1})$$

L'énergie totale disponible dans le C. M. est simplement \sqrt{s}

$$s = (\mathcal{P}'_o + \mathcal{P}'_c)^2 = m_o^2 + m_c^2 + 2 E_o m_c = (m_o + m_c)^2 + 2 m_c T_o$$

à haute énergie ($m_o, m_c \ll p_o$ et $E \approx p$) $\Rightarrow s \approx 2 m_c E_o \approx 2 m_c p_o$

2/ $t = (\Delta \mathcal{P})^2$ est le carré du quadriment de transfert

$$t = (E_o - E)^2 - (\vec{p}'_o - \vec{p})^2 = m_o^2 + m^2 - E_o E + 2 p_o p \cos \theta_R \quad (\text{A. 2})$$

$$t = (m_c - E_R)^2 - p_R^2 = (m_c - m_R)^2 - 2 m_c T_R \quad (\text{A. 3})$$

Dans le cas où la cible n'est pas dissociée (diffusion élastique ou simplement cohérente) :

$$t = 2 (m_o^2 - E_o E + p_o p \cos \theta) \quad (\text{A. 4})$$

$$t = -2 m_c T_R = -2 m_R T_R \quad (\text{A. 5})$$

En outre, dans le cas d'une diffusion élastique à petit angle et à haute énergie :

$$T_R \ll m_R \Rightarrow T_R \approx \frac{p_R^2}{2 m_R} \Rightarrow t = -p_R^2 = -(p_o \theta)^2 \quad (\text{A. 6})$$

On peut d'ailleurs retrouver la relation (A. 6) à partir de (A. 4)

$$t \approx -2 p_o^2 (1 - \cos \theta) \approx -(p_o \theta)^2$$

La relation (A. 5) obtenue à partir du recul est rigoureuse. La relation (A. 6) obtenue à partir de l'avant constitue une bonne approximation à haute énergie (cf. figure A. 2 où l'on a porté la différence des relations (A. 4) et (A. 6) en fonction de t).

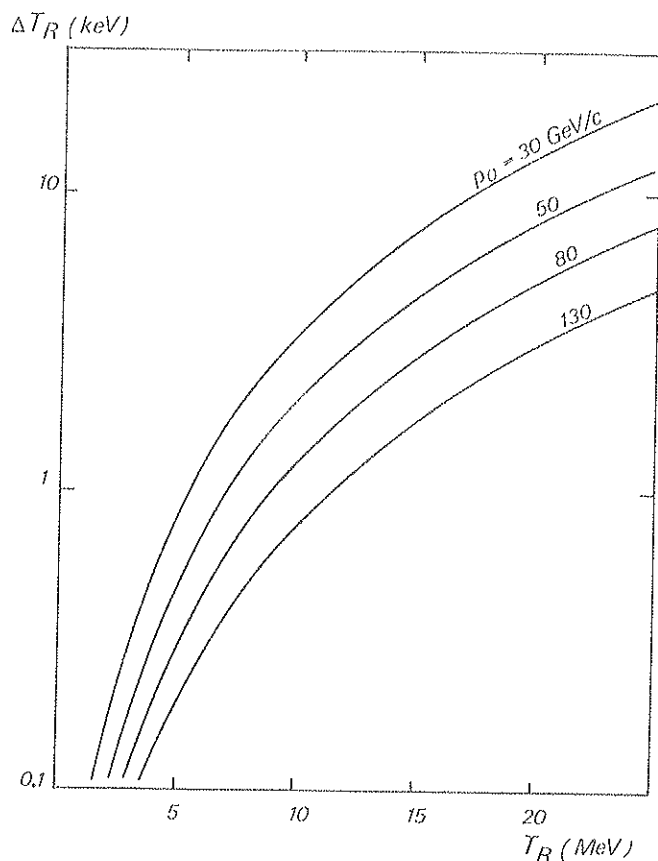


FIGURE A.2

Dans le cas élastique, l'énergie cinétique et l'angle de recul sont liés par une relation de contrainte que l'on obtient rapidement en calculant le carré du quadrimoment de la particule diffusée (= carré de la masse du système diffusé) :

$$\mathcal{P}^2 = (\mathcal{P}_o + \mathcal{P}_c - \mathcal{P}_R)^2$$

Soit :

$$m^2 = (E_o + m_c - E_R)^2 - (\vec{p}_o - \vec{p}_R)^2$$

c'est-à-dire d'une façon générale :

$$m^2 = m_o^2 + (m_R - m_c)^2 + 2 E_o (m_c - m_R) - 2(E_o + m_c) T_R + 2 p_o p_R \cos \theta_R \quad (\text{A. 7})$$

Dans le cas où l'on a cohérence ($m_R = m_c$) :

$$m^2 = m_o^2 - 2 (E_o + m_c) T_R + 2 p_o p_R \cos \theta_R \quad (\text{A. 8})$$

Enfin, dans le cas élastique ($m = m_o$), on obtient :

$$\cos \theta_R = \frac{E_o + m_c}{p_o} \frac{T_R}{p_R} = \frac{E_o + m_R}{p_o} \sqrt{\frac{T_R}{T_R + 2m_R}} \quad (\text{A. 9})$$

Les figures A. 3(a) et A. 3(b) illustrent les relations cinématiques (A. 6) et (A. 9) dans le cas de π^-p à différents moments incidents et donnent une idée des valeurs des différentes quantités mises en jeu.

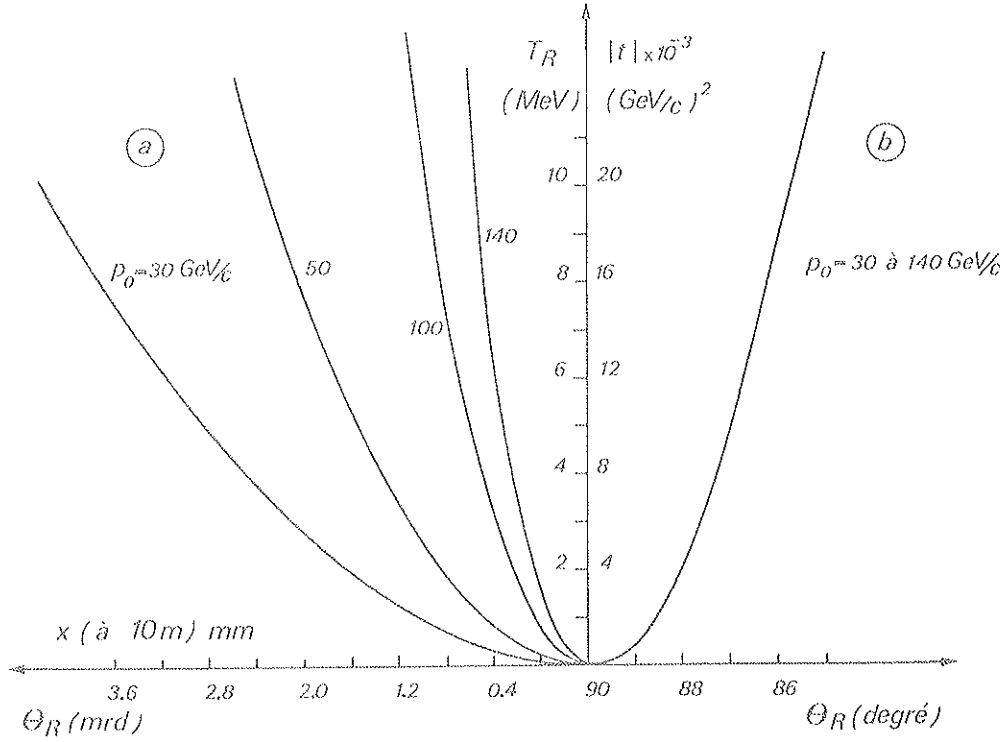


FIGURE A.3

On voit qu'à haute énergie et faible transfert :

$$\cos \theta_R \approx \frac{T_R}{P_R} = \frac{p_R}{2m_R} = \frac{\sqrt{t}}{2m_R} \quad (\text{A.10})$$

L'angle de recul devient quasiment indépendant de l'énergie incidente, contrairement à l'angle de diffusion sur l'avant

$$\theta \approx \frac{\sqrt{t}}{p_0}$$

qui diminue de façon inversement proportionnelle à p_0 (effet de resserrement de θ avec l'énergie incidente, rendant la mesure de θ d'autant plus délicate).

* Résolution en masse manquante

Elle peut être évaluée à partir de (A.8) :

$$(\Delta m^2)^2 = \Lambda_T (\Delta T_R)^2 + \Lambda_\theta (\Delta \theta_R)^2 \quad (\text{A.11})$$

avec :

$$\Lambda_T = \left(2 (E_0 + m_c) + p_0 \frac{m_R}{2 T_R} \cos \theta_R \right)^2$$

$$\Lambda_\theta = (2 p_0 p_R \sin \theta_R)^2$$

Pour les transferts considérés, le terme Λ_{θ} en angle est prépondérant, de sorte que l'on a :

$$\Delta m \approx \frac{p_0 \sqrt{|t|} \sin \theta_R}{m} \Delta \theta_R \quad (\text{A.12})$$

On voit que pour une résolution angulaire donnée, la résolution en masse manquante M est d'autant meilleure que la masse manquante est élevée. Ainsi pour $0,5^\circ \lesssim \Delta \theta_R \lesssim 1^\circ$, les masses supérieures à 1,5 - 2 GeV environ peuvent être éliminées par cette contrainte angulaire, et ce à toutes les énergies incidentes et dans la gamme de recul explorée (par exemple : à $p_0 = 100 \text{ GeV}/c$, $|t| = 0,01 (\text{GeV}/c)^2$ et $\Delta \theta_R \approx 1^\circ$, $\Delta M \approx 0,20 / M \cdot \text{GeV}$). En ce qui concerne les masses manquantes inférieures à 2 GeV, elles sont éliminées de façon complémentaire par le spectromètre avant. Le fond inélastique le plus gênant est la production d'un π^0 . Au seuil de production du π^0 ($M = 0,280 \text{ GeV}$), $p_{\pi^0} = p_0/2$ et lorsque M augmente, p_{π^0} augmente aussi. La résolution du spectromètre avant est cependant suffisante pour éliminer les masses manquantes inférieures à 2 GeV, à toute énergie incidente (cf. figure A.4).

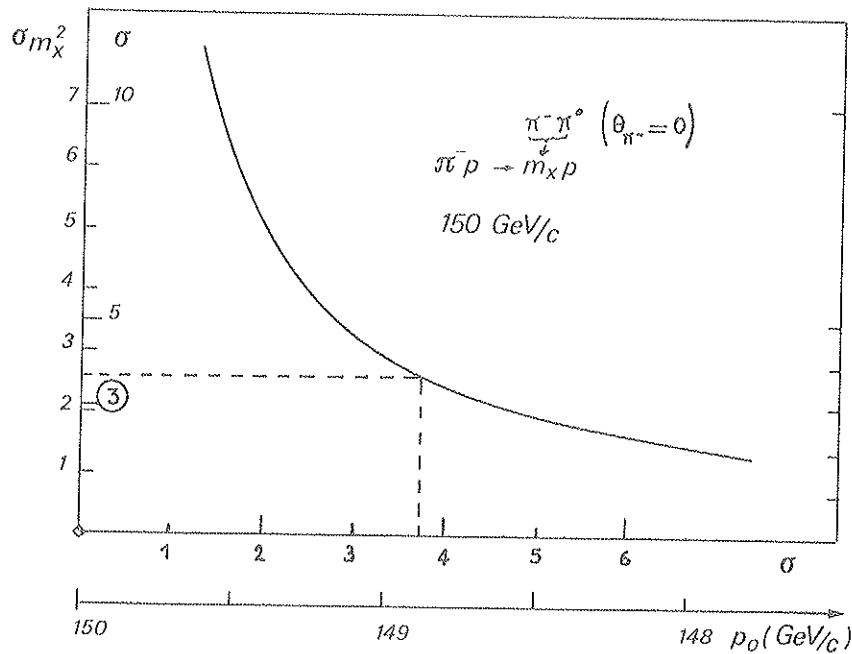


FIGURE A.4

APPENDICE B

AMPLITUDES π -N ET QUANTITES ASSOCIEES

Nous rassemblons dans cet appendice toutes les expressions et notations concernant la description de la diffusion π -nucléon dont nous faisons usage tout au long de ce travail. On peut trouver une compilation exhaustive dans le "Handbook of Pion-Nucleon Scattering" de Höhler et al. de tout ce qui concerne les processus π -N (Rapport TKP-78/12).

I. MATRICES DE DIFFUSION S ET DE TRANSITION T

Si $|f\rangle$ désigne l'état final et $|i\rangle$ l'état initial du processus étudié, l'opérateur de diffusion est défini par : $|f\rangle = S |i\rangle$ et à partir de S on introduit l'opérateur de transition T :

$$S = I + iT$$

où I est l'opérateur unité.

Les éléments de matrice de transition sont définis par la relation (cf. notations de l'appendice A) :

$$\langle f | S | i \rangle = \delta_{fi} + i (2\pi)^4 \delta^4(\mathcal{P}'_f - \mathcal{P}'_i) \langle f | T | i \rangle \quad (\text{B.1})$$

avec les normalisations des états à une particule :

$$\text{pour } \pi : \langle \vec{p}' | \vec{p}'_0 \rangle = (2\pi)^3 E'_\pi \delta^3(\vec{p}' - \vec{p}'_0)$$

$$\text{pour } N : \langle \vec{p}'_R, \alpha | \vec{p}'_C, \beta \rangle = (2\pi)^3 E'_n \delta^3(\vec{p}'_R - \vec{p}'_C) \delta_{\alpha\beta}$$

En introduisant la matrice de Pauli $M(2 \times 2)$ de la façon suivante :

$$M_{\alpha\beta} = \frac{1}{8\pi\sqrt{s}} \langle f | T | i \rangle = \chi_\alpha^\dagger M \chi_\beta \quad (\text{B.2})$$

χ_α et χ_β étant les spineurs de Pauli du nucléon, la section efficace différentielle s'écrit simplement dans le C. M. :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = 1/2 \sum_{\alpha, \beta} |M_{\alpha\beta}|^2 \quad (\text{B.3})$$

II. AMPLITUDES DE DIFFUSION

Pour la diffusion π -N décrite dans le canal s et le C. M., M est construite à partir de deux amplitudes :

$$M = I. f + i (\vec{\sigma} \cdot \hat{n}) g = I. f_1 + \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}')(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_0)}{|\vec{p}' \cdot \vec{p}_0|} f_2 \quad (\text{B. 4})$$

où $\hat{n} = \frac{\vec{p}' \wedge \vec{p}_0}{|\vec{p}' \wedge \vec{p}_0|}$ = vecteur unitaire normal au plan de diffusion.

Ici $f(p', \theta')$ et $g(p', \theta')$ sont les amplitudes habituelles dites respectivement de non-retourne-ment et de retournement de spin.

A haute énergie, avec le formalisme des pôles de Regge, on emploie généralement les amplitudes A et B invariantes de Lorentz définies de la façon suivante :

$$M_{\alpha\beta} = \frac{1}{8\pi\sqrt{s}} \bar{u}_{\alpha}(\mathcal{P}'_R) [\Lambda(s, t) + Q_{\mu} \gamma^{\mu} B(s, t)] u_{\beta}(\mathcal{P}'_C) \quad (\text{B. 5})$$

$$\text{où } Q_{\mu} = \frac{\mathcal{P}'_{\mu} + \mathcal{P}'_{0\mu}}{2}$$

γ^{μ} étant les matrices de Dirac avec les conventions :

$$\{\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}\} = 2g^{\mu\nu} = \gamma^{\mu}\gamma^{\nu} + \gamma^{\nu}\gamma^{\mu} \quad (\text{anticommutation})$$

$$\text{et } \bar{u}_{\alpha}(\mathcal{P}) u_{\beta}(\mathcal{P}) = 2m \delta_{\alpha\beta} \quad (\text{normalisation où } m = m_N)$$

A partir de A et B , on définit aussi l'amplitude C utilisée dans le chapitre IV :

$$C = A + \frac{v}{1 - t/4m^2} B \quad (\text{B. 6})$$

$$\text{où : } \begin{cases} v = E_0 + \frac{t}{4m} \approx E_0 & \text{à haute énergie et faible } t \\ m = m_N = \text{masse du nucléon} \end{cases}$$

III. SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

Dans le C. M.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} : \frac{p'^2}{\pi} \frac{d\sigma}{dt} = |f|^2 + |g|^2 \quad (\text{B. 7})$$

$$\text{Sur l'avant } (t \approx 0) = \frac{f_L(s, 0)}{p_0} = \frac{f(s, 0)}{p'} \quad (\text{B. 8})$$

si bien que (B. 7) est aussi valable dans le laboratoire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_L|^2 + |g_L|^2 \quad (\text{B. 9})$$

$$\text{ou } \frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{2} \left\{ |f_L|^2 + |g_L|^2 \right\} \quad (\text{B. 10})$$

expression utilisée dans le chapitre I.

En fonction des amplitudes invariantes A , B ou C , B , on dispose de nombreuses expressions. Par exemple :

$$\frac{dy}{dt} = \frac{m^2}{16\pi \lambda} \left\{ \left(1 - \frac{t}{4m^2}\right) |C|^2 - \frac{t}{4m^2} \left(\frac{E_o^2 + st/4m^2}{1 - t/4m^2}\right) |B|^2 \right\} \quad (\text{B. 11})$$

où $\lambda = \lambda(s, m_\pi^2, m^2) = [s - (m_\pi + m)^2] [s - (m_\pi - m)^2]$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi p_o^2} \left(1 - \frac{t}{4m^2}\right) \left[|C|^2 + p_o^2 \frac{\cos^2 \theta_R \sin^2 \theta_R}{(m + E_o)^2} |B|^2 \right] \quad (\text{B. 12})$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi p_o^2} \left\{ \left(1 - \frac{t}{4m^2}\right)^2 |C|^2 - \frac{t}{4m^2} \left(1 - \frac{t}{4m^2}\right) \left[|A|^2 - 2 \operatorname{Re}(CA^*) \right] \right\} \quad (\text{B. 13})$$

obtenue en négligeant le terme $\frac{t^2}{4m p_o^2}$ et en prenant $v^2 = p_o^2$.

La polarisation est donnée par :

$$P(s, t) = - \frac{\sin \theta'}{16\pi \sqrt{s}} \frac{\mathcal{J}_m(CB^*)}{d\sigma/dt} = \frac{-1}{8\pi \sqrt{\lambda}} \sqrt{-t \left(1 + \frac{st}{\lambda}\right)} \frac{\mathcal{J}_m(CB^*)}{d\sigma/dt} \quad (\text{B. 14})$$

IV. RELATIONS ENTRE AMPLITUDES

$$\frac{C}{4\pi} = \frac{\sqrt{s}}{4m^2} \frac{[4m - t/(E' + m)]}{1 - t/4m^2} f + \sin \theta' \frac{2\sqrt{s}}{4m^2} \frac{E' - m}{1 - t/4m^2} g$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{C}{4\pi} &= \left[\frac{J}{1 - t/4m^2} \right]^{1/2} f_L \\ \frac{B}{4\pi} &= 2m \frac{[J(1 - t/4m^2)]^{1/2}}{p_o p_R \sin \theta_R} g_L \end{aligned} \right\}$$

où $J(t)$ est le Jacobien du passage laboratoire - CM :

$$J = \frac{p_o^3}{p^3} \left[1 + \frac{m E_o + m_\pi^2}{4m^2 p_o^2} t \right] \approx 1 + \frac{t}{4m p_o}$$

V. THEOREME OPTIQUE

$$\mathcal{J}_m f_L(s, o) = \frac{p_o}{4\pi} \sigma_{\text{tot}} \quad \text{ou} \quad \mathcal{J}_m f(E', o) = \frac{p_o'}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}$$

$$\mathcal{J}_m C(s, o) = p_o \sigma_{\text{tot}}$$

VI. PROPRIETES DE CHARGE

Tous les processus $\pi N \rightarrow \pi N$ sont disponibles à partir de deux amplitudes d'isospin $A^{1/2}$ et $A^{3/2}$ linéairement indépendantes :

$$A^{1/2} = \langle 1/2, I_3 | S | 1/2, I_3 \rangle$$

$$A^{3/2} = \langle 3/2, I_3 | S | 3/2, I_3 \rangle$$

Notamment en ce qui concerne les amplitudes de diffusion $\pi \pm p$, on a les relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_+ &= \Lambda(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) = \Lambda^{3/2} \\ \Lambda_- &= \Lambda(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) = \frac{2}{3} \Lambda^{3/2} + \frac{1}{3} \Lambda^{1/2} \\ \Lambda_0 &= \Lambda(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = \frac{\sqrt{2}}{3} \Lambda^{3/2} - \frac{\sqrt{2}}{3} \Lambda^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{B. 15})$$

En particulier on a la relation :

$$\sqrt{2} \Lambda_0 = \Lambda_+ - \Lambda_- \quad (\text{B. 16})$$

entre l'amplitude d'échange de charge et les amplitudes de diffusion $\pi \pm p \rightarrow \pi \pm p$. A partir des amplitudes (B.15), on définit les amplitudes symétriques et antisymétriques :

$$\left. \begin{aligned} \Lambda^+ &= \Lambda^S = 1/2 (\Lambda_+ + \Lambda_-) \\ \Lambda^- &= \Lambda^A = 1/2 (\Lambda_- - \Lambda_+) \end{aligned} \right\} \quad (\text{B. 17})$$

ainsi que les sections efficaces correspondantes :

$$\left. \begin{aligned} \sigma^S &= \sigma^+ = \frac{1}{2} (\sigma_- + \sigma_+) \\ \sigma^A &= \sigma^- = \frac{1}{2} (\sigma_- - \sigma_+) = \frac{1}{2} \Lambda \sigma(\pi p) \end{aligned} \right\} \quad (\text{B. 18})$$

avec : $\sigma_- = \sigma_t(\pi^- p)$ et $\sigma_+ = \sigma_t(\pi^+ p)$.

Nous utilisons ces différentes notations dans le chapitre IV.

Il est parfois commode, pour des raisons de symétrie de croisement, d'introduire à la place des trois particules observables π^+ , π^0 , π^- les trois pseudo-particules π_1 , π_2 , π_3 qui sont autoconjuguées (i.e. : leur propre antiparticule) :

$$\left. \begin{aligned} |\pi_3\rangle &= |\pi^0\rangle \\ |\pi_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|\pi^+\rangle + |\pi^-\rangle] \\ |\pi_2\rangle &= \frac{i}{\sqrt{2}} [|\pi^-\rangle - |\pi^+\rangle] \end{aligned} \right\} \quad (\text{B. 19})$$

avec : $\pi_\alpha = \overline{\pi}_\alpha$ $\alpha = 1, 2, 3$

Dans l'hypothèse de l'invariance de l'isospin, les amplitudes correspondantes

$$\Lambda_{\alpha\beta} = \langle \pi_\alpha N, \vec{p}^1 | S | \pi_\beta N, \vec{p}_0 \rangle$$

sont des matrices 3×3 qui dépendent du spin σ du nucléon (cf. forme générale B.4) :

$$\left. \begin{aligned} f_{\alpha\beta} &= f^1 \delta_{\alpha\beta} + 1/2 [\tau_\beta, \tau_\alpha] f^2 \\ g_{\alpha\beta} &= g^1 \delta_{\alpha\beta} + 1/2 [\tau_\beta, \tau_\alpha] g^2 \\ A_{\alpha\beta} &= f_{\alpha\beta} + i \vec{\sigma} \cdot \hat{n} g_{\alpha\beta} \end{aligned} \right\} \quad (\alpha = 1, 2, 3) \quad (\text{B. 20})$$

où τ_α sont les matrices 2×2 du spin isotopique du nucléon (matrices de Pauli).

Sur l'avant, les amplitudes Λ_+ et Λ_- définies précédemment s'expriment aisément en fonction de f^1 et f^2 :

$$\begin{aligned} A_- &= f^1 - f^2 \\ A_+ &= f^1 + f^2 \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

Comme les particules π_α sont autoconjuguées, les relations de croisement pour $f_{\alpha\beta}$ s'expriment plus simplement :

$$A_{\alpha\beta}(-E) = [\bar{A}_{\alpha\beta}(E)]^+ = [A_{\alpha\beta}(E)]^+$$

puisque $A_{\alpha\beta} = \bar{A}_{\alpha\beta}$, d'où :

$$\left. \begin{aligned} f^1(-E) &= [f^1(E)]^* \\ f^2(-E) &= -[f^2(E)]^* \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.22})$$

d'où finalement d'après (B.21) :

$$A_\pm(-E) = [A_\pm(E)]^* \quad (\text{B.23})$$

Ces relations sont évoquées dans le chapitre IV : elles permettent de relier aisément l'amplitude de $f_-(-E)$ (i.e. : l'amplitude de diffusion π^-p aux énergies négatives que l'on doit considérer dans les relations de dispersion) à l'amplitude $f_+(E)$ de diffusion π^+p dans la région physique.

VII. FORMULE D'INTERFERENCE COULOMB-NUCLEAIRE EN TERMES D'AMPLITUDES INVARIANTES A HAUTE ENERGIE

L'amplitude coulombienne π^-p est obtenue à partir de l'expression classique :

$$M_c^{\alpha\beta} = \frac{4\pi\alpha}{t} Q F_\pi(t) \bar{u}_\alpha(\mathcal{S}'_R) [(F_1 + F_2) 2Q - \frac{F_2}{2m} (\mathcal{S}'_c + \mathcal{S}'_R) \cdot (\mathcal{S}'_o + \mathcal{S}'_c)] u_\beta(\mathcal{S}'_c) \quad (\text{B.24})$$

dans laquelle :

Q : charge électrique du π

$F_\pi(t)$: facteur de forme électromagnétique du π

F_1 et F_2 : facteurs de forme électromagnétiques du proton.

$$M_c^{\alpha\beta} = \frac{4\pi\alpha}{t} Q F_\pi(t) \bar{u}_\alpha(\mathcal{S}'_R) \left[\frac{-v F_2}{2m} + 2(F_1 + F_2) Q_\mu \gamma^\mu \right] u_\beta(\mathcal{S}'_c)$$

on obtient les amplitudes invariantes coulombiennes :

$$\left. \begin{aligned} A_c &= -\frac{8\pi\alpha v}{t} Q F_\pi F_2 \\ B_c &= \frac{8\pi\alpha}{t} F_\pi Q (F_1 + F_2) = \frac{8\pi\alpha}{t} Q G_M F_\pi \\ C_c &= \frac{8\pi\alpha v}{t} Q \frac{F_\pi G_E}{1-t/4m^2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.25})$$

avec :

$$\left. \begin{aligned} G_M &= F_1 + F_2 \\ G_E &= F_1 + \frac{t}{4m^2} F_2 \end{aligned} \right\}$$

Facteurs de forme électromagnétique dits "de Sachs" du proton

$$F_1(0) = 1,0$$

$$F_2(0) = \mu = 1,79 = \text{moment magnétique anormal du proton}$$

Pour tenir compte de la polarisation du vide, une bonne approximation^(I. 14) consiste à multiplier l'amplitude coulombienne par un terme correctif :

$$f_c(t) \Rightarrow f_c(t) [1 + \delta_v]$$

avec :

$$\delta_v \approx \frac{\alpha}{3\pi} \left[\ln \frac{|t|}{2} - 5/3 \right] \quad \text{expression de E. Borie (I. 14)}$$

ou

$$\delta_v \approx \frac{\alpha}{3\pi} \left[\ln \frac{|t|}{4m_e^2} \right] \quad \text{expression de West-Yennie (I. 8)}$$

où m_e = masse de l'électron.

Dans la région de l'interférence, nous avons :

$$\text{et } \begin{cases} C = C_c e^{Q_i \delta} + C_H \\ B = B_c e^{Q_i \delta} + B_H \\ A_H = A_c e^{Q_i \delta} + A_H \approx A_c e^{iQ\delta} \end{cases}$$

si l'on néglige l'amplitude A_H , faible à haute énergie. Dans ce cas, l'expression (B. 13) de $d\sigma/dt$ est plus appropriée :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi p_o^2} [E_1 - E_2]$$

avec :

$$\begin{aligned} E_1 &= \left(1 - \frac{t}{4m^2}\right) |C|^2 \\ &= \frac{64\pi^2 \alpha^2 v^2}{t^2} F_\pi^2 G_E^2 (1+2\delta_v) + \left(1 - \frac{t}{4m^2}\right) |C_H|^2 \\ &\quad + \frac{16\pi\alpha Qv}{t} \left(1 - \frac{t}{4m^2}\right) F_\pi G_E (1+\delta_v) [R_e C_H + Q\delta \mathcal{J}_m C_H] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_2 &= \frac{t}{4m^2} \left(1 - \frac{t}{4m^2}\right) \left[|A|^2 - 2R_e(CA^*) \right] \\ &= \frac{t}{4m^2} \left(1 - \frac{t}{4m^2}\right) \left[\frac{64\pi^2 \alpha^2 v^2}{t^2} F_\pi^2 (1+2\delta_v) \left\{ F_2 + \frac{2G_E F_2}{1-t/4m^2} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{16\pi\alpha v}{t} Q F_\pi F_2 (1+\delta_v) (R_e C_H + Q\delta \mathcal{J}_m C_H) \right] \end{aligned}$$

En faisant la différence $E_1 - E_2$, on obtient :

Terme coulombien :

$$\begin{aligned} I_c &= \frac{64\pi^2 \alpha^2 v^2}{16\pi p_o^2 t^2} F_\pi^2 (1+2\delta_v) \left[G_E^2 - \frac{t}{4m^2} \left(1 - \frac{t}{4m^2}\right) F_2^2 - \frac{2t G_E F_2}{4m^2} \right] \\ &= \frac{4\pi\alpha^2 v^2}{p_o^2 t^2} (1+2\delta_v) F_\pi^2 \frac{(G_E^2 - t/4m^2 G_M^2)}{1-t/4m^2} \end{aligned}$$

Terme d'interférence :

$$I_i = \frac{\alpha \Omega \nu}{p_o t} (1 + \delta_\nu) F_\pi \left(G_E - \frac{t G_M}{4m^2} \right) (R_e C_H + \Omega \delta \int_m C_H)$$

Terme hadronique :

$$I_H = \frac{1}{16 \pi p_o^2} \left(1 - \frac{t}{4m^2} \right)^2 |C_H|^2$$

en posant :

$$G_E(t) = F_p(t) = \frac{G_M(t)}{G_M(o)} = \frac{G_M(t)}{\mu_p} \quad \text{où } \mu_p = 2,79 = 1 + \mu$$

et avec la paramétrisation habituelle de C_H à haute énergie :

$$C_H = p_o \sigma_t(s) (i + \rho) e^{Bt/2} \left[\frac{J(t)}{1 - t/4m^2} \right]^{1/2}$$

$$C_H \approx p_o \sigma_t(s) (i + \rho) \frac{e^{Bt/2}}{(1 - t/4m^2)^{1/2}} \quad (J(t) \approx 1 \text{ à faible } |t| \text{ et haute énergie})$$

on obtient l'expression suivante, plus complète que l'expression (I.14) du chapitre I :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = & \frac{4 \pi \alpha^2}{t} (1 + 2\delta_\nu) F_\pi^2 F_p^2 \frac{(1 - \mu_p^2 t / 4m^2)}{1 - t / 4m^2} \\ & + \frac{\alpha \Omega}{t} (1 + \delta_\nu) F_\pi F_p \left(1 - \frac{\mu_p t}{4m^2} \right) (\rho + \Omega \delta) \frac{\sigma_t e^{Bt/2}}{(1 - t/4m^2)^{1/2}} \\ & + \frac{1}{16\pi} \left(1 - \frac{t}{4m^2} \right) (1 + \rho^2) \sigma_t^2 e^{Bt} \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

APPENDICE C

FORMULAIRE MATHÉMATIQUE (RAPPEL des RELATIONS de CAUCHY)THEOREME de CAUCHY

$$1) \quad \left. \begin{array}{l} f(z) \text{ analytique dans } \mathcal{D} \subset \mathbb{C} \\ \gamma \text{ contour dans } \mathcal{D} \end{array} \right\} \quad \int_{\gamma} f(z) dz = 0 \quad (\text{C.1})$$

2) En présence de singularités isolées z_j à l'intérieur de γ

$$\int_{\gamma} f(z) dz = \tau 2\pi i \sum_j R^f(z_j) \quad (\text{C.1})$$

où $R^f(z_j)$: résidu de $f(z)$ au pôle z_j

$\tau = +1$ si γ est décrit dans le sens direct (trigonométrique)

$\tau = -1$ dans le cas contraire

FORMULE de CAUCHY

$$1) \quad \left. \begin{array}{l} z_0 \text{ intérieur à } \gamma \\ f(z) \text{ analytique à l'intérieur de } \gamma \end{array} \right\} \quad f(z_0) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{f(z)}{z - z_0} dz \quad (\text{C.2})$$

2) En présence de pôles intérieurs à γ =

$$f(z_0) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{f(z)}{z - z_0} dz - \sum_j \frac{R^f(z_j)}{z_j - z_0} \quad (\text{C.3})$$

VALEUR PRINCIPALE de CAUCHY

$$x_0 \in [-a, a] \quad \text{et} \quad e > 0$$

$$\int_{-a}^{+a} \frac{f(x)}{x - x_0 - ie} dx = \int_{-a}^{+a} \frac{f(x)}{x - x_0} dx + i\pi f(x_0) \quad (\text{C.4})$$

avec :

$$\int_{-a}^{+a} \frac{f(x)}{x - x_0} dx = \text{P} \int_{-a}^{+a} \frac{f(x)}{x - x_0} dx = \lim_{e \rightarrow 0^+} \left\{ \int_{-a}^{x_0 - e} \frac{f(x)}{x - x_0} dx + \int_{x_0 + e}^a \frac{f(x)}{x - x_0} dx \right\} \quad (\text{C.5})$$

TABLE des MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	p.	1
- Bibliographie	p.	7
<u>CHAPITRE I - FORMALISME et METHODE EXPERIMENTALE</u>	p.	9
I. Diffusion à petit angle. Interférence Coulomb-nucléaire	p.	11
II. Détection du recul dans une diffusion à petit angle	p.	21
- Bibliographie	p.	25
<u>CHAPITRE II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	p.	27
I. Présentation d'ensemble	p.	29
II. Appareillage de WA 9	p.	37
III. Electronique et logique de déclenchement	p.	62
IV. Acquisition des données	p.	73
- Bibliographie	p.	77
<u>CHAPITRE III - ANALYSE DES DONNEES et RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	p.	79
I. Organisation générale des programmes de dépouillement	p.	81
II. Analyse des événements	p.	83
III. Sections efficaces différentielles	p.	96
IV. Extraction de ρ et B	p.	104
<u>CHAPITRE IV - DISCUSSION des RESULTATS</u>	p.	107
I. Présentation de l'ensemble	p.	109
II. Les relations de dispersion sur l'avant	p.	115
III. Section efficace π^-p et amplitude de π^-p à haute énergie	p.	129
- Bibliographie	p.	153
<u>CONCLUSION</u>	p.	157
<u>APPENDICE A - CINEMATIQUE</u>	p.	161
<u>APPENDICE B - AMPLITUDES πN et QUANTITES ASSOCIEES</u>	p.	167
<u>APPENDICE C - RELATIONS DE CAUCHY</u>	p.	175

