

# PROGRAMME EXPERIMENTAL AUX ANNEAUX DE COLLISION DU C.E.R.N.

M. Vivargent

# ► To cite this version:

M. Vivargent. PROGRAMME EXPERIMENTAL AUX ANNEAUX DE COLLISION DU C.E.R.N.. Journal de Physique Colloques, 1970, 31 (C5), pp.C5-132-C5-164. 10.1051/jphyscol:1970508 . jpa-00213901

# HAL Id: jpa-00213901 https://hal.science/jpa-00213901

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

#### C5-132

# PROGRAMME EXPERIMENTAL AUX ANNEAUX DE COLLISION DU C.E.R.N.

M. Vivargent.

Institut de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences d'Orsay 91 - ORSAY (France) C.E.R.N. Division N P 1211 GENEVE (Suisse).

On procède à un examen du programme expérimental des "I.S.R." Pour chacune des lignes expérimentales, on évoque les connaissances actuelles tant pour les plus basses que pour les plus hautes énergies ainsi que les prévisions théoriques qui s'y rapportent.

The "I.S.R." experimental program is reviewed for each experimental line, actual results concerning weaker and higher energies are given with theorical predictions.

### A. PROPRIETES GENERALES DE LA MACHINE.

Les anneaux de collisions "I.S.R." (Fig.1) sont constitués par deux synchrotrons entrelacés se coupant en 8 régions (Fig.2) et alimentés par le synchrotron à protons de 28 Gev. Les caractéristiques générales sont indiquées dans le tableau 1.

circonférence totale	942.6 m
angle d'intersection	14.8°
amplitude betatronique verticale	+ 0.5 cm
amplitude betatronique horizontale	-1.0 cm
angle betatronique vertical	+ 0.4 mrad
angle betatronique horizontal	+ 0.5 mrad
dispersion en moment	2.3 cm/ $\%$
largeur en moment	2 %
moment maximum	28 GeV/c
nombre maximum de particules stockées	4.10 $^{14}$ /anneau
courant maximum	20 Amp
luminosité	$4.10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
vie moyenne de la luminosité	20 h

Tableau 1 - Caractéristiques des "I.S.R.".



Figure 1 - Schéma de l'ensemble synchrotron à protons - "I.S.R.".





 Energie dans le centre de masse (énergies égales pour les protons dans les anneaux).

$$E_{c.m} = 2 E \left( 1 - \frac{\theta^2}{8} \right)$$

- E : énergie dans chaque anneau.
- 6 : supplément de l'angle entre les deux faisceaux.
- 2/ Nombre de protons stockés par anneau :

$$N = 2.10^{16} \frac{\Delta p}{p}$$
  
Si  $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{max} = 2.10^{-2}$ ,  $N_{max} = 4.10^{14}$ 

3/ Luminosité :

$$N = \frac{C}{h_{off} \dagger g \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{N_1}{2\pi R} \cdot \frac{N_2}{2\pi R} \quad (cm^{-2} sec^{-1})$$

N<sub>1.2</sub> = nombre de protons dans les anneaux 1 et 2.

h<sub>eff</sub> : hauteur effective du faisceau

 $= \frac{\int \rho_1(z) dz \int \rho_2(z) dz}{\int \rho_1(z) p_2(z) dz}$ 

 $\rho_{1,2}(z)$  = densité des protons dans la direction verticale dans les anneaux 1 et 2.

L représente le nombre d'interactions par seconde dans une zone d'interaction pour une section efficace totale de 1 cm<sup>2</sup>.

$$L = 10^{34} \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2$$
$$L_{\text{max}} = 4.10^{30}$$

4/ Nombre d'interactions par seconde à une intersection :

 $N_{int} = \sigma_T \cdot L$ 

 $\sigma_{\rm T}$ : section efficace totale proton-proton. En prenant pour  $\sigma_{\rm T}$  une valeur raisonnable = 40 mb, N<sub>int</sub> = 1.6 10<sup>5</sup>.

5/ Fond :

a) Fond produit dans le tuyau à vide.

Il semble que la pression dans le tube à vide puisse descendre à  $10^{-10}$  Torr. Dans ce cas, le nombre d'interactions par mètre et par seconde serait ~3000. La variation de la densité des particules produites par ce fond serait en 1/d où d est la distance du faisceau. On prévoit ainsi

3.10<sup>14</sup> particules sur un détecteur de diamètre  $\phi = 1$  mètre perpendiculaire au faisceau et placé autour du tube à vide.

b) Fond produit dans la zone d'interaction.

Dans cette zone, la pression s'établirait en dessous de 10<sup>-11</sup> Torr ce qui représente un nombre d'interactions pour le gaz résiduel inférieur à 300 par mètre et par seconde.

6/ Comparaisons I.S.R./Accélérateurs.

## a) Avantages.

1- Variation de E<sub>c.m</sub> de 9 à 56 Gev correspondant pour des accélérateurs à des énergies de 40 à 1500 Gev (Fig.3)

2- Possibilité d'atteindre des grands transferts de moment :

$$t_{max} = 1470 \; (Gev/c)^{2}$$

3- Centre de masse quasiment au repos dans le cas d'énergies égales dans les anneaux.

c.m. = 
$$\beta \sin \frac{\theta}{2}$$

 $\beta$  :  $\beta$  des protons des faisceaux.

b) Inconvénients.

β

1- Luminosité très faible comparée à une cible dans un faisceau d'accélérateur.  $10^{12}$ protons/seconde sur 1 mètre de H<sup>2</sup> liquide donnent une luminosité de  $10^{36}$  (cm<sup>-2</sup>sec<sup>-1</sup>)

- 2- Fond dans le tuyau vide.
- Diffusion multiple dans le tuyau à vide.

4- Imprécision sur l'énergie dans le centre de masse due à la bande de moment acceptée par les anneaux.

$$\begin{pmatrix} \Delta E \\ E \end{pmatrix}_{c.m.} = \frac{\Delta p}{p}$$
  
Si  $\frac{\Delta p}{p} = 2.10^{-2}$ ,  $\frac{\Delta E}{E} = 2.10^{-2}$   
A 56 Gev  $\Delta E \sim 7 m_{\pi}$ 

On peut évidemment réduire  $\Delta p/p$ , ce qui réduit également la dimension du faisceau dans de la zone d'interaction mais la luminosité varie comme  $\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2$ .





5- Utilisation des zones d'interaction plus complexe que l'utilisation des faisceaux des accélérateurs à cause du danger que présente le faisceau dont l'intensité peut aller jusqu'à 20 ampères, de l'interdépendance des expériences prévues dans une zone et même de l'interdépendance des programmes expérimentaux des différentes zones (intensité,  $\Delta p/p$ , forme des faisceaux etc..).

#### B. PROGRAMME EXPERIMENTAL.

Malgré ces difficultés un programme expérimental d'une grande richesse a été mis en route pour l'utilisation des quatre zones I, II, IV et VI dans lesquelles ont été groupées des expériences compatibles et présentant des lignes expérimentales voisines (Fig.4).

I/ Mesure des Sections efficaces totales protonproton.

> α/ <u>Résultats expérimentaux</u>. 1/ E<sub>c.m.</sub> < E<sub>c.m.</sub> (I.S.R.)

La section efficace totale mesurée auprès des accélérateurs est constante à partir de E<sub>c.m</sub> = 6,35 Gev et voisine de 39 mb.

 $2/E_{c.m.} \ge E_{c.m.}$  (I.S.R.)

Les résultats obtenus en utilisant les rayons cosmiques semblent indiquer une section efficace totale  $\sigma_{\rm T} \sim 40~{\rm mb}$  [17

#### $\beta$ / Modèles théoriques.

Différents modèles théoriques basés sur les pôles de Regge ont été proposés avec des hypothèses différentes concernant la trajectoire de Pomeranchuk. V. Barger [2] supposait l'existence d'une trajectoire avec  $\alpha(0) = 1$ , N. Cabbibo et A1 [3] n'utilisaient pas de trajectoire avec  $\alpha(0) = 1$  et S. Frautschi et B. Margolis [4] supposaient des échanges multiples de la trajectoire de Pomeranchuk. La figure 5 reproduit les prédictions des différents modèles.

Les mesures des sections efficaces totales faites à Serpukov [5] ont montré d'une part : - que les sections efficaces totales

 $\sigma_T (\pi^{\pm}, p), \sigma_T (K^p), \sigma_T (K^n)$ tendaient vers une valeur constante au delà de 25 Gev.

- que les limites atteintes par  $\sigma_T(\pi^+, p)$  et  $\sigma_T(\pi^-, p)$  semblaient différentes ainsi que celles atteintes par  $\sigma_T(K^-p)$  et  $\sigma_T(K^+p)$  la limite atteinte par  $\sigma_T(K^+p)$  étant extrapolée à partir de celles obtenues à plus basse énergie.

V. Barger et A1. ont comparé leur modèle avec ces résultats et noté un désaccord flagrand pour  $\sigma_T(\pi^{\pm}p)$ ,  $\sigma_T(K^-p)$  et  $\sigma_T(K^-n)$  (Fig.6).

De nouveaux modèles ont été proposés.

a) Ceux conservant la validité du théorème de Pomeranchuk par exemple celui de V. Barger et R.J.N. Phillips utilisant des pôles de Regge et des coupures dont les paramètres sont calculés d'après les résultats expérimentaux. Les sections efficaces ont été extrapolées aux énergies plus élevées comme le montre la figure 7. On obtient pour  $\sigma_{\rm T}$ (pp) une valeur voisine de 42 mb à E<sub>c.m.</sub> = 56 Gev.

b) Ceux violant le théorème de Pomeranchuk











<u>Figure 6</u> - Comparaison théorie-expérience pour les sections efficaces totales pp, pn, pp,  $\pi^-$ p,  $\pi^-$ n,  $\pi^+$ p,  $\overline{K}$ p,  $\overline{K}$ n,  $\overline{K}$ p,  $\overline{K}$ n (V. BARGER et Al.).

[7,8] qui considèrent que les sections efficaces totales limites sont atteintes et que  $\sigma_T(+) \neq \sigma_T(-)$ quand  $S \rightarrow \infty$  où  $S = E_{c-m}^{*}$ 

# $\gamma$ / Proposition d'expérience aux I.S.R. [9-]

Mesure des sections efficaces totales  $\sigma_{T}(p,p)$  entre 20 et 56 Gev pour  $E_{c.m.}$ .

#### 1/ Principe expérimental.

On se propose de détecter les produits d'interaction en coincidence avec un système d'hodoscopes de scintillateurs couvrant une grande partie de l'angle solide. Il se compose de deux ensembles disposés symétriquement autour des tubes à vide des faisceaux en aval de la zone d'interaction (Fig. 8 et 9).

Les pertes dans l'appareillage correspondent à des angles très petits  $\theta < 8 \text{ mrad}$  (tube à vide) où très grands  $\theta > 500 \text{ mrad}$  (dimension des hodoscopes).

Celles à petits angles ( $\theta < 8 \text{ mrad}$ ) sont principalement dues aux évènements élastiques (pp  $\rightarrow$  pp), aux évènements quasi-élastiques (formation d'isobares) et à ceux dont on peut rendre compte par un modèle "boules de f<sub>éu</sub>" où l'énergie se trouve concentrée dans deux boules correspondant aux protons incidents. Pour





<u>Figure 8</u> - Vue schématique du dispositif expérimental pour la mesure  $\sigma_T$  (p p).

diamètre du tuyau à vide	canal d'interaction	section efficace Øl	perte dans le tube à vide Δσi/σi	perte à grands angles Δσi/σi	perte dans les canaux Δσi/σt	perte totale <sup>Δσ</sup> t/σt
5 cm	a) pp-pp b) pp-pN* c) très inélas- tique	9 mb 2 mb 27 mb	~ 6°/. ~ 8 °/. ~ 0	~0 ~0 ~3.5 %	~1.4 °/。 ~0.4 °/。 ~2.4 °/。	~4 %
13 cm	a) pp→pp b) pp→pN* c) très inélas- tique	9 mb 2 mb 27 mb	~ 25 °/. ~ 27 °/. ~ 0	~0 ~0 ~3.5 %	~6 °/。 ~1.4 °/。 ~2.4 °/。	~10 %

<u>Tableau 2</u> - Pertes dans l'appareillage de mesure de  $\sigma_{T}$  (p p).



<u>**Figure 9**</u> - Vue artistique des détecteurs pour l'expérience de la mesure  $\sigma_{T}$  (pp).

les évènements élastiques et quasi-élastiques, les pertes ont été évaluées à partir d'extrapolation de distributions expérimentales.

Les pertes à grands angles ( $\theta > 500 \text{ mrad}$ ) proviennent d'évènements très inélastiques. Elles ont été calculées à partir du modèle thermodynami que de Hagedorn et Ranft [10] et pour des multiplicités moyennes  $\mathbf{n} = 7$  pour chacun des "bras" de l'interaction. Des calculs ont même été faits dans le cas d'une interaction de type "boules de feu" dans lesquelles l'énergie se trouve concentrée dans une "boule de feu" au repos dans le centre de masse. Le tableau 2 résume l'évaluation de ces pertes pour deux diamètres différents du tube à vide (5 et 13 cm).

La mesure de la luminosité sera faite au moyen de deux dispositifs composés de scintillateurs et de chambres à étincelles, l'un permettant de mesurer les distributions verticales dans les faisceaux incidents  $(M_a \text{ et } M_b)$ , l'autre celle au niveau de l'interaction  $(M^\circ)$  (Fig.8).

2/ Evaluation de  $\sigma_{T}$ .

$$\sigma_T = \frac{R}{L}$$

- R = nombre d'évènements par seconde
- $L = luminosité en cm^{-2} sec^{-1}$
- $R = R_{observé} + R_{pertes}$

R <sub>pertes</sub> sera déduit des extrapolations aux petits angles et aux grands angles d'après les évènements expérimentaux.

L'erreur sur l'extrapolation sera  $\leq 25$  °/<sub>o</sub> celle sur L  $\leq 1$  °/<sub>o</sub> ce qui permet de prévoir :

$$\frac{\Delta\sigma}{T} \lesssim 3^{\circ}/. \text{ soit } \Delta\sigma_{T} \lesssim 1 \text{ mb}$$
  
si  $\sigma_{T} \sim 35 \text{ mb}$ 

# II/ Mesure des sections efficaces différentielles élastiques proton-proton.

#### $\alpha$ / Résultats expérimentaux.

La section efficace différentielle élastique peut être représentée par :

$$\frac{d\sigma}{dt} = e^{a+bt}$$

On peut distinguer 3 régions :

1/  $t < 0.2 (Gev/c)^2$ 

Les mesures dans cette région permettent d'obtenir :

a) la valeur du paramètre b.

En posant  $b = b_0 + 2 b_1 Ln \frac{s}{s_0}$ , on peut déterminer les paramètres  $b_0$ , b<sub>1</sub> et s<sub>o</sub> à partir des résultats expérimentaux, on obtient

$$b_o = 6.8^{\pm} 0.3 (Gev/c)^{-2}$$
  
 $b_1 = 0.47^{\pm} 0.09 (Gev/c)^{-2}$   
 $s_o = 1 (Gev)^2$ 

La figure 10 montre l'extrapolation à l'énergie maxima des "I.S.R." qui donne :

$$b = 14.2 \pm 1.2 \text{ (Gev/c)}^{-2} a E_{c.m.} = 56 \text{Gev}$$

b) la valeur du rapport

$$\alpha = \frac{\text{Re } A(s, o)}{\text{Im } A(s, o)}$$

A(s;o) : amplitude de diffusion A(s;t) à t=o obtenue par observation de l'interférence entre la diffusion coulombienne et la diffusion nucléaire. La figure 11 montre la variation de  $\alpha$  en fonction du moment des protons incidents.

> c) la valeur de  $\sigma_T$  d'après le théorème optique après détermination de ImA(s,o)

#### 2/ $0.2 < -t < 1.2 \, (Gev/c)^2$

Il existe un très bon accord entre les résultats expérimentaux qui donnent pour b une valeur constante aux environs de 8,5 (Gev/c)-2

 $3/1.2 (Gev/c)^2 < -t$ 

Dans cette région on note un changement de pente au voisinage de  $6(Gev/c)^{-2}$ .

#### $\beta$ / Modèles théoriques.

 $\frac{d\sigma}{dt} \quad (p.p)$ Le modèle de diffraction de L. Durand III et R Lipes [11] est basé sur les hypothèses suivantes quand  $s \rightarrow \infty$ 

1° - La diffusion élastique est purement diffractive donc Re A  $(s, o) \rightarrow o$ 

2° - L'absorption est locale et proportionnelle à la quantité de matière traversée.

Les conséquences sont les suivantes :

a) la limite de  $\frac{d\sigma}{dt}$  est celle du modèle

diffractif. b)  $\frac{d\sigma}{dt}$  doit présenter deux minima qui sont de plus en plus prononcés quand s croit et situés à  $-t \sim 1$  à 2 (Gev/c)<sup>2</sup> et  $-t \sim 5$  à 8(Gev/c)<sup>2</sup>

c) Aux énergies jusqu'à 30 Gev on devrait observer une grande partie réelle dans la région du premier minimum.

d) La polarisation devrait avoir 2 zéros dans la région du premier minimum et devrait être différente de zéro avant cette région.

e) Pour  $-t \ge 15 (\text{Gev}/c)^2$ ,  $\frac{d\sigma}{dt} \sim G_E^4$  (t) où  $G_E(t)$  est le facteur de forme électromagnétique du proton.

La figure 12 donne la comparaison des résultats expérimentaux avec les conclusions de ce modèle, les courbes B et C correspondent aux prédiction du modèle, C correspondant à la forme asymptotique, A représente la courbe  $G_{r}^{4}(t)$ .

Les modèles à la Regge tels que ceux de V. Barger [2] et de N. Cabbibo et Al [3] donnent des valeurs très différentes pour  $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{o}$ aux énergies des I.S.R. (figure 13).

Ils permettent une paramétrisation de la forme :

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right) \circ \frac{s}{s\sigma}^{2\alpha(t)-2}$$

 $\alpha(t)$  :  $\alpha(t)$  apparent

Les figures 14 et 15 montrent deux exemples de paramétrisation obtenus par C.B. Chiu et Al. [12] et W. Rarita et Al. [13]. La forme de  $\alpha$ (t) varie peu au dessus de 200 Gev correspondant à une stabilité dans la forme  $de\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)$ .  $\alpha(o)$  tend vers 1,  $donc\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{o}$  tend vers une constante.

Ces modèles conservent la validité du théorème de Pomeranchuk; ceux la violant tout en conservant l'analyticité prévoyant une variation de  $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)$ ~ (Lns)<sup>2</sup> [8]



<u>Figure 10</u> - Détermination des paramètres  $b_0$ ,  $b_1$ ,  $s_0$  de  $\frac{d \epsilon}{dt} = e^{a + bt}$ ou  $b = b_0 + 2b_1 \ln \frac{s}{s_0}$  d'après les données expérimentales et ext rapolation à plus<sup>6</sup> hautes énergies.







Figure 13 - Prédictions théoriques pour & (V. BARGER et Al., N. CABBIBO et Al.)

$$2 / \alpha = \frac{\text{Re A (s,0)}}{\text{Im A (s,0)}}$$

Le modèle de V. Barger et R.J.N. Phillips [6] qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux dans la gamme actuelle d'énergie prévoie un changment de signe de négatif à positif pour une énergie de l'ordre de 45 Gev dans le c.m.

Les modèles violant le théorème de Pomeranchuk et conservant l'analycité entraînent que :

 $|\alpha| \sim Lns$  quand  $s \rightarrow \infty$ 

### $\gamma$ / Programme aux "I.S.R.".

1/ Mesures dans la région d'interférence coulombienne entre 1,5 et 6 mrad.

Un groupe de Rome [14] mesurera  $\frac{d\sigma}{dt}$ dans la région d'interférence et pour différentes valeurs de l'énergie dans le centre de masse.

Dans cette région on peut écrire :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \int A_c + i A_{NI} (1 - i) ]^2$$

 $A_c$  = partie réelle de l'amplitude de diffusion cculombienne (en négligeant une partie imaginaire ~1 °/ $\partial$ .



Figure 14 - Prédictions théoriques pour  $\alpha$  (t) (C. B. CHIU et Al).

$$A_{c} = \frac{2e^{2}}{c \beta(t)} (1 + 8t)$$

 $t = -2p^2 (1 - \cos \theta)$ 

p : moment des protons dans les "I.S.R."

 $\boldsymbol{\theta}$  : angle de diffusion

(Le terme en 8t comprend les effets du facteur électromagnétique du proton obtenu à partir de la diffusion e - p).

$$\alpha = \frac{\text{Re A}_{\text{NI}}}{\text{Im A}_{\text{NI}}}$$

Les mesures seront effectuées dans une région comprenant l'angle  $\theta_i$  où  $A_{NI}(t) = A_C(t)$ où le signal d'interférence est maximum. Cet angle varie comme indiqué ci-dessous :

E <sub>c.m.</sub>	θί
50 Gev	1.8 mR
30 Gev	3.0 mR
<b>1</b> 0 Gev	4.5 mR

et comme le montre la figure 16.

La difficulté croît avec l'énergie croissante pour deux raisons :

- l'angle  $\theta$  diminue

-  $|\alpha|$  peut continuer à décroître

#### Dispositif expérimental :

Les protons diffusés symétriquement verticalement sont détectés en coincidence dans des éléments de matrices de scintillateurs placés symétriquement au-dessous du faisceau dans des puits du tube à vide situés avant et après l'aimant F dans les faisceau après la zone d'interaction (Fig.17).

La diffusion verticale est retenue pour la taille réduite du faisceau dans le plan vertical, le fond moins important que dans le plan horizontal, la stabilité verticale du faisceau.

Les détecteurs sont constitués de scintillateurs dont chaque élément a les caractéristiques suivantes :

Δ	Ω			= 6.10-	7 sterad
θ	mi	n.		= <b>1.</b> 5 m	nrad
Δ	θ	(angle	zénithal)	= 0,31	mrad
Δ	ø	(angle	azimuthal)	= <b>±</b> 15	0

En utilisant les coıncidences diagonales par rapport à la zone d'interaction  $\sigma_{\rm T}$  peut être mesurée avec une précision de 1.0 mb et b avec une précision de 1.3 (Gev/c)<sup>2</sup> en 7 minutes à luminosité maxima.

Si la luminosité est réduite à 1/16 de la valeur maxima on peut, en 7 heures, déterminer :

$$\sigma_{T}$$
 : à ± 2 °/<sub>o</sub>  
b : à ± 0.5 (Gev/c)<sup>-2</sup>  
 $\alpha$  : à ± 0.05

2/ Mesure de la diffusion élastique au-delà de l'interférence coulombienne (3,5 à 120 mrad) [15].

Dispositif expérimental.

Les protons diffusés élastiquement sont détectés dans deux systèmes symétriques audessus et au-dessous des faisceaux (figure 17); chacun d'eux comprend :

- -1 aimant à septum
- des chambres proportionnelles
- des scintillateurs de déclenchement
- un dispositif d'anticoincidence autour de la zone d'interaction qui éliminera une partie des évènements inélastiques.

Pour chaque proton diffusé b sera déterminé avec une précision supérieure à 4  $^{o}/_{oo}$ et le point d'interaction sera déterminé avec une précision transversale de 1 mm. On s'assurera de la colinéarité des trajectoires dans le centre de masse.

Les expériences de mesures de sections efficaces totales et de mesure de sections efficaces différentielles élastiques sont prévues actuellement pour la zone VI d'interaction.

- III/ <u>Production des particules dans les collisions</u> <u>PP</u>.
  - $\alpha$ / Résultats expérimentaux.

1/ Auprès des Accélérateurs.

Des mesures extensives ont été faites concernant  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$  pour les  $\pi^{\pm}, k^{\pm}, p, \bar{p}$ 

la production des isobares et également des recherches plus sophistiquées concernant le boson intermédiaire [16] et les quarks [17].

2/ Rayons cosmiquesa) Etude des spectres :

Les caractéristiques suivantes ont été observées par les spectres des particules chargées.

1/ la multiplicité est proportionnelle
 à lnE où E est l'énergie de la particule incidente.

2/ pour une même énergie les multicités sont distribuées suivant une loi de Poisson.

3/ la distribution des moments transversaux  $p_T$  est représentée par :

$$N(p_T) dp_T \sim p_T e^{-p_T/0.15} dp_T$$

 $<\!\!p_T\!\!>$  varie de 0.4 Gev/c à 0.8 Gev/c entre 10 Gev et 10 $^5$  Gev.



 $\frac{\text{Figure 15}}{\alpha} - \frac{\text{Prédictions théoriques pour}}{\alpha}$  (t) (W. RARITA et AI).



<u>Figure 16</u> - Contributions à  $\frac{d\sigma}{dA}$  de la diffusion coulombienne et de la diffusion nucléaire pour  $\theta \le 25$  mrad.

4/ pour E > 1000 Gev on observe deux maxima dans la distribution angulaire dans le centre de masse qui indiquent un processus de "boules de feu". Cependant, au-dessous de 1000 Gev L. Jones n'a pas besoin de recourir à ce processus pour expliquer les distributions longitudinales qui peuvent être décrites par : r183

$$N_{pL}dp_{L} = \frac{1}{p^{2} + k^{2}} dp_{L}$$

### b) Distributions des $\mu$

Keuffel et Al. [19] ont observé une déviation maxima de la distribution en sec  $\theta$ (angle azimuthal) vers 2500 Gev et une décroissance de cet effect à des énergies plus élevées. Ces résultats sont en désaccord avec ceux de M.R. Krishnaswamy et Al. [20].





c) Recherche des quarks.

Les quarks ont été recherchés dans les gerbes cosmiques par des techniques susceptibles de mesurer l'ionisation produite par les particules. Des mesures faites à la chambre de Wilson ont donné 5 candidats [21] d'autres à la chambre à bulle 1 candidat [22]. Les experts de ces techniques sont pour le moins sceptiques [18, 23].

### $\beta$ / Modèles théoriques de production

#### 1/ Formule empirique

Les probabilités pour les impulsions longitudinale et transverse  $\overline{p_T}$  et  $\overline{p_L}$  dans le centre de masse sont découplées et la probabilité globale s'écrit :

 $f(\overline{p}_T)$ : loi de Boltzman.

 $\rho(\textbf{p}_T)$  : forme suggérée par les résultats expérimentaux.

On obtient dans le laboratoire :  $\frac{d^{2}\sigma}{d\Omega dp} = \frac{n}{2} \frac{Z p^{2}}{\langle p_{T} \rangle^{2} \langle p \rangle} e^{-\frac{p}{\langle p \rangle}} \cdot \frac{2p_{T}}{\langle p_{T} \rangle}$ 

n : multiplicité effective des particules considérées : valeur moyenne de l'impulsion secondaire <p\_T> : valeur moyenne de l'impulsion transversale, <p\_T> $^{\sim}$  0.36 GeV/c jusqu'à E<sub>c.m</sub> ~ 7 GeV

#### Validité :

- surtout pour les particules légères les  $\pi$  en particulier.

pour les particules secondaires avec
 p > 2 GeV/c produites entre 50 et 350 mrad.

#### 2/ Modèles théoriques

a) Modèles multipériphériques.

Ce sont les modèles multi-Regge et multiéchange de  $\pi$  caractérisés par l'absence de grands transferts dans la chaîne du diagramme ci-dessous.

Tous ces modèles ont en commun les points suivants [24] :

- multiplicité en  $Lns(s = E^2_{c.m.})$ 

- distribution en Loi de Poisson des multiplicités.

- Le nombre d'éléments de la chaîne du diagramme augmente avec le moment longitudinal.

- Les particules émises à un point de la chaîne ne montrent pas de corrélation avec celles émises à un point éloigné (courte portée).



- La section efficace totale a un comportement à la Regge.

b) Modèle Thermodynamique [10]

Il se caractérise par :

- une température maxima T<sub>o</sub> dans le volume d'interaction.

- Une section efficace totale pour la production de particules <u>stables</u> de masse M .

$$\sigma_{\rm M} \sim e^{-{\rm M}/{\rm T}_{\rm o}}$$
  ${\rm T}_{\rm o} = 160 {\rm MeV}$ 

(très bien vérifié dans la production de He<sup>3</sup> [25])

- Une densité des particules instables de masse entre m et m + dm

$$\rho(m) dm = \frac{c}{(m_0^2 + m^2)^{5/4}} e^{m/T} o dm$$

- une multiplicité N=(0.5 à 1.2)  $Ln(\frac{s(MeV)^2}{860})$ 

- Une distribution de Poisson des multiplicités.

- $\dot{\gamma}$  / Programme expérimental aux I.S.R.
- 1/ Production des particules stables jusqu'à 150 mrad [26]

a) Dispositif expérimental :

Le faisceau des particules secondaires issues de la zone d'interaction est défléchi verticalement au moyen de deux aimants à septum placés au-dessus d'un faisceau. Cette déflection présente les avantages suivants :

- Faible dimension de la source dans le plan vertical.

- Pas d'interférence avec le premier aimant de la machine

- Rapport bons événements sur fond 2 fois

plus grand que dans le plan horizontal.

L'analyse du faisceau de particules secondaires est réalisée au moyen d'un spectromètre (Fig. 18) pouvant tourner autour d'un axe vertical, tives pour différentes particules. Le fond est presque toujours inférieur à 5 %.

Le groupe réalisant cette expérience à l'intention de travailler avec des faisceaux d'énergies



Figure 18 - Schéma du dispositif expérimental pour la mesure de la production des particules jusqu'à 150 mrad.

comprenant outre les 2 aimants à septum et dans l'ordre :

- 2 quadrupoles (L = 1,5 m,  $\varphi$  = 20 cm)

- 3 aimants standard (2m)

- 2 quadrupoles (L =  $2m, \varphi = 20 \text{ cm}$ )

- des chambres à étincelles et des scintillateurs.

L'identification des particules est réalisée soit par temps de vol pour p < 2 GeV/c, soit au moyen de Čerenkov à seuil pour p > 2 GeV/c.

Les performances de ce spectromètre seront les suivantes :

angle solide : 0.1 mstr.

bande de moment :  $\pm$  10 %

résolution en moment;  $\pm 0.2$  % (avec le système chambre à étincelles + compteurs).

b) Taux de comptage

1) Interactions faisceau-faisceau

Elles ont été calculées d'après le modèle de Hagedorn et Ranft [10] adapté par S. Anderson et C. Daum.

2) Interactions faisceau-gaz résiduel

Le taux a été estimé pour un vide de  $10^{-9}$ Torr dans le tube à vide et de  $10^{-11}$  Torr pour la zone d'interaction.

Le tableau 3 donne les contributions respec-

inégales pour atteindre des valeurs de T plus petites pour la même E<sub>c.m.</sub> (figure 19).

2/ Production des particules stables entre 75 et 350 mrad [27]

Cette expérience est la continuation des expériences faites à Argonne à 12,5 GeV/c [28] dans lesquelles ont été mesurées des distributions en  $p_L$  pour  $p_T$  donné = 0.6 GeV/c ( $p_L$  et  $p_T$ dans le c.m.) pour  $\pi^{\pm}$ , K<sup>±</sup> (figure 20), et qui ont fait apparaître l'existence d'une interaction de types "boules de feu", celles-ci apparaissant liées aux deux protons interagissant.

Aux "I.S.R.", on a les avantages suivants : - séparation des "boules de feu" se formant autour des particules incidentes.

- énergie grande par rapport aux masses des particules ce qui permet une étude des facteurs de forme moins biaisée par les seuils de production.

p (GeV/c)			20			15			10			5			2.5			0.25	
<sup>ŷ</sup> prod mrad		bb	bg	bg/bb %	bb	bg	bg <b>/bb</b> %	bb	bg	bg/bb %	bb	bg	bg/bb %	bb	bg	bg/bb %	Ър	bg	bg/bb %
25	# <sup>+</sup>	1.8+4	3.4+2	1.9	3.3+5	7.4+3	2.3	7.8+5	2.0+4	2.5	7.2+5	1.5+4	2.1	4.0+5	6.2+3	1.6	8.4+3	1.0+2	1,1
150		5.2-5	-	-	1.2+0	6.0-3	0.5	1.8+3	2.5+1	1.4	7.2+4	9.0+2	1.3	2 <b>.0+5</b>	2.7+3	1.3	3.4+3	5.2+1	0.6
25	к+	2.7+3	1.7+1	0.6	2,9+4	4.8+2	1.6	1.0+5	1.8+3	1.8	1.0+5	2.0+3	2.0	6 <b>.0+4</b>	9.0+2	1.5	6.6+2	1.0+0	1.4
150		4.0-4	-	-	1,8+0	6.6-3	0.4	3.6+2	4.0+0	1.1	1.6+4	1.9+2	1.1	4.0+4	3.4+2	0.9	6.6+2	4.01	0.06
25	p	2.4+6	9.0+4	3.7	2.1+6	6.2+4	3.0	8.4+5	2.3+4	2.7	7.8+4	3.0+3	3.9	8.4+3	6.7+2	7.9	1,2+1	1.4+1	117.0
150		9.0-1	-	-	7.8+1	1.9+0	2.4	2.8+3	7.8+1	2.8	1.4+4	6.0+2	4.3	6.0+3	4.4+2	7.4	1.2+1	7.2+0	60.0
25	<b>T</b>	5.0+3	4.4+1	0.9	7.8+4	1.0+3	1.2	2.4+5	2.6+3	1.1	4.1+5	2.3+3	0.6	3.4+5	1.2+3	0.3	9.0+3	1.8+1	0.2
150		2.1-5	-	-	4.8+0	7.2-4	0.02	9.0+2	3•4+0	0.4	5,2+4	1.4+2	2.7	1.6+5	4.4+2	0.3	9 <b>.0</b> +3	1.0+1	0.1
25	ĸ	4.8+1	1.5+0	3.1	1.0+3	4.4+1	4.4	7.2+3	2.5+2	3.5	4.1+4	5.7+2	1.4	6.6+4	3.3+2	0.5	1.1+3	1.3-1	0 <b>.01</b>
150		2.0-4	-	-	1.2+0	2.5-4	0.02	1.8+2	1,1+0	0.6	1.2+4	6.6+1	0.6	4.6+4	1.4+2	0.3	1.1+3	4.9-2	4.0-3
25	p	3.0+0	3.7-2	1.2	1.8+2	7.3+0	4.1	1.4+3	4.4+1	3.1	7.2+3	5.1+1	0.7	1.0+4	1.4+1	0.1	4.5+1	1.4-6	3.0-4
150		7.8-6	· _	- '	6.0-1	1.6-4	0.03	6.0+1	2.5-1	0.4	2.7+3	7 <b>.2+0</b>	0.3	7.2+3	7.2+0	0.1	4.5+1	-	-

Tableau 3



<u>Figure 19</u> - Limites inférieures de t<sub>min</sub> pour des faisceaux d'énergies égales et inégales dans les "I.S.R." pour  $\theta_{lab}$  30 mrad.



<u>Figure 20</u> -  $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}\right)_c$  en fonction de P<sub>L</sub> pour P<sub>T</sub> = 0,4 GeV/c des K<sup>±</sup>,  $\pi^{\pm}$ dans les collisions pp à 12,5 GeV/c.

a) Dispositif expérimental (Figure 21)

C'est une extrapolation de l'appareil utilisé à Argonne il se compose d'un spectromètre comprenant :

Un aimant à septum B<sub>1</sub>

Deux aimants classiques  $B_2$  et  $B_3$ 

Des scintillateurs  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  définissant  $\Delta\Omega$  et, avec  $S_4$ ,  $S_5$ ,  $\Delta P$ .

L'identification des particules est obtenue à partir de 3 compteurs Čerenkov à seuil  $\check{C}_1$ ,  $\check{C}_2$ ,  $\check{C}_3$ . Les caractéristiques du spectromètre sont les suivantes :

 $\Delta\Omega = 0.1 \text{ mst.}$ bande de moment  $\Delta p/p = 5 \circ/_{\circ}$ résolution en moment =  $\pm 2 \circ/_{\circ}$ 

#### b) Taux de comptage

Pour L = L<sub>max</sub> et pour les  $\pi$  au maximum d'intensité dans le spectre vers 4 GeV/c on obtiendrait 3000 événements en 10 h et 100 événements aux extrêmités du spectre.



Figure 21 - Dispositif expérimental pour la mesure de la production des particules entre 75 et 350 mrad.

c) Programme expérimental

Le programme initial comportant une étude de distribution de  $p_L$  pour  $p_T = 0.4$ ; 0.6; 0.8; 1.0; 1.2 GeV/c pour les  $\pi^-$  qui correspondraient à environ 140 heures de machine.

Ce programme pourrait s'étendre aux  $\pi^+$ ,  $K^{\pm}$  et demanderait un total de 1100 heures de machine.

3/ Production à grands angles

A - Proposition scandinave [29]a) Dispositif expérimental (figure 22)

Il comprenait essentiellement :

- un aimant de très grande ouverture entourant complètement la zone d'interaction.

- 4 chambres à étincelles parallèles au champ magnétique.

- 3 hodoscopes de compteurs S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub>, S<sub>3</sub>.

- Un ensemble de chambres à étincelles à parcours dans la culasse de l'aimant.

- 1 télescope à muons.

b) Détermination du moment des particules et identification

Le moment des particules est déterminé à

partir des informations fournies par les 4 chambres à étincelles placées dans le champ magnétique. L'identification se fait par temps de vol entre  $S_1$ et  $S_2$  et en utilisant les renseignements fournis par les chambres à parcours (50-100 g/cm<sup>2</sup>).  $S_3$ est utilisé pour définir si la particule s'arrête dans les chambres à parcours soit :

- par désintégration (K<sup>+</sup>...)

- par interaction spécifique ( $\overline{p}, \overline{d} \dots$ )

c) Programme expérimental

Etude de la production des particules à vie longue  $\mu$ , K, p,  $\overline{p}$  et des neutres qui se désintègrent en deux autres particules K°,  $\rho^{\circ}$ ,  $\phi^{\circ}$ , f°, N<sup>\*</sup>°, N<sup>\*++</sup>;  $\Lambda^{\circ}$ .

Cette étude des particules produites se fera entre 300 et 1600 mrad, leur énergie cinétique moyenne étant de 300 MeV et leur moment < 1 GeV/c. L'étude de la production des  $\mu$  jusqu'à 5 GeV/c est également envisagée.

# B - Proposition Britannique [30]

Cette proposition concerne la recherche des µ de grands moments transverses qui pourraient



Figure 22 - Dispositif expérimental pour la production à grands angles (proposition scandinave).

être entr'autres associés à la production de W (boson intermédiaire). La limite actuelle pour la production de W est [16]:

$$\sigma_{\rm m}B < 2.10^{-34} \text{ cm}^2$$
 (99 % de confiance)

pour  $2.5 < m_w < 6.0 \text{ GeV}$ 

 $\sigma_{\rm w}$  = section efficace de production

B = rapport d'embranchement  $\mu + \nu$ 

Si  $m_W < 10$  GeV les  $\mu$  de grands moments transversaux peuvent également provenir des  $\gamma$ virtuels [31].

a) Dispositif expérimental proposé (fig. 23)

Il se composait de deux parties de part et d'autre de la zone d'interaction. Comprenant d'une part :

- Un détecteur de  $\mu\,$  à grand angle solide comportant :

- 1 absorbant de tungstène de 30 cm d'épaisseur placé contre la zone d'interaction

- 1 dispositif de chambre à étincelles optique
 (2 x 2 m) alternant avec des plaques d'acier
 magnétisé (épaisseur : 1 mm).

Cet ensemble avait les caractéristiques suivantes :

 $20^{\circ} < \theta < 160^{\circ}$  (angle zénithal)  $\Delta \varphi = \pm 45^{\circ}$  (angle azimuthal) Précision en moment  $\Delta p/p = \pm 20^{\circ}/_{\circ}$ .

Le déclenchement des chambres à étincelles ne serait autorisé que pour p > 2 GeV/c et on aurait en moyenne une photographie par minute. D'autre part :

Un spectromètre pour les K et les  $\pi$  comprenant comme l'indique la figure 23 :

- un aimant de 1 mètre ( $1 \times h = 200 \times 16 \text{ cm}$ )
- des hodoscopes de compteurs
- 2 compteurs Čerenkov déplaçables pour



<u>Figure 23</u> - Dispositif expérimental pour la production à grands angles (proposition britannique).

mesurer dans tout l'angle solide, permettant d'identifier les particules.

Pour cet ensemble :  $\Delta\Omega = 3.10^{-2} \text{ st}$  $\Delta p/p = \pm 2 \text{ %} a 5 \text{ GeV/c}$ .

b) Taux de  $\mu$ 

1 -  $\mu$  provenant des K et  $\pi$ 

On s'attend à  $1 \mu$  / heure pour les  $\mu$  provenant des désintégrations des K et  $\pi$  pour lesquelles le spectre descend très rapidement comme l'indique la figure 24.

 $2 - \mu$  provenant d'hypothétiques W Les calculs ont été faits à partir de 3 modèles différents dans l'hypothèse B = 1 comme l'indique le tableau IV.

Si 
$$M_W \gtrsim 5 \text{ GeV}$$
  
 $\sigma_W B \gtrsim 10^{-34} \text{ cm}^2$ 

Il ne devrait pas y avoir de problèmes de taux de comptage (figure 25).

c) Programme expérimental

1 - Etude du spectre des  $\,\mu\,\,$  en particulier de grands moments.

2 - Etude des paires de  $\mu$  d'une part pour soustraire le fond de 1-et d'autre part pour étudier la production de  $\gamma$  virtuels de grands moments.

3 - Etude des spectres  $\pi^{\pm}$ ,  $K^{\pm}$  de grands moments pour en déduire le spectre des  $\mu$ et observer les possibles désintégrations de W en paires de hadrons en particulier de W°.





Le dispositif final pour l'étude de la production à grands angles qui doit être installé dans la région II dérive des deux propositions comme la montre la figure 26. Il comporte :

- 1 spectromètre à particules chargées utilisant des techniques de temps de vol et des compteurs Cerenkov pour identifier les particules et ayant les caractéristiques suivantes :

> angles zénithal :  $300 < \theta < 1.570$  mrad résolution en moment  $\Delta p/p = \pm 2$  %  $p \le 5 \text{ GeV/c}$

- 1 détecteur de  $\mu$  à grands angles utilisant des plaques d'acier magnétisé et des chambres à étincelles avec les caractéristiques suivantes :

 $\Delta \Omega = 1/5 \text{ de } 2 \pi$ résolution en moment  $\Delta p/p = \pm 16 \circ/\circ$ 



C-Etude des interactions dans lesquelles des  $\gamma$  et des électrons sont émis avec des grands transferts de moment [32]

a) Programme expérimental

- Mesure du spectre des  $\gamma$  de grands transferts de moment pour déterminer le fond d'électrons et recueillir des informations sur le spectre des  $\pi^{\circ}$  pouvant provenir de désintégrations telles que  $W^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^{\circ}$ .

- Mesure du spectre d'électrons célibataires pouvant provenir des désintégrations telles que  $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + v_{\rho}$ 

- Mesure des paires d'électrons pouvant provenir des matérialisations de  $\gamma$  de désintégrations des  $\pi^{\circ}$ , de  $\gamma$  virtuels de très hautes énergies, de désintégration de mésons virtuels de grande masse ou de W°  $\rightarrow$  e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>.

Les spectres en moment des  $\gamma$  et des électrons célibataires décroissent exponentiellement et toute variation significative de la pente serait de la plus haute importance. Ils doivent évidemment être corrigés de la contribution des paires non détectées.

Mode1	™ <sub>₩</sub> GeV	Assumed <sup>o</sup> W	Counts/hour for $p_T \ge 2.5$
$p + p \rightarrow p + n + W^{+}$	5	10 <sup>-32</sup>	11
and $p_W$ distance as	10	**	31
pinuse space	20	tt	36
"Thermodynamic"	5	11	16
	10	ff	33
· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	20	11	39
Double peripheral model	5	calculated $\sigma_W$ 2 × 10 <sup>-34</sup>	0.6
	10	$1.4 \times 10^{-35}$	0.06
	20	$1.4 \times 10^{-36}$	0.006
Contribution from decay of $K^+$ and $\pi^+$	-	-	0.6

# <u>Assumptions</u>: $L = 4 \times 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \sigma_T = 40 \text{ mb}$ B = 1

### <u>Tableau 4</u>

b) Dispositif expérimental (figure 27)

Il est composé de deux parties symétriques comprenant :

- des chambres proportionnelles (entre lesquelles on place des plaques de plomb pour détecter les  $\gamma$ ).

- Un compteur Čerenkov à seuil.
- Un aimant.
- Des chambres à gerbes.

Cet appareillage fournirait pour les électrons une résolution  $\Delta p/p \sim 4 \ge 6$  %, pour  $1.5 \le p_e \le 4.0$  GeV/c et dans le cas de paires d'électrons une résolution  $\frac{\Delta m}{m} \sim 3.5$  %. Les chambres à gerbes seules donnent pour un électron une résolution de 15 %. Il permettrait la mesure d'une section efficace descendant jusqu'à  $\sigma \sim 10^{-34} \text{ cm}^2$  et t ~ 100 heures. L'angle solide étant égal à 2 x  $\frac{\pi}{2}$  stérad.

D- Etude de la production de dileptons
[33]

a) Programme expérimental

Etude des interactions du type :

 $p + p \rightarrow \Gamma + e^+ + e^-$ 

 $\Gamma$ : combinaisons de hadrons avec détermination de la masse  $m_{e^+e^-}$  avec une précision de ±3 %, pour 10 <  $m_{e^+e^-}$  < 60 GeV<sup>2</sup>.

Le but est :



 $\underline{Figure 26} - Schéma du dispositif expérimental pour la me sure de la production$ à grands angles.

1) La recherche de mésons vectoriels lourds pour lesquels on peut prévoir des rapports d'embranchement  $\gtrsim 10^{-3}$ .

2) La recherche W° dont le mode e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> peut constituer une part importante de la désintégration.

b) Dispositif expérimental (Figure 28)

Il comprend :

- des chambres proportionnelles

- des compteurs Čerenkov à seuil pour éliminer les  $\pi$ 

- des compteurs Čerenkov à verre au plomb pour déterminer l'énergie des électrons. Ilspermettent de mesurer la masse  $m_{e^+e^-}$  avec une résolution de  $\pm 3$  % et d'introduire un seuil dans le déclenchement sur le moment des électrons.

- Une anticoincidence après une couche de plomb derrière les compteurs Čerenkov à verre au plomb pour éliminer les  $\pi$ .

Pour cet ensemble

$$\Delta \theta = 120^{\circ}$$
$$\Delta \mathbf{n} = 1/5 \text{ de } 4\pi$$

c) Sensibilité de l'expérience

Si 20 événements en dehors de la courbe normale constituent un signal il faut 100 heures pour mesurer une valeur de :

$$\sigma B = 4.10^{-34} \text{ cm}^2$$

 $\sigma$  : section efficace pour la production du W °

B : rapport d'embranchement pour la désintégration en  $e^+e^-$ .

Ces deux expériences C et D sont projetées pour la zone d'interaction I et le dispositif initial est montré sur la figure 29. Dans cette zone auront lieu également des expériences utilisant des émulsions [34].

> E - Mesure de la production des N<sup>\*</sup> C'est le plus important processus quasi



Figure 27 - Dispositif expérimental pour l'étude de la production des **3** et des électrons à grands transferts de moment. (collaboration SACLAY-STRASBOURG).

deux corps dans l'interaction p-p. On doit distinguer :

1/L'excitation des états I = 1/2 avec parité naturelle  $\Delta p = (-1)^{\Delta J}$  (diffraction dissociative).

La compilation des sections efficaces :

$$pp \rightarrow pp \pi^{\circ} (1)$$
  
 $pp \rightarrow pn \pi^{+} (2)$ 

Montre que le rapport  $\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \rightarrow 2$  (figure 30) quand le moment p du proton incident croît. Si l'on remarque que 2 est le rapport donné par les coefficients de Clebsch-Gordon pour les isobares l = 1/2 on en conclut que la contribution des échanges d'isospin  $\neq 0$  décroît avec p.

A petits transferts de moment, si l'on écrit :

 $\frac{d\sigma}{dt} = A e^{bt}$ 

b dépend fortement de la masse de l'isobare et décroft avec la masse croissante de N<sup>\*</sup> pour |t| petit. Ceci est d'ailleurs vrai à 30 GeV pour la réaction [35].  $p + p \rightarrow p + M$  (3) pour 0.076 <  $|t| < 0.156 (GeV/c)^2$  on observe une rapide décroissance de b avec M; pour 0.376 <  $|t| < 0.711 (GeV/c)^2$  b à une valeur constante voisine de celle de la diffusion élastique.

A grands transferts de moment (figure 31 et 32) les pentes des réactions de diffraction dissociative sont identiques et voisines de celle de la diffusion élastique. Cette pente ne dépend donc que de l'isospin échangé et indiquerait que dans la réaction (3) l'isospin échangé est également nul.

2/ L'excitation des isobares d'isospin I =  $\frac{3}{2}$  ne peut se faire que par un échange d'isospin :

$$p + p \rightarrow n + \Delta^{++} \quad (4)$$

La section efficace pour ce processus se comporte comme  $p_L^{-2}$  où  $p_L$  est le moment dans le laboratoire du proton incident (figure 33).

Cette décroissance prévue dans l'échange d'un pole de Regge

$$\sigma_{\rm T} \sim P_{\rm L}^{2(\alpha(t)-1)}$$

montre que a(t) = 0, ce qui caractérise l'échange d'un  $\pi$ .

En extrapolant à 50 GeV la section efficace quasi-deux corps  $\sigma = a/p^n$  et utilisant la compilation de Morrison (figure 34) on s'aperçoit que les seuls isobares largement dominant seront des isobares avec I = 1/2.

Deux expériences ont été projetées :

- L'une n'utilise pas d'aimant d'analyse [36]

 $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$ 

On détecte la direction des particules secondaires et l'on dispose d'une seule contrainte pour éliminer le fond. M. VIVARGENT



<u>Figure 28</u> - Dispositif expérimental pour l'étude de la production des dileptons (BROOKHAVEN-CERN-COLUMBIA).



<u>Figure 29</u> - Dispositif expérimental pour l'étude des  $\gamma$  et des leptons de grands transferts de moments.





L'autre [37] utilise l'aimant S.F.M. (Split Field Magnet) (Figure 35) dans lequel on mettra des chambres proportionnelles. Les moments des particules chargées seront mesurés ainsi que la direction des neutrons. Trois contraintes permettront un bon rejet du fond. L'investigation sera faite pour une large bande de masses invariantes  $(n\pi^+)$  et  $(p\pi^+)$  et une large bande de transferts de moment.



Figure 31 - Sections efficaces  $\frac{d\sigma}{dt}$  pour  $pp \rightarrow pN^*$  (1512) et diffusions élastiques  $\frac{d\sigma}{dt}$  (pp).

Même avec une décroissance continue en  $p_L^{-2}$  on s'attend à 0,2 évènement/seconde pour  $N_{1236}^*$ 

L'aimant S.F.M. placé à l'intersection IV sera une facilité pouvant être utilisée par les physiciens pour l'étude d'interactions à hautes multiplicités. Cela pourra se faire lorsque le système de détecteur approprié actuellement en cours d'étude aura été installé dans cet aimant qui sera lui-même opérationnel vers le milieu de 1972.



<u>Figure 32</u> - Sections efficaces  $\frac{d\sigma}{dt}$  pour pp  $\rightarrow pN^*$  (1688) et diffusions élastiques  $\frac{d\sigma}{dt}$  (pp)

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] N. KOSHIBA, Rapporteur à la 10ème Conférence Internationale sur les rayons cosmiques, CALGARY (1968).
- [2] V. BARGER, Proc. Topical Conference on High-Energy Collisions of Hadrons, CERN 68-7.
- [3] N. CABBIBO, L. HORWITZ, J.J. KOKKEDEE, Y. NE'EMAN, Nuovo Cimento <u>45A</u>, 275 (1966).
- [4] S. FRAUTSCHI, B. MARGOLIS, Nuovo Cimento <u>46A</u>, 1155 (1968).
- [5] L.M. VASILJEV, Yu. P. GORIN, S.P. DENISOV, Yu.P. DMITREVSKI, S.V. DONSKOV, Yu.M. MELNIK, A.I. PETRUKHIN, Yu.D. PROKOSHKIN, V.S. SELEZNEV, D.A. STOYANOVA, R.S. SHUVALOV, A publier dans les Comptes Rendus de la Conférence de KIEV.



<u>Figure 33</u> - Section efficace  $\sigma$  (pp  $\rightarrow n^{\Delta^{++}}$ ) en fonction du moment du proton incident.

- [6] V. BARGER, R.J.N. PHILLIPS, Phys. Rev. Letters <u>24</u>, 291 (1970).
- [7] J. FINKELSTEIN, Phys. Rev. Letters <u>24</u>, 172 (1970).
- [8] R.C. CASELLA, Phys. Rev. Letters <u>24</u>, 1963 (1970).
- [9] G. BELLETINI, P.L. BRACCINI, C. BRADASCHIA, R.R. CASTALDI, C. CERRI, T. del PRETE, L. FOÀ, A. MENZIONE, G. SANGUINETTI, Rapport CERN/ISRC/69-12.
- [10] R. HAGEDORN, J. RANFT, Supplemento del Nuovo Cimento <u>6</u>, 169 (1968).
- [11] L. DURAND III, R. LIPES, Phys. Rev. Letters <u>20</u>, 637 (1968).
- [12] C.B. CHIU, S.Y. CHU, L.L. WANG, Phys. Rev. <u>161</u>, 1563 (1967).
- [13] W. RARITA, R.J. RIDDEL, Jr. C.B. CHIU, R.J.N. PHILLIPS, Rapport UCRL 17523 (1967).



Valeurs expérimentales du paramètre n de  $\sigma = a/p^n$ section Figure 34 efficace de la réaction quasi-deux corps pour différentes particules échangées.

- [14] U. AMALDI, Jr. R. BIANCOSTELLI, G. BOSIO, G. MATTHIAE, P. STROLIN, Rapport CERN ISRC/69-20.
- [15] P. DARRIULAT, C. RUBBIA, P. STROLIN, K. TITTEL, G. DIAMBRINI, I. GIANNINI, P. OTTONELLO, A. SANTRONI, G. SETTE, V. BISI, A. GERMAK, G. GROSSO, V. DINDERGE (C. 10) M.I. FERRERO, Rapport CERN/ISRC/69-19.
- [16] R. BURNS, G. DANBY, E. HYMAN, L.M. LEDERMAN, W. LEE, J. RETTBERG,
  - LEDERMAN, W. LEE, J. REIIBERG, J. SUNDERLAND, Phys. Rev. Letters <u>15</u>, 830 (1965). R.C. LAMB, R.A. LUNDY, T.B. NOVEY, D.D. YONAVITCH, M.L. GOOD, M.W. PETERS, A. SUBRANANIAN, Phys. Rev. Letters <u>15</u>, 000 (10(1)) 800 (1965).
- [17] G.V. ALLABY, G. BIANCHINI, A.N. DIDDENS, R.W. ROBINSON, R.W. HARTUNG, E. GYGI, A. KLOVNING, D.H. MILLER, E.J. SACHARIDIS, K. SCHLÜPMANN, F. SCHNEIDER, C.A. STAHLBRANDT, A.M. WETHERELL, Nuovo Cimento <u>64A</u>, 75 (1969).

- [18] L.W. JONES, Proc. of the International Conference on Expectations for Particle Reactions at the New Accelerators, MADISON (1970).
- [19] KEUFFEL et al., IIème Conférence Internationale sur les Rayons Cosmiques, BUDAPEST (1969).
- [20] M.R. KRISHNASWAMY, M.G.K. MENON, V.S. NARASIMHAM, S. KAWAKAMI, S. KINO, S. MIYAKE, Phys. Letters <u>27B</u>, 535 (1968).
- [21] I. CAIRNS, C.B.A. Mc. CUSKER, L.S. PEAK, R.L.S. WOOLCOTT, Phys. Rev. <u>186</u>, 1394 (1969).
- [22] W.T. CHU, YOUNG S.KIM, W.J. BEAM, NOWHAN KWAK, Phys. Rev. Letters 24, 917, 1210 (E) (1970).
- [23] W.W.M. ALLISON, M. DERRICK, G.P. HUNT, J.D. SIMPSON, I.VOYVODIC, Phys. Rev. Letters 25, 550 (1970).



Figure 35 - Aimant S. F. M.

- [24] W.R. FRAZER, Proc. of the International Conference on Expectations for Particle Reactions at the New Accelerator, MADISON (1970).
- [25] Nature 225, 67 (1970).
- [26] A.B. CLEGG, G. DAUM, F.C. ERNE, A.D. KANARIS, D. LOCKE, P.G. MURPHY, J.C. SENS, F. UDO, Rapport CERN/ ISRC/69-5.
- [27] A.D. KRISCH, Rapport CERN/ISRC/69-7.
- [28] L.G. RATTNER et al., Phys. Rev. Letters <u>18</u>, 1218 (1967); Phys. Rev. <u>166</u>, 1353 (1968). D.O. CRABB et al. Phys. Rev. Letters <u>21</u>, 830 (1968).

- [29] The Scandinavian ISR Collaboration, Rapport CERN/ISRC/69-2.
- [30] Bristol University, Cambridge University, Liverpool University, University College London, Westfield College and Rutherford Laboratory, Rapport CERN/ ISRC/69-3.
- [31] Y. YAMAGUCHI, Nuovo Cimento 43, 193 (1966);
   F. CHILTON, A.M. SAPERSTEIN, E. SAPERSTEIN,
   E. SCHRAUBNER, Phys. Rev. <u>148</u>, 1380 (1966).
- [32] J. CHEZE, J.L. HAMEL, A.V. STIRLING,
   J. TEIGER, B. THEVENET, G. VALLADAS,
   H. ZACCONE, J. ZSEMBERY, M. CROISSIAUX,
   J.H. PAMIN, Rapport CERN/ISRC/69-11.

- [33] R. COOL, L. DILELLA, L. LEDERMAN, E. ZAVATTINI, Rapport CERN/ISRC/69-43.
- [34] A. CORDIALLAT, A.J. HERZ, H. ANNONI, Rapport CERN/ISRC/69-6.
   R.R. DANIEL, P.K. MALHOTRA, Rapport CERN/ ISRC/69-50.
  - Groupe d'émulsions de CRACOVIE, Rapport CERN/ISRC/69-37.
- [35] W.E. ELLIS, R.R. KINSEY, T.W. MORRIS, R.S. PANVINI, F. TURKOT, Phys. Letters <u>32B</u>, 641 (1970).
- [36] M. BOTT-BODENHAUSEN, W. KOCH, U. STIERLIN, B.D. HYAMS, G.K. O'NEILL, Rapport CERN/ ISRC/69-8.
- [37] CERN-HAMBOURG-ORSAY-VIENNA COLLABORATION, Rapport CERN/ISRC/69-14.