

## CHAPITRE II

### L'EXPERIENCE NA10 ET SON APPAREILLAGE

L'expérience NA10 appartient à la nouvelle génération des expériences de production hadronique de paires de muons. Le spectromètre a été décrit en détail dans la référence [10]; nous ferons un résumé de ses propriétés.

Ses caractéristiques principales sont la haute résolution en masse de la paire de muons, la possibilité d'utilisation de faisceaux de hadrons très intenses et une bonne acceptance à grande masse, permettant ainsi des expériences à grandes statistiques.

C'est en 1978 que le spectromètre NA10 a été conçu. Durant les deux années qui suivirent il a été construit et installé auprès du SPS. Dès 1980, une première expérience a été réalisée sur la dépendance en A du noyau de la section efficace de production de dimuons par des  $\pi^-$  de 284 GeV/c en utilisant des cibles de tungstène, cuivre et carbone [11]. Les années suivantes ont été consacrées à la prise de données avec différentes valeurs de l'énergie des  $\pi^-$  incidents.

Dans ce chapitre nous décrivons chacun des éléments qui composent le spectromètre NA10 (Fig. II-1) ainsi que les systèmes de déclenchement et d'acquisition des données.

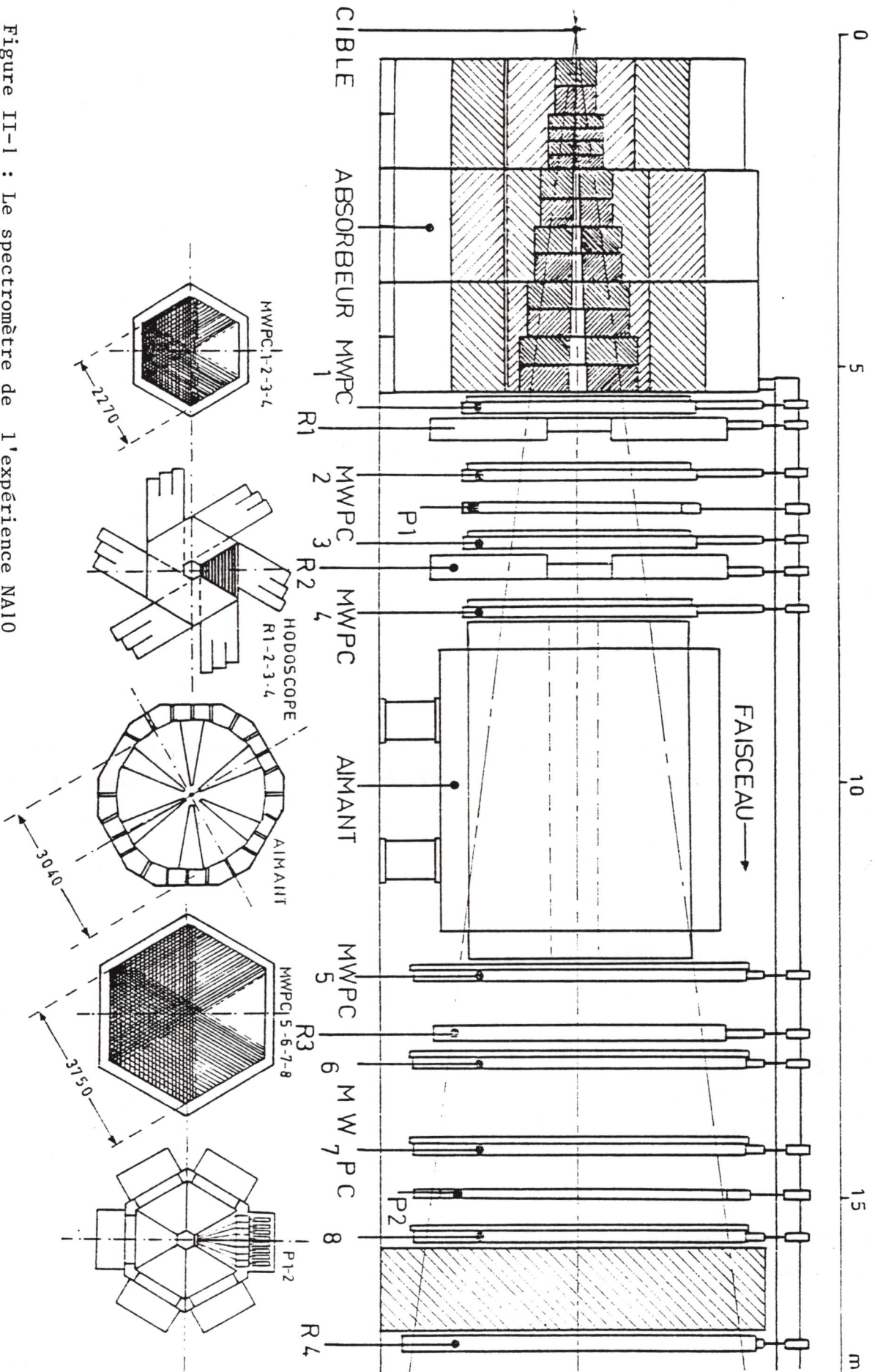


Figure II-1 : Le spectromètre de l'expérience NA10

## 2.1 - LE FAISCEAU

Le spectromètre se situe dans le hall ECN3 utilisant NAHIF (North Area High Intensity Facility) auprès du SPS du CERN; il s'agit d'une zone spéciale, capable de recevoir des faisceaux très intenses.

Un faisceau de protons extraits du SPS d'intensité entre 2 et  $5 \times 10^{12}$  protons/burst produit le faisceau de pions sur une cible primaire (T8) de 500 mm de Beryllium. Un champ magnétique sélectionne la charge des pions et la bande d'énergie désirée, assez large en raison de la grande intensité souhaitée. Typiquement la résolution en impulsion est de l'ordre de 10%.

Pour cette thèse nous avons utilisé des données obtenues avec des pions négatifs aux deux énergies nominales de 200 GeV/c et 293 GeV/c. Le spectre en impulsion est montré dans les figures II-2.

Les caractéristiques du faisceau à ces deux énergies ont été les suivantes :

Tableau I-1

| Impulsion<br>(GeV/c) | Intensité moyenne<br>(particules/burst) | Pourcentage des particules |       |           |
|----------------------|-----------------------------------------|----------------------------|-------|-----------|
|                      |                                         | $\pi^-$                    | $K^-$ | $\bar{p}$ |
| $194 \pm 19$         | $1 \sim 2 \times 10^9$                  | 95.0                       | 4.4   | 0.6       |
| $284 \pm 28$         | $2 \sim 5 \times 10^8$                  | 98.8                       | 1.15  | 0.05      |

Il faut remarquer que nous utilisons un faisceau négatif non séparé en  $\pi^-$ ,  $K^-$  et  $p$ . En raison de la grande intensité, il est impossible d'utiliser un CEDAR pour déterminer la nature des particules. Etant donné le grand pourcentage des  $\pi^-$ , la non séparation n'est pas grave; le même avantage ne se produirait pas pour un faisceau positif.

Le contrôle d'un faisceau intense n'est pas simple. Le système spécial dont nous disposons comprend les éléments suivants :

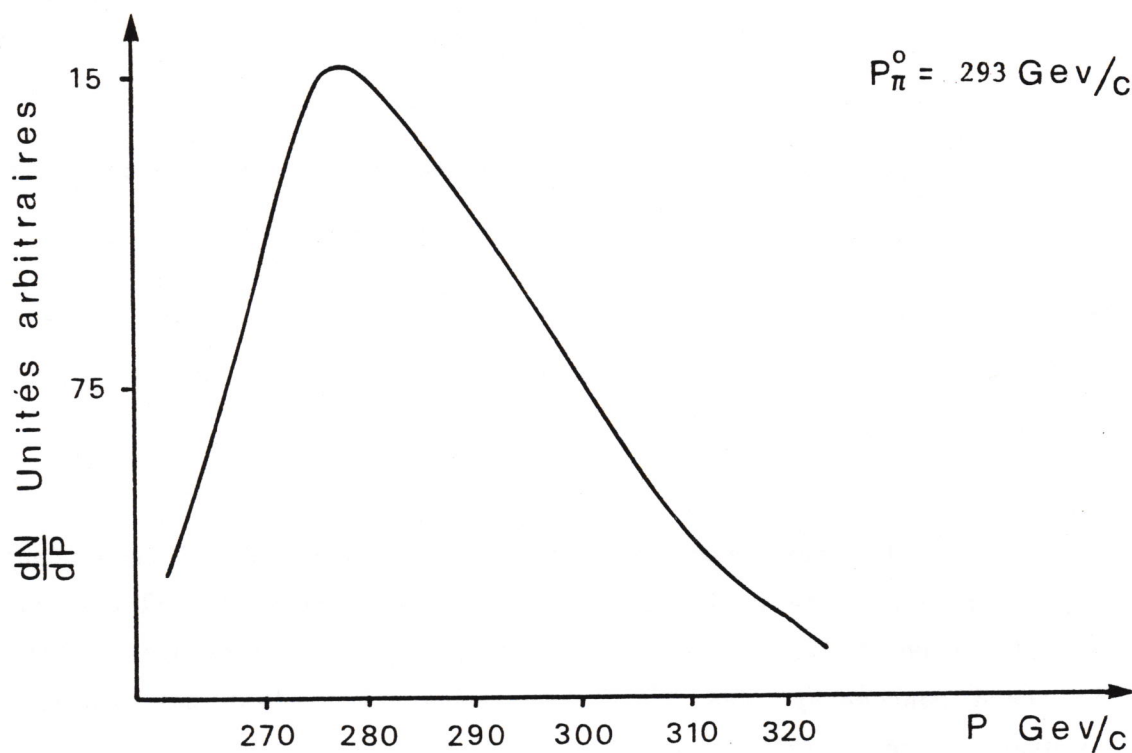
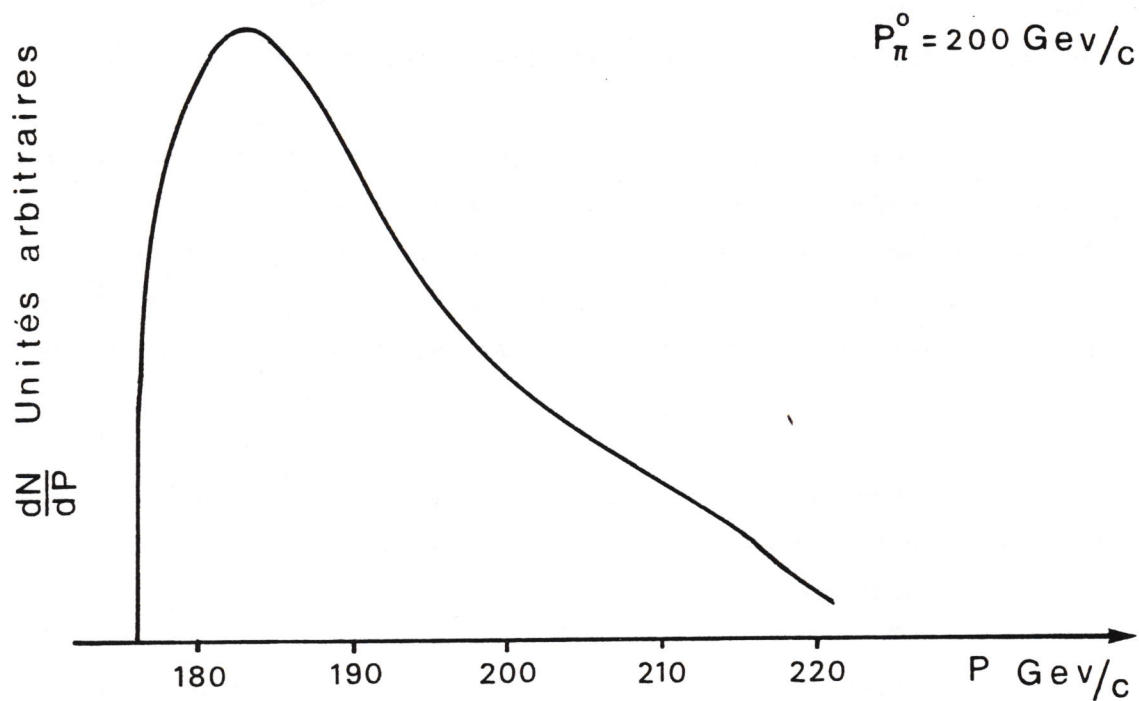


Figure II-2 : Spectre en impulsion des pions aux deux énergies nominales de 200 et 293  $\text{GeV}/c$ .



- 4 chambres proportionnelles à fils distants de 0.1mm, 2 à 1 plan horizontal et 2 à 1 plan vertical. Entre les chambres sont interposés des aimants défecteurs;
- un système de 3 télescopes pointant vers la cible à 90°, deux horizontaux et un vertical, chaque télescope étant composé de 3 scintillateurs mis en coïncidence:
- 2 chambres d'ionisation à gaz (Argonium).

Nous décrivons ci-dessous comment cet ensemble donne le centrage du faisceau et mesure son intensité.

### 2.1.1 Centrage du faisceau

Le centrage initial du faisceau sur la cible se réalise à l'aide des télescopes à 90°. Pour chaque direction, horizontale et verticale, nous déplaçons le faisceau de façon à obtenir le plateau réponse des télescopes. A ce moment, avec les chambres proportionnelles à fils, nous définissons les valeurs de repère qui servent ultérieurement, pendant la prise des données, au contrôle précis du centrage du faisceau.

Les chambres permettent aussi de mesurer le profil du faisceau. Les dimensions du faisceau à la cible du tungstène sont données dans la tableau II-2: Les figures II-3 et II-4 montrent le profil horizontal (a) et vertical (b) du faisceau pour les deux énergies incidentes.

**Tableau II-2**

Dimension du faisceau de  $\pi^-$

| Impulsion | Dispersion latérale |            | Dispersion angulaire |                     |
|-----------|---------------------|------------|----------------------|---------------------|
|           | $\sigma_x$          | $\sigma_y$ | $\sigma_{\theta x}$  | $\sigma_{\theta y}$ |
| 194       | 1.3mm               | 2.2mm      | $\leq 1$ mrad        | 1.1 mrad            |
| 284       | 1.8mm               | 3.1mm      | 0.6 mrad             | 0.4 mrad            |

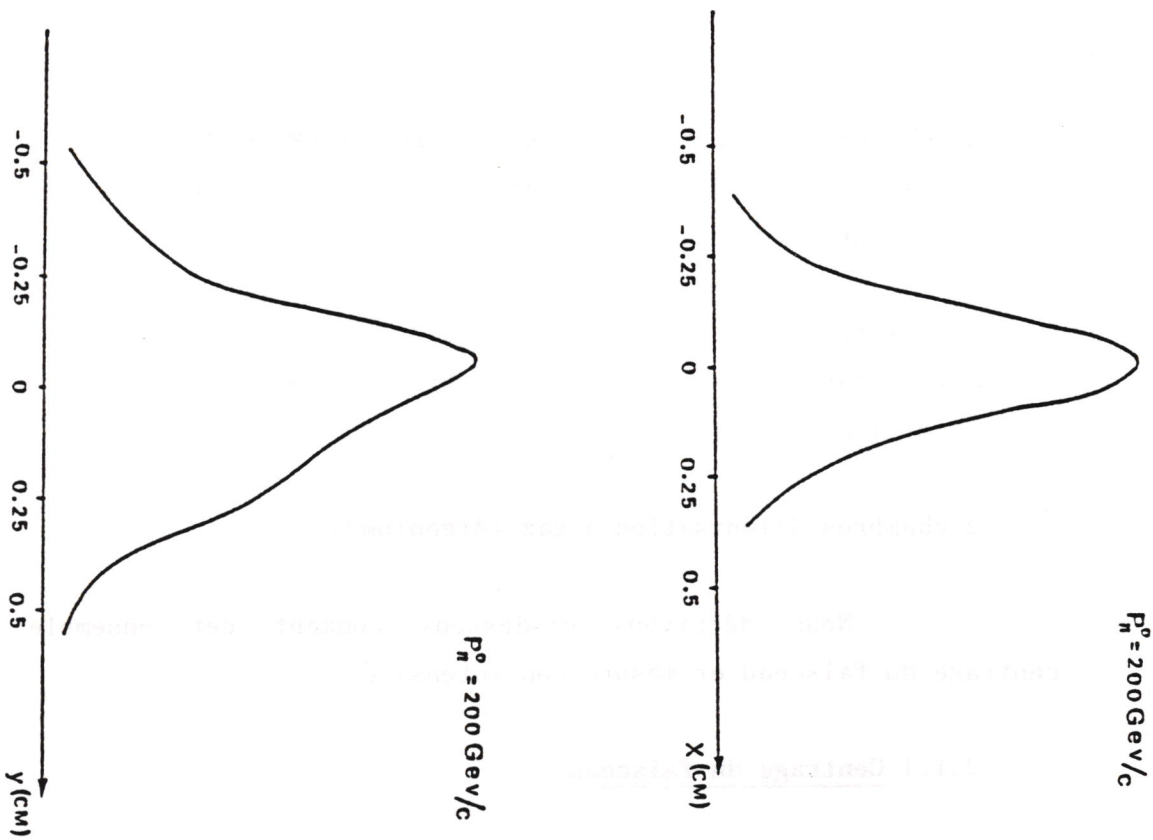


Figure II-3 : Profil du faisceau de  $\pi^-$  à l'impulsion de 194 GeV/c

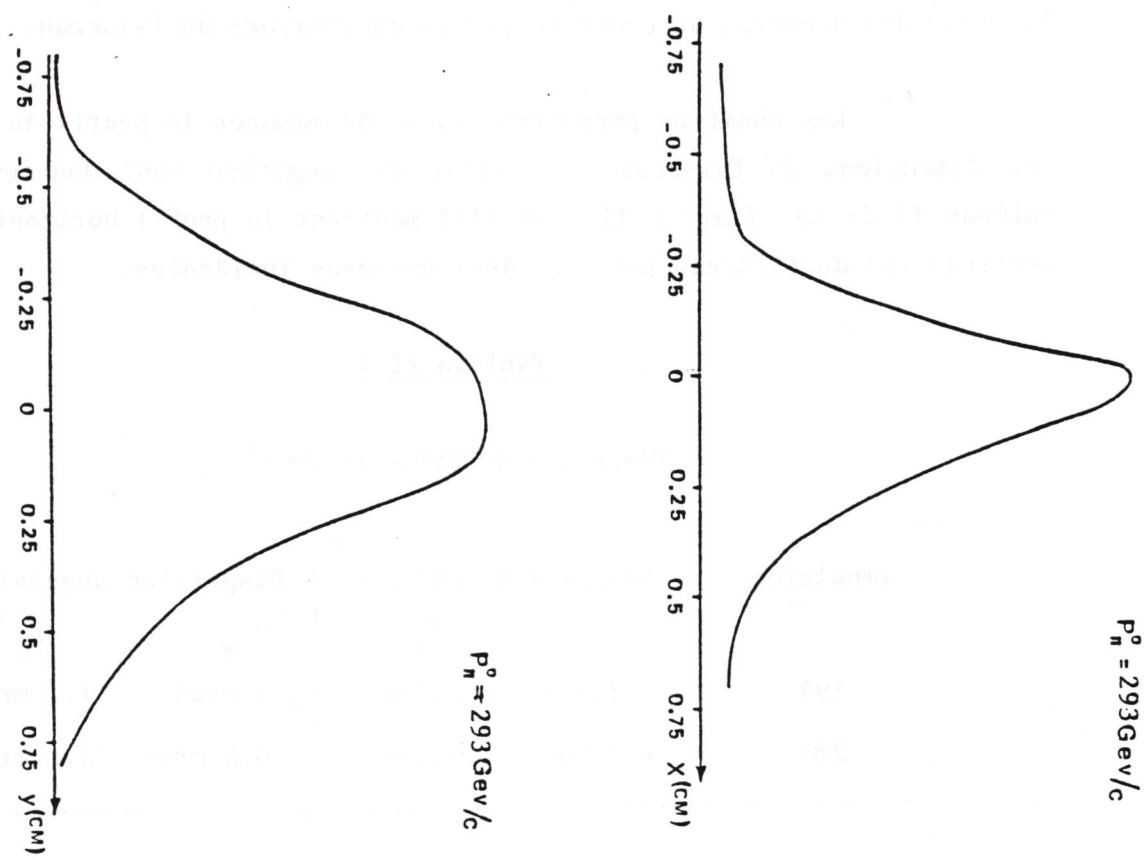


Figure II-4 : Profil du faisceau de  $\pi^-$  à l'impulsion de 284 GeV/c

### 2.1.2 Mesure de l'intensité du faisceau

La mesure directe de l'intensité du faisceau par un scintillateur étant impossible, nous disposons de trois détecteurs indépendants.

Le détecteur principal est constitué par les chambres d'ionisation à argon, lesquelles sont calibrées à bas flux ( $10^7$  particules/burst) par rapport à deux scintillateurs de 12 et 18mm de diamètre mis en coïncidence que nous introduisons dans le faisceau en aval de la chambre à calibrer.

La linéarité de réponse en fonction de l'intensité a été vérifiée à bas flux à l'aide des deux scintillateurs (fig. II-5). A haut flux elle est contrôlée en permanence par les télescopes à  $90^\circ$ , le rapport entre les comptages des 2 détecteurs doit être constant, et de temps à autre par des mesures d'activation d'une feuille de carbone que nous exposons dans le faisceau en amont de la cible, pendant 1 burst. Une dernière vérification de la linéarité de réponse à haut flux des chambres d'ionisation a été faite avec les protons de 400 GeV/c en comparant avec le moniteur voltmètre de la cible primaire (voir fig. II-6). Le résultat de ce système est la connaissance de l'intensité du faisceau avec une précision de 4%.

Nous avons deux chambres d'ionisation à l'argon, l'une d'entre elles étant placée en amont de la cible liquide (Deutérium). Le rapport entre les comptages des deux chambres dépend de la quantité du faisceau absorbé par la première cible. Ce rapport constitue un excellent moniteur de la densité de la cible de Deutérium.

### 2.1.3 Le bruit de fond des muons

Un grand inconvénient de tous les faisceaux de pions est le halo de  $\mu$  de désintégration qui les accompagne. Dans notre expérience, cet inconvénient est plus grand puisque nous nous proposons de mesurer des

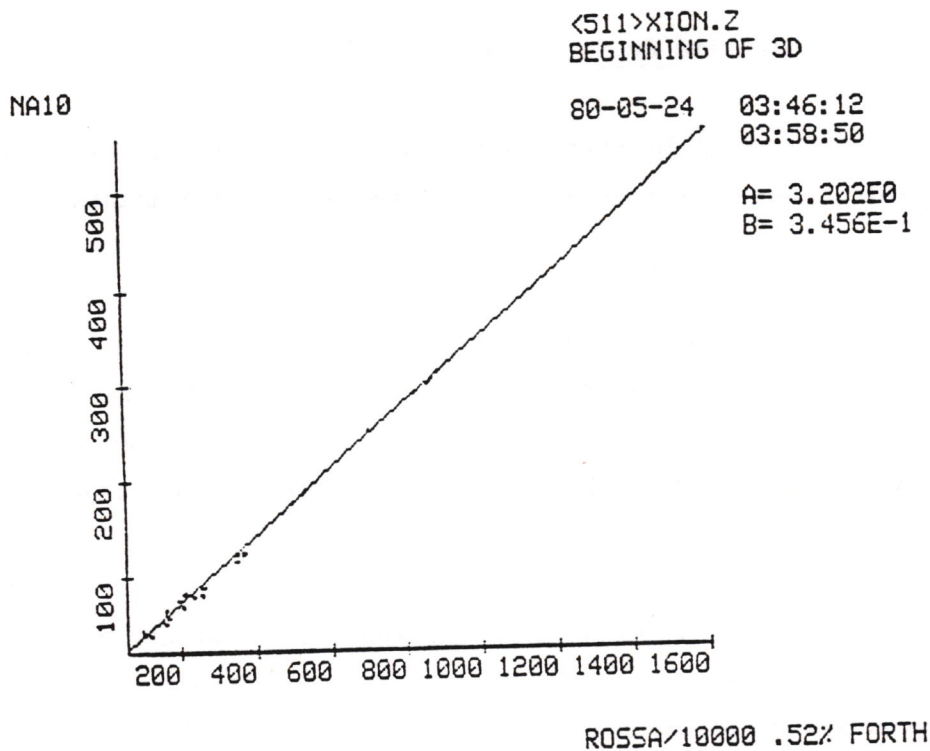


Figure II-5 : Calibration à bas flux de la chambre d'ionisation (NA10) à l'aide d'un compteur (ROSSA)

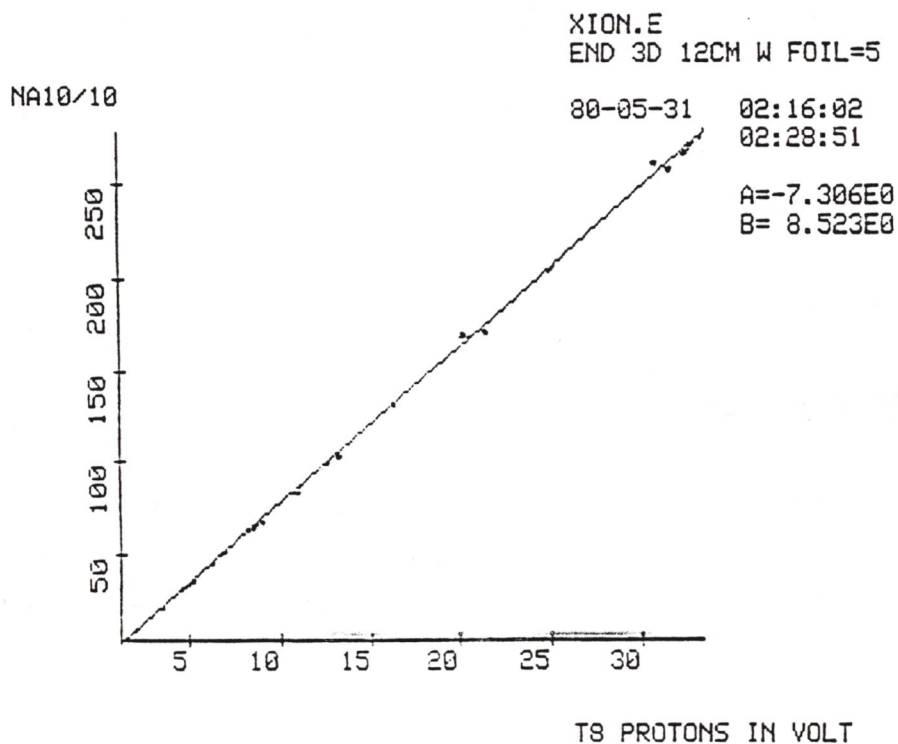


Figure II-6 : Calibration à haut flux de la chambre d'ionisation (NA10) à l'aide des protons de 400 GeV/c dont l'intensité est mesurée avec un voltmètre dans la cible primaire T8.



paires de  $\mu$ , nous verrons plus tard comment notre système de déclenchement réduit ce problème.

Afin de diminuer l'impact de ce halo sur l'appareillage, il existe des aimants défecteurs le long de la ligne du faisceau. Mais une grande quantité de muons subsiste néanmoins.

Globalement, l'intensité du halo par  $m^2$  est de 1% du nombre de pions incidents. Mais il n'est pas uniforme, la région la plus chaude se localise dans le plan horizontal du côté positif de l'axe des x. Pour éviter une saturation des chambres à fils, nous avons désensibilisé cette région, soit de  $14^\circ$  autour de cet axe-là (voir figure II-7); la forme de cette région associée au trou central également insensibilisé nous a conduits à la nommer "trou de serrure".

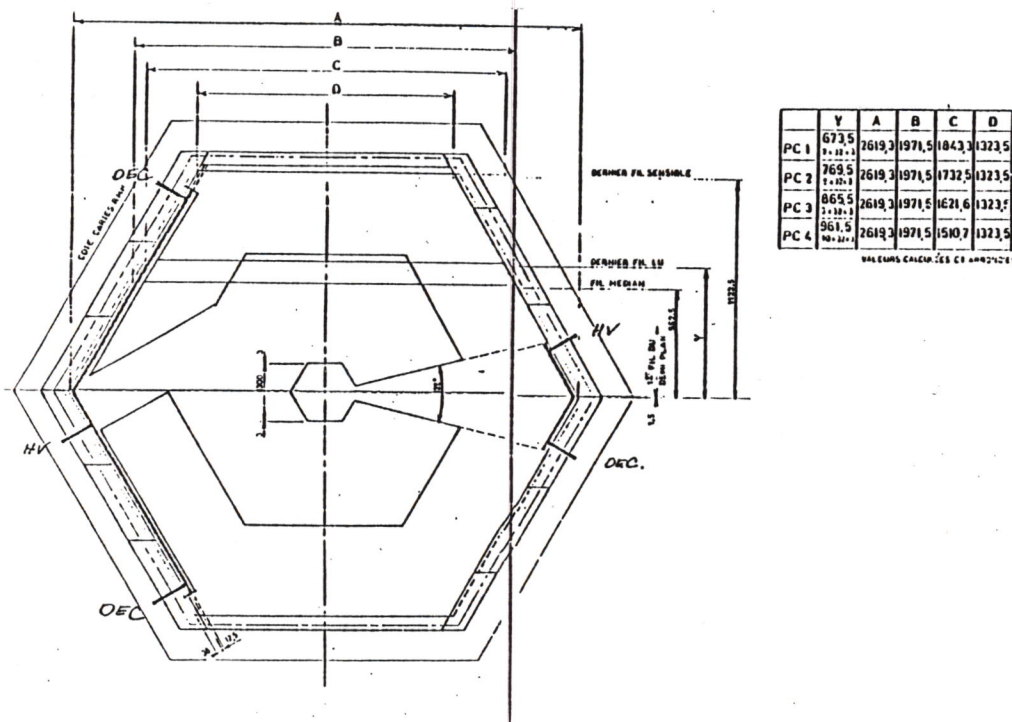


figure II-7 : Chambres proportionnelles à fils  
Définition de la région active.

## 2.2 CIBLE

Le choix du matériau de la cible a été fait de façon à obtenir de grandes luminosités. Nous avons utilisé deux cibles en tungstène de longueurs différentes pour l'étude des réinteractions.

Une cible en deutérium placée à 2 mètres en amont de la cible lourde a été utilisée à partir de 1983. La comparaison de la production des dimuons dans les deux cibles est en cours d'analyse [9a].

Les caractéristiques des cibles sont données dans le tableau ci-dessous :

**Tableau II-3**

| cible          | $\ell$ (cm) | A      | $\phi$ | $\rho$ (g/cm <sup>3</sup> ) | $\sigma_a$ (mb) | $\lambda_a$ (cm) | $\ell_{eff}$ (cm) | $N_{eff} \times 10^{23}$ |
|----------------|-------------|--------|--------|-----------------------------|-----------------|------------------|-------------------|--------------------------|
| W              | 5.6         | 183.85 | 18     | 19.17±0.06                  | 1369±88         | 11.63±0.76       | 4.44±0.06         | 513± 7                   |
| W              | 12.0        | 183.85 | 18     | 18.26±0.06                  | 1369±88         | 12.21±0.79       | 7.64±0.20         | 840±22                   |
| D <sub>2</sub> | 120.0       | 2.02   | 30     | 0.165±0.003                 | 45±2            | 448 ±24          | 105.3±0.72        | 105± 2                   |

où  $\ell$  = longueur de la cible

A = nombre de masse

$\phi$  = diamètre

$\rho$  = densité

$\sigma_a$  = section efficace d'absorption [12]

$\lambda_a$  = longueur moyenne d'absorption

$\ell_{eff}$  = longueur effective de la cible

$$\ell_{eff} = \int_0^{\ell} e^{-x/\lambda_a} dx = \lambda_a (1 - e^{-\frac{\ell}{\lambda_a}})$$

$N_{eff}$  = nombre effectif de nucléons dans la cible

$$N_{eff} = N_A \times \ell_{eff} \times \rho$$

$N_A$  = Nombre d'Avogadro

## **2.3 LE SPECTROMETRE**

Les éléments du système de détection sont (Fig. II-1):

- . 1 absorbeur de hadrons de 4.8m de longueur
- . 8 chambres proportionnelles à fils
- . 4 hodoscopes de déclenchement
- . 1 aimant
- . 1 mur de fer de 1.6m d'épaisseur

L'originalité principale de ce spectromètre est son aimant à champ toroïdal dans l'air. Sa symétrie hexagonale a donné en conséquence la forme hexagonale des chambres et hodoscopes. En plus, l'appareillage peut être dilaté ou contracté selon l'énergie du faisceau de telle façon que les domaines physiques acceptés restent les mêmes.

### **2.3.1 L'absorbeur et le mur de fer**

La fonction de l'absorbeur est d'absorber les hadrons, électrons et photons produits dans la cible, ainsi que la partie du faisceau qui n'a pas interagi, ne laissant passer que les muons.

Il comprend deux parties principales (fig. II-8) : l'une formée de cylindres de carbone et de fer de longueurs 3.2 et 1.6 mètres, respectivement, qui couvrent l'acceptance angulaire des muons; l'autre d'un noyau central conique très absorbeur en tungstène et uranium de 4.0 mètres de longueur totale placé à la fin d'un trou central de 80cm de longueur. Ces deux parties sont entourées par des blocs de fer et de béton.

Le carbone a été choisi pour diminuer la diffusion multiple qui détériore la résolution en masse des dimuons. En effet d'une façon approximative:

$$M^2 \sim 2 P_1 P_2 (1 - \cos \Theta)$$







où  $M$  = masse du dimuon  
 $\Theta$  = angle entre les deux muons  
 $P_1, P_2$  = impulsion de chaque muon.

La diffusion multiple affecte la mesure de  $\Theta$ , et la perte d'énergie affecte la connaissance de  $P_1$  et  $P_2$ .

D'un autre côté l'absorbeur doit avoir environ 18 longueurs d'absorption pour les valeurs d'intensité utilisées. Un absorbeur fait avec du carbone seulement devrait avoir une trop grande longueur, 7 mètres, ce qui diminuerait l'acceptance. Le problème a été résolu avec l'introduction de 1,6 mètres de fer à la fin de l'absorbeur; le fer mis à cette position ne dégrade presque pas la résolution en masse (Fig. II-9). Celle-ci est de 3% pour une masse de 10 GeV/c.

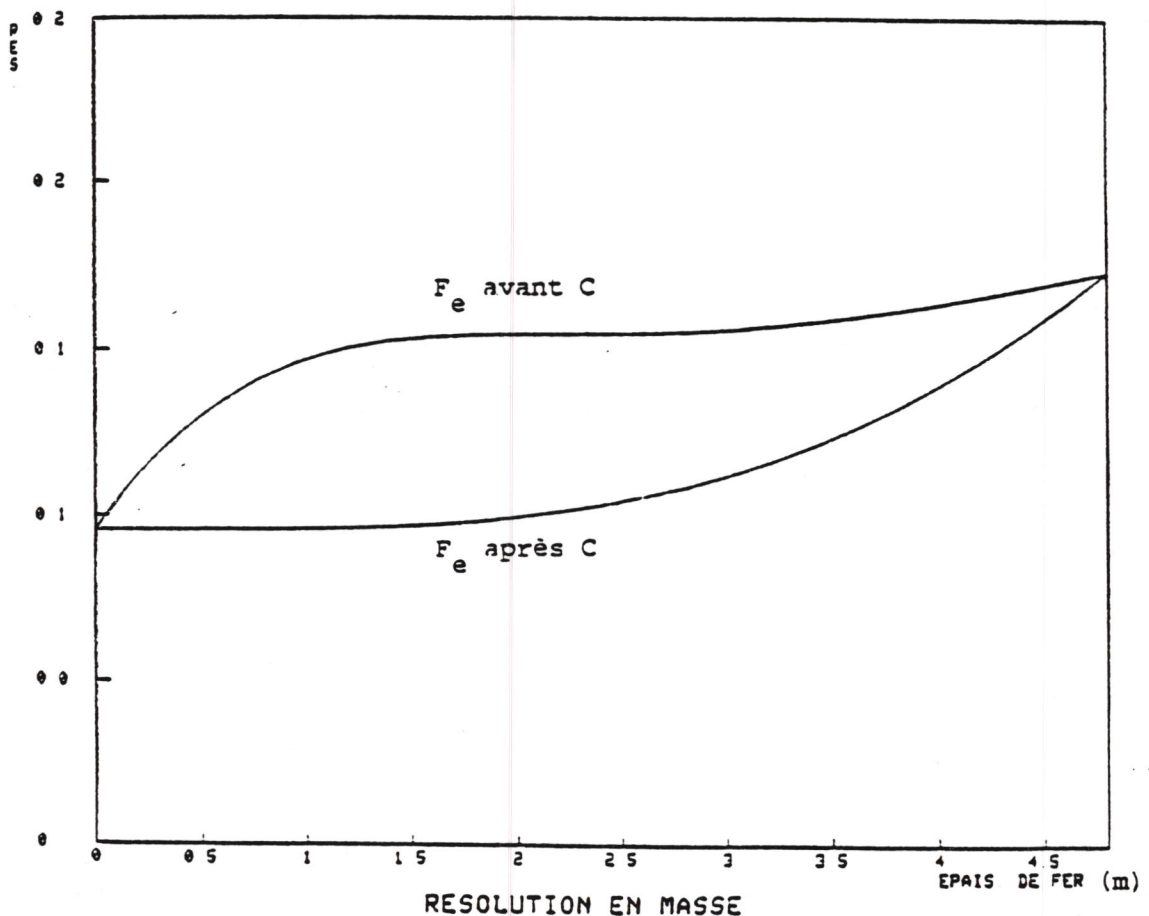


Figure II-9 : Résolution en masse en fonction de l'épaisseur de fer dans l'absorbeur



La position et la géométrie de l'absorbeur ont été aussi soigneusement étudiées. D'un côté, il faut qu'il soit assez proche de la cible pour que les  $\pi$  et les K n'aient pas la possibilité de se désintégrer en  $\mu$ , contribuant ainsi au bruit de fond. Il est placé à 40cm en aval du centre de la cible lourde. D'un autre côté, il doit être assez loin pour ne pas fonctionner comme une cible où des dimuons seraient produits avec des vertex très proches de la vraie cible. Le trou éloigne le point d'impact sur l'absorbeur des particules du faisceau qui n'ont pas interagi dans la cible.

Nous verrons plus loin qu'un dimuon produit au-delà de 1.2 mètres en aval de la cible lourde ne déclenche pas l'acquisition. Ceci a été vérifié expérimentalement en prenant des données sans cible.

Un deuxième filtre à muons existe à la fin du spectromètre, avant le dernier hodoscope; il consiste en un mur de fer de 1.6m de largeur.

### 2.3.2. L'aimant

La mesure des impulsions des muons se fait à l'aide d'un aimant à champ toroïdal, de symétrie hexagonale, de 4.8m de longueur et 2m de rayon, dont la région utile se situe entre 30 et 154cm de rayon. Le champ magnétique est obtenu par un courant pulsé de 10 000 ampères parcourant chacune des 6 bobines qui entourent les 6 sextants en fer (Fig. II-10). A part ces secteurs en fer qui couvrent un angle azimutal de  $18^\circ$  chacun, le champ magnétique est dans l'air.

Le champ obéit à la relation :

$$\vec{B} = \frac{B_0}{r} \vec{e}_\varphi$$

où

$r$  - distance à l'axe de l'aimant

$B_0$  - constante = 0.5475 Tesla-mètre

$\varphi$  - angle azimutal.

$\vec{e}_\varphi$  - vecteur unitaire tangent au cercle de rayon  $r$ .

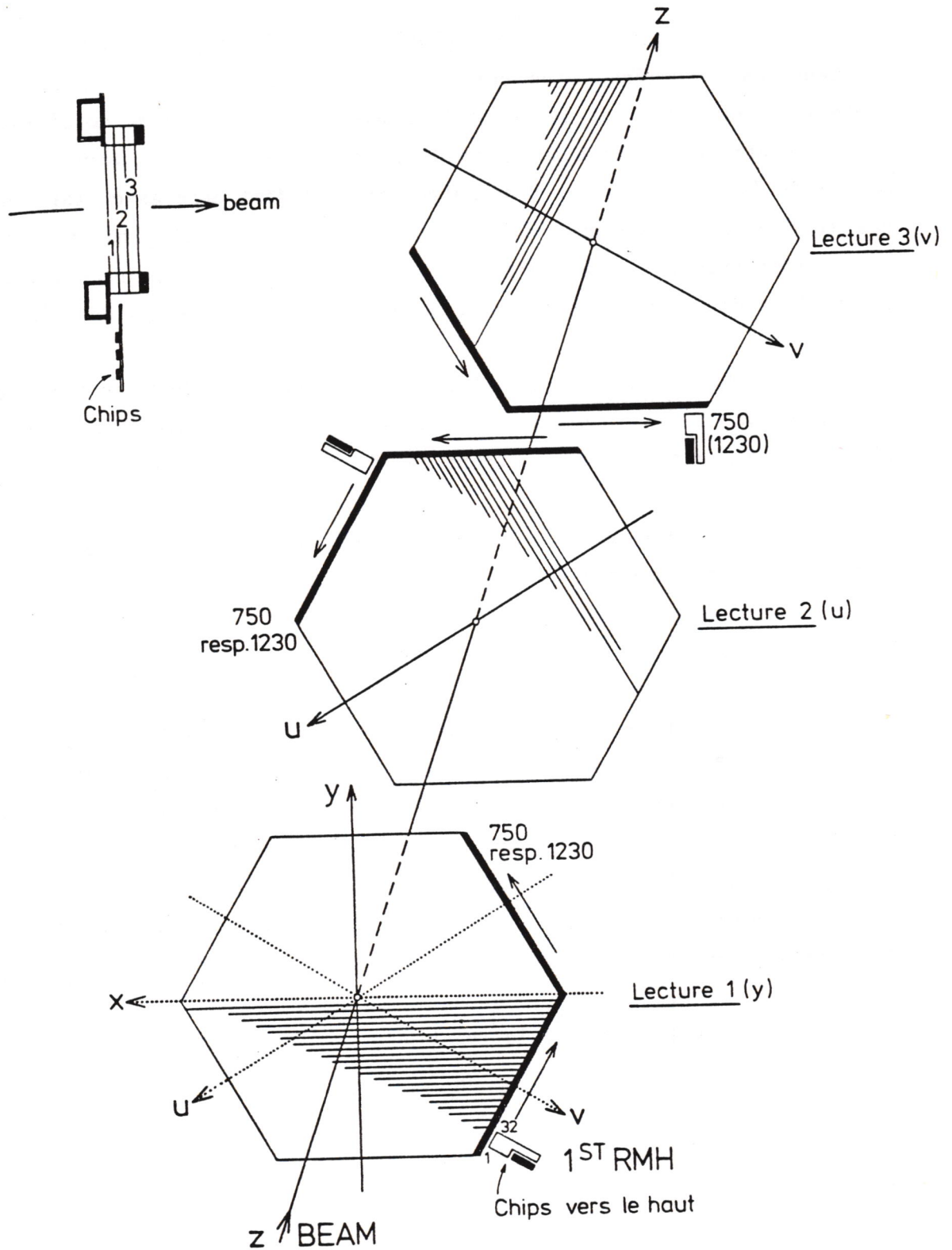


Figure II-11 : Chambres proportionnelles à 3 plans de fils  
(y, u, v)



La trajectoire d'une particule qui pénètre le champ dans un plan qui contient l'axe du faisceau est défléchie sans que son azimuth soit changé. La trajectoire a une déflexion angulaire inversement proportionnelle à l'impulsion transverse de la particule :

$$\alpha = \frac{b}{P_T}$$

où

$\alpha$  - angle de déflexion

$P_T$  - impulsion transverse de la particule

$b$  - constante dépendant de  $B_0$  et de la position de l'aimant:

- 0.067 GeV/c pour la configuration 200 GeV

- 0.061 GeV/c pour la configuration 300 GeV.

C'est précisément à cause de cette propriété qu'on a choisi un champ toroïdal. Car, quand une particule de masse  $M$  se désintègre en deux particules 1 et 2 de masses négligeables par rapport à leurs énergies,  $M$  est donnée approximativement par la somme des deux impulsions transverses de 1 et 2 :

$$M \simeq P_{T1} + P_{T2}.$$

Nous verrons dans le chapitre suivant que cette relation est utilisée pour sélectionner les événements d'après les valeurs de  $P_{T1}$  et  $P_{T2}$  mesurés au niveau du déclenchement.

### **2.3.2. Les chambres proportionnelles à fils**

La mesure des trajectoires des particules est effectuée par huit chambres proportionnelles à fils, quatre de chaque côté de l'aimant. Les chambres ont une symétrie hexagonale (Fig. II-7). Celles en amont de l'aimant mesurent 1.3m de rayon, celles en aval ont un rayon de 2m.

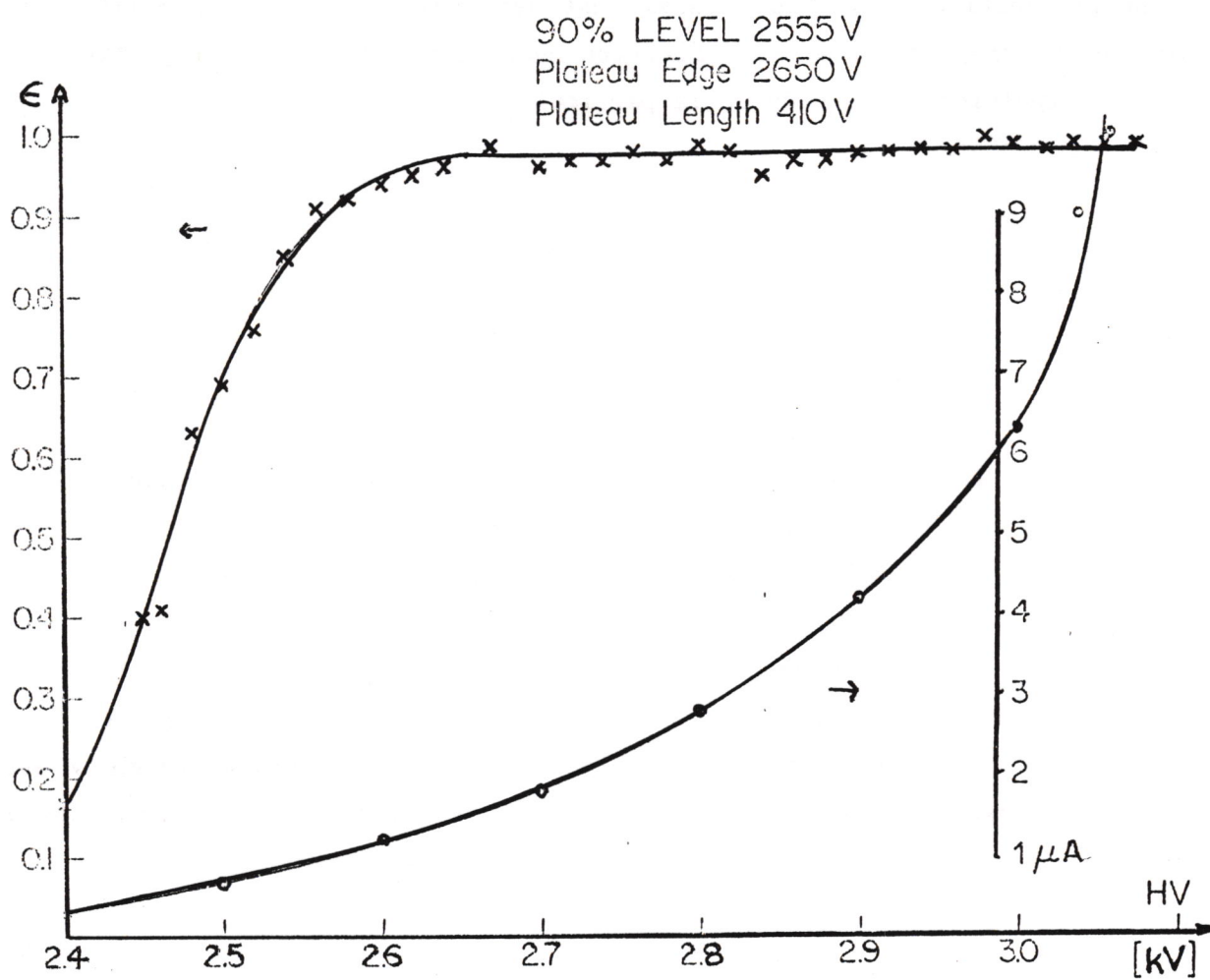


Figure II-12 : Efficacité des chambres en fonction de la haute tension et courant résultant d'après une source de Ru de 300μC.

L'espacement entre les fils est de 3mm et il existe 3 plans de fils indépendants qui donnent les coordonnées y, u et v, les angles entre les directions des fils étant de  $60^\circ$  (Fig. II-11). Il y a un total de 20 000 fils actifs.

Le plan de fils est placé entre deux cathodes de mylar graphité, à une distance de 6mm. Le potentiel appliqué est de -2800V et pendant le temps entre deux paquets de faisceau il est baissé à -2400 V. La figure II-12 donne l'efficacité des chambres en fonction de la haute tension.

Les zones de plus grand flux de muons du halo ont été rendues insensibles en y appliquant une tension de -2200V.

Les chambres sont alimentées par un mélange gazeux d'argon (80%), isobutane (19,8%) et fréon (0,2%) qui est contrôlé en permanence pendant la prise des données.

La lecture se fait par des groupes de 32 fils connectés à des préamplificateurs d'où sortent des câbles de 120m de longueur, qui retardent les signaux et les transmettent au RMH ("Receiver-Memory-Hybrid") [13]. Ces modules de circuit hybride discriminent et amplifient les signaux. En cas d'événement accepté leur information est transmise à une mémoire à la vitesse rapide de 150ns par mot de 16 bits (voir section 2.4.2). Il y a 660 modules RMH dans 34 chassis organisés en 8 branches, une par chambre.

#### **2.3.4. Les hodoscopes**

Tous les hodoscopes ont la forme hexagonale et sont divisés en 6 sextants. Les 4 hodoscopes, R1, R2, R3, R4 ont les compteurs disposés parallèlement aux bords (voir figure II-13a); les 2 hodoscopes P1, P2 ont 8 compteurs par sextant disposés radialement (Fig. II-13b).

Les scintillateurs sont du NE110 (Scotland) avec 1cm d'épaisseur. La collection de lumière est faite par des guides de lumière de

plastique connectés à des photomultiplicateurs dont le gain est stable aux variations de flux de  $10^4$  à  $10^7$  Hz; les trois derniers dynodes ont un surplus de tension (booster) afin d'éviter une saturation du courant anodique. Un préamplificateur rapide augmente par un facteur 10 le signal collecté avant qu'il soit transmis et discriminé. La construction des hodoscopes a tenu compte du fait qu'ils doivent supporter un taux flux de particules, jusqu'au maximum de  $10^7$  Hz.

#### 2.3.4.1. Hodoscopes R

Ils appartiennent au système de déclenchement standard. Les hodoscopes R1 et R2 situés en amont de l'aimant sont construits de telle sorte que deux compteurs correspondants R1 et R2 en coïncidence pointent vers la cible. Leur largeur augmente avec la distance au centre selon la relation d'homothétie:

$$\ell_n = \ell_1 \rho^n$$

où

$\ell_n$  = largeur du n<sup>ème</sup> compteur

$\ell_1$  = largeur du 1<sup>er</sup> scintillateur

$\rho$  = 1.043 pas de la progression géométrique.

L'homothétie entre les deux détecteurs par rapport à la cible subsiste quelque soit la configuration de l'appareillage utilisée : il suffit pour cela de les placer à des distances ( $Z_{Ri}$ ) de la cible dont le rapport est une puissance entière n de  $\rho$  et donc égale au rapport entre les largeurs des paires de compteurs en coïncidence.

Pour les deux configurations de l'appareillage ici étudiées, nous avons utilisé les valeurs suivantes :

| Configurations | $Z_{R1}$<br>(cm) | $Z_{R2}$<br>(cm) | $n: \frac{Z_{R2}}{Z_{R1}} = \rho^n$ | numéro du 1 <sup>er</sup> compteur<br>de R1 utilisé |
|----------------|------------------|------------------|-------------------------------------|-----------------------------------------------------|
| 200 GeV/c      | 560              | 720              | 6                                   | 7                                                   |
| 300 GeV/c      | 560              | 780              | 8                                   | 5                                                   |



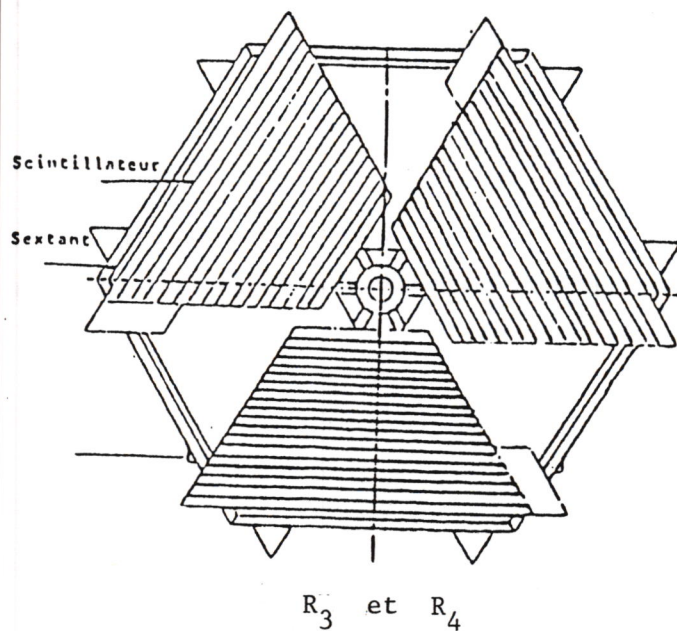
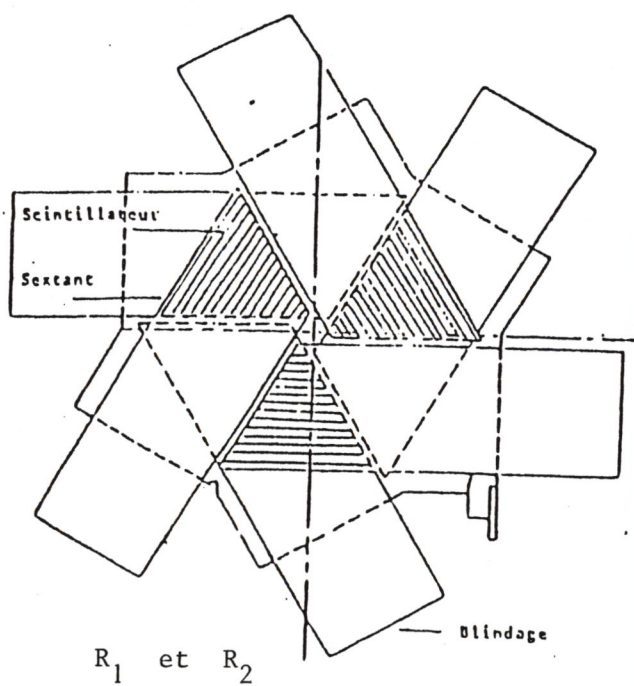


Figure II-13 a: Les hodoscopes R

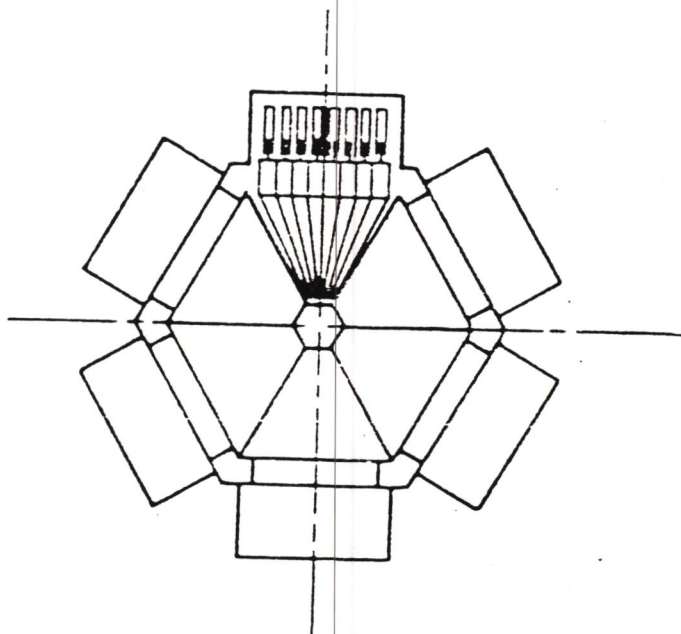


Figure II-13 b: Les hodoscopes P

Afin d'éviter une inefficacité due à la diffusion multiple des traces dans l'absorbeur, les compteurs de R1 sont légèrement plus larges et se recouvrent de quelques millimètres.

L'image de la cible vue par une paire de scintillateurs n'est pas ponctuelle. La Figure II-14 donne l'acceptance au vertex de la coïncidence  $R1_i.R2_i$ .

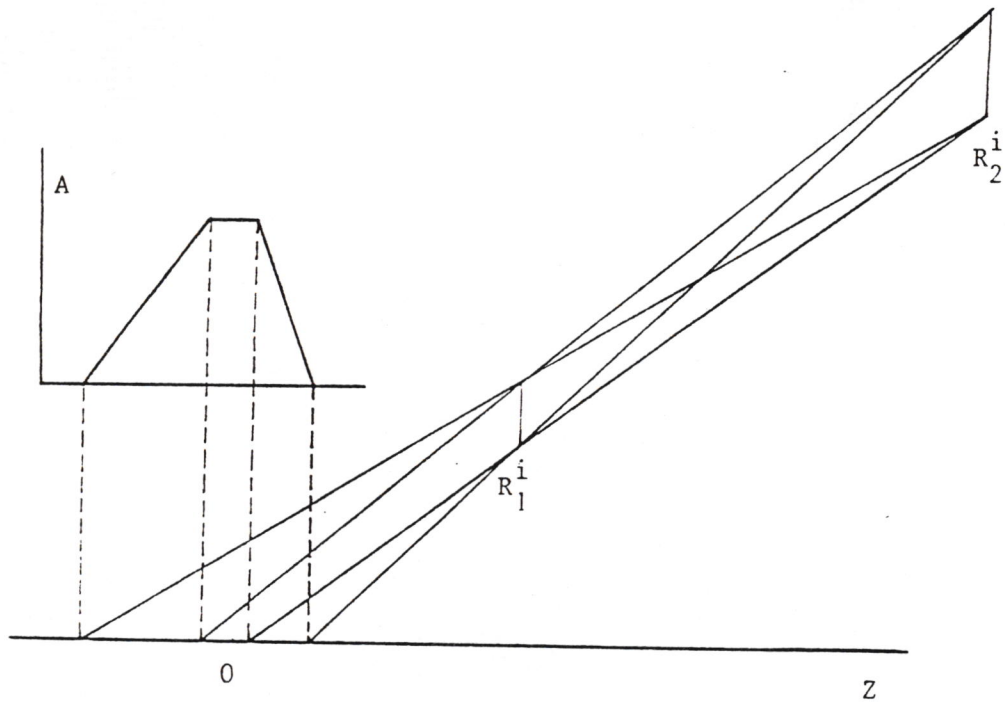


Figure II-14 : Acceptance au vertex de la coïncidence  $R1.R2 = V$

Les hodoscopes R3 et R4 situés en aval de l'aimant servent à la détermination en ligne de l'impulsion transverse des muons. La largeur des compteurs de R3 et R4 est constante et égale à 5.5cm, en conjonction avec l'information donnée par R1 et R2. Les sextants de R3 ont 24 compteurs, ceux de R4 en ont 32. La résolution en impulsion transverse d'une particule mesurée par la coïncidence  $R1.R2.R3.R4$  est de 10 à 20%.

Les signaux des compteurs sont mémorisés dans les modules RMH organisés dans une branche unique.

#### **2.3.4.2 Hodoscopes P**

Ces hodoscopes ont été construits pour être mis en coïncidence avec les hodoscopes R pour le déclenchement au cas où le bruit de fond serait trop élevé. La coïncidence entre deux compteurs de  $P_1$  et  $P_2$  introduit la contrainte qu'une trace doit rester dans un plan d'azimut constant et réduit les accidentelles. On n'a jamais eu besoin de les utiliser dans le déclenchement; ils ont été utilisés pour l'estimation des inefficacités des hodoscopes R et du système de déclenchement.

### **2.4 DECLENCHEMENT ET ACQUISITION**

La sélection des données doit être faite sur des muons correspondants à une paire de muons de haute masse. Les points de départ d'une telle sélection sont l'élimination de:

- a) toute autre particule à part les  $\mu$  ;
  - b)  $\mu$  dus à la désintégration des  $\pi$  et des K produits à la cible;
  - c)  $\mu$  du halo du faisceau;
  - d) paires de  $\mu$  produits dans l'absorbeur;
  - e) paires de  $\mu$  provenant de la désintégration des résonances de petite masse et de grande section efficace de production ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\varphi$ ). la résonance  $\psi$  est acquise pour le calcul de la normalisation.
- Le premier point est satisfait par les filtres à muons : l'absorbeur et le mur de fer;

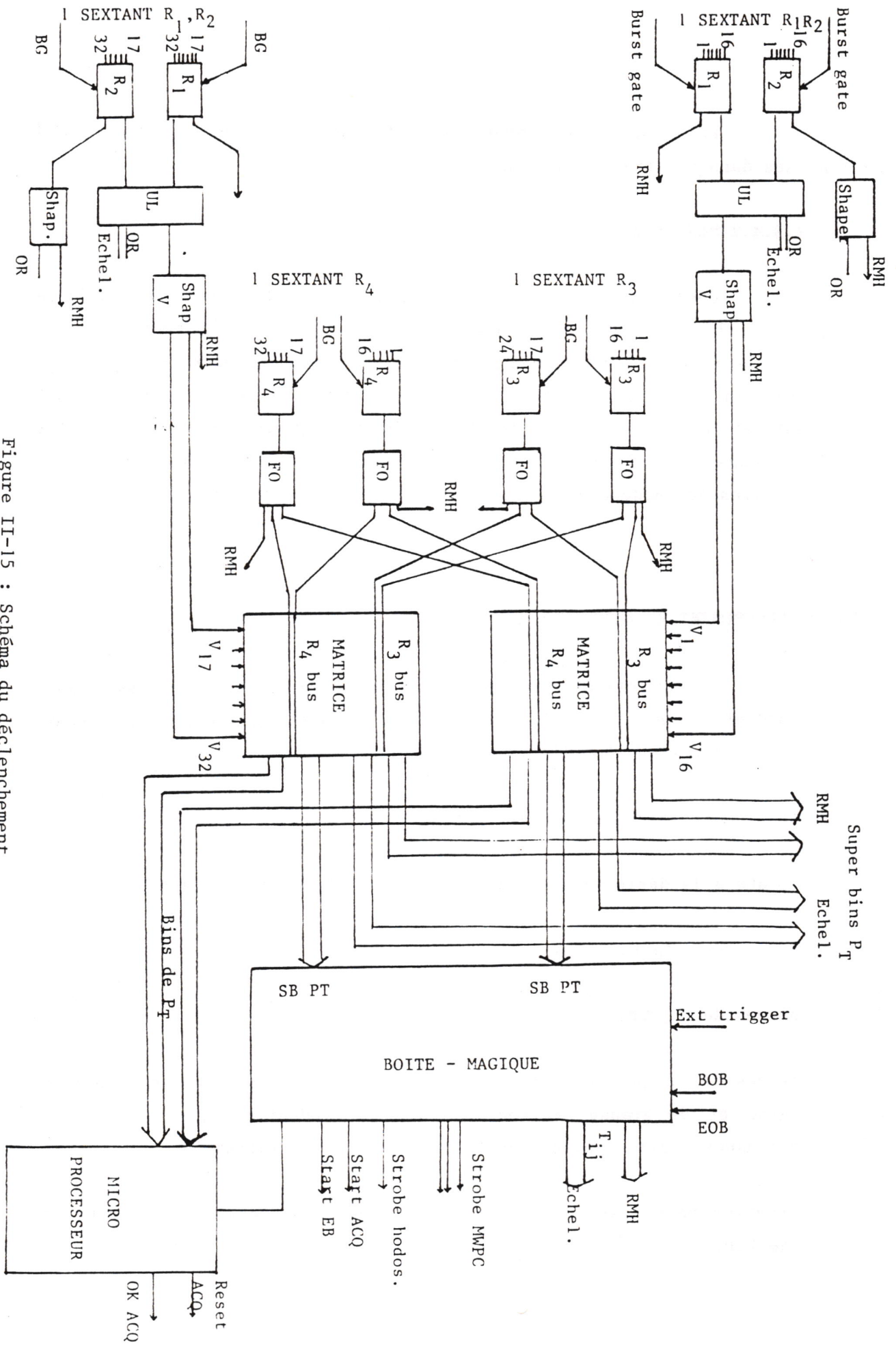


Figure II-15 : Schéma du déclenchement



- Le deuxième point requiert une petite distance entre la cible et l'absorbeur de façon à absorber les  $\pi$  et les K avant qu'ils se désintègrent. La distance entre la cible de tungstène et l'absorbeur est de 40cm;
- La satisfaction des autres points est obtenue par la logique du déclenchement que nous allons décrire par la suite.

#### **2.4.1 Les éléments de la logique du déclenchement**

Le système de déclenchement est basé sur le fait que :

- dans l'acceptance du spectromètre, la masse du dimuon est approximativement égale à la somme des impulsions transverses de chaque  $\mu$

$$M \simeq P_{T1} + P_{T2}$$

- dans un champ toroïdal, les impulsions transverses  $P_T$  des particules sont obtenues à partir de l'angle de déflexion  $\alpha$  des traces (voir 2.3.2).

$$P_T = b/\alpha$$

Il faut aussi considérer que le pouvoir de décision doit être rapide pour qu'il puisse agir en temps utile sur l'acquisition des événements produits à haut flux incident.

Le schéma de la logique est représenté dans la figure II-15, et il comprend les parties suivantes:

- coïncidence  $R1 * R2 = V$
- matrice de corrélation
- boîte magique
- event-buffer et microprocesseur

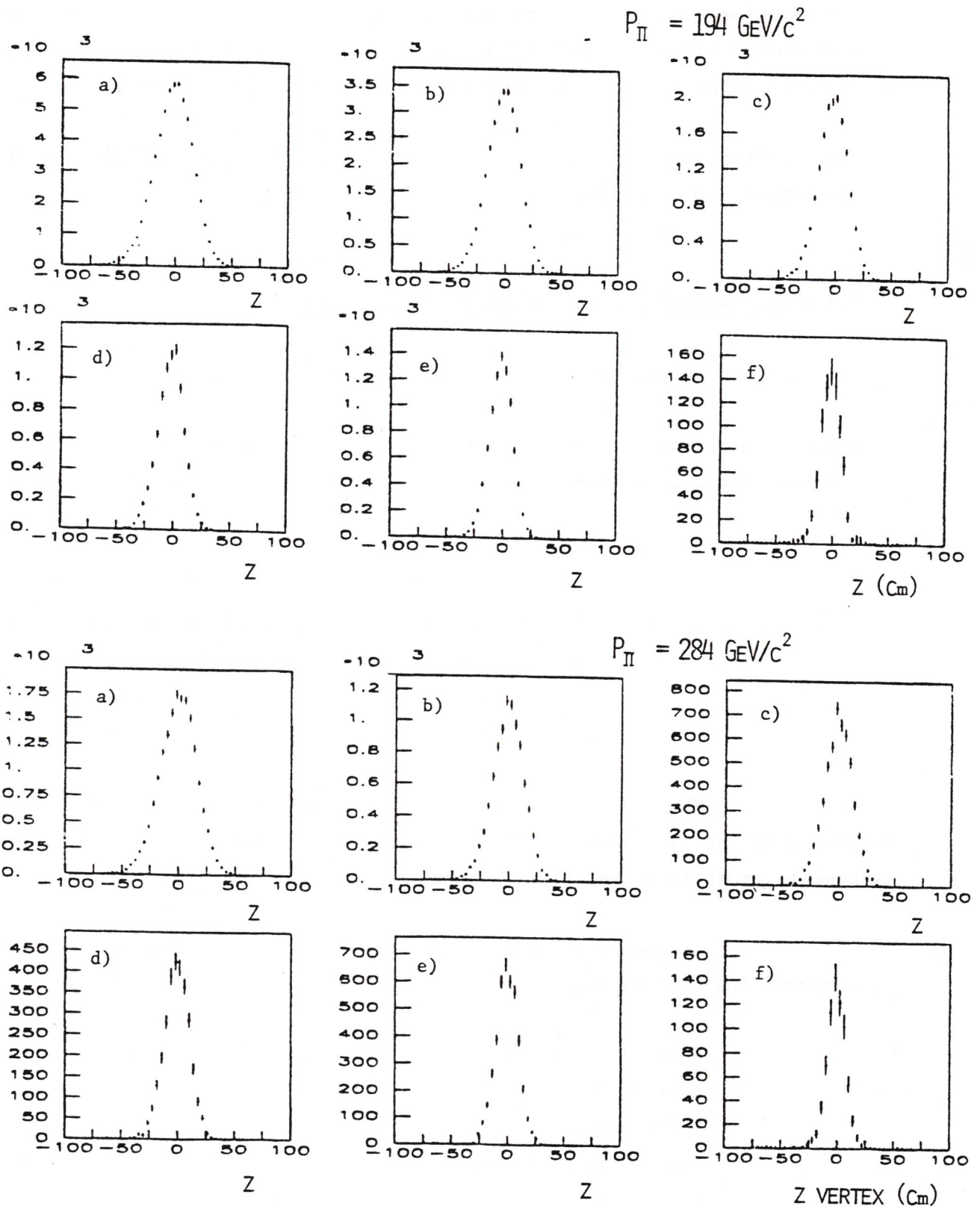


Figure II-16 : Distribution du vertex des dimuons à 194 et 284 GeV/c pour les structures de masse suivantes :

|                    |                    |                   |
|--------------------|--------------------|-------------------|
| a) $4.5 < M < 5.5$ | c) $6.5 < M < 7.5$ | e) $8.5 < M < 11$ |
| b) $5.5 < M < 6.5$ | d) $7.5 < M < 8.5$ | f) $M > 11$       |

#### 2.4.1.1 $V = R1.R2$

La coïncidence  $V$  entre les compteurs homothétiques de  $R1$  et  $R2$  sélectionne des particules qui proviennent de la cible, comme déjà décrit au paragraphe 2.3.4 et Fig. II-14.

La figure II-16 montre la distribution en vertex des événements acquis : nous y remarquons qu'aucun vertex ne peut être associé à l'absorbeur.

Puisque nous travaillons à haut flux, nous diminuons au maximum le taux des fortuits en réduisant la porte de cette coïncidence le plus possible : la largeur des signaux est respectivement  $8\text{ ns}$  et  $6\text{ ns}$  pour  $R1$  et  $R2$ . Ceci exige une mise en temps des signaux de tous les compteurs inférieure à  $1\text{ ns}$ , ce qui est fait à l'aide des compteurs  $T$ . Ces compteurs, au nombre de 6, sont placés derrière l'hodoscope  $R2$  au milieu de chaque sextant; ils sont équipés de deux photomultiplicateurs suivis d'un "meantimer", ce qui fournit la définition temporelle requise.

#### 2.4.1.2. La matrice

La matrice détermine de façon approchée la valeur de l'impulsion transverse d'un  $\mu$  à partir des signaux  $V$ ,  $R3$  et  $R4$ .

Dû aux propriétés de l'aimant (paragraphe 2.3.2), il suffit de connaître les directions de la trace avant et après l'aimant pour l'estimation de son  $P_T$ . La direction dans le télescope avant est donnée par le  $V$ ; le point d'intersection d'une trace dans le plan de déflexion de l'aimant et le compteur  $R4$  touché détermine la direction de la trace arrière. A chaque paire  $V$ - $R4$  correspond une valeur de  $P_T$ , une validation de la coïncidence  $V.R4$  par  $R3$  diminue la possibilité des coïncidences fortuites entre les traces avant et arrière de l'aimant comme par exemple le cas d'une particule provenant du "punch-through" de l'absorbeur et un  $\mu$  du halo : il n'y a donc que quelques combinaisons possibles pour la triple coïncidence  $V.R3.R4$ . La figure II-17 montre un exemple d'une carte de la matrice.

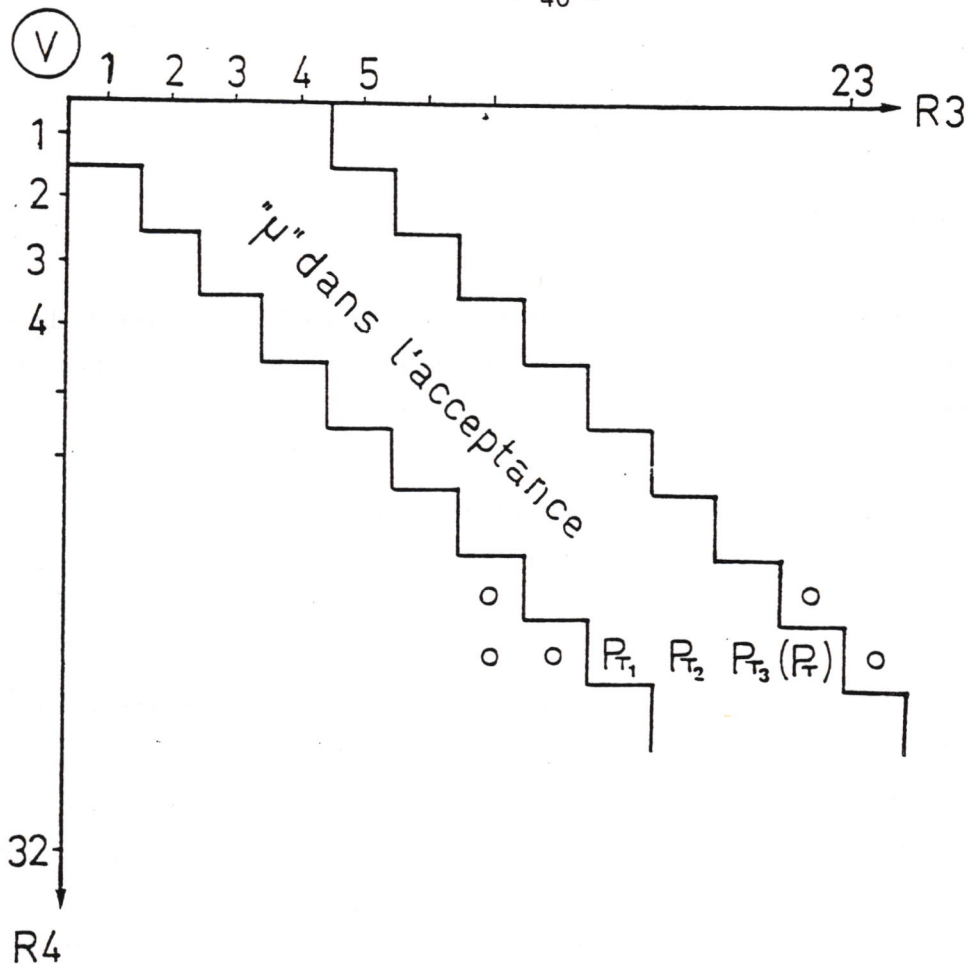


Figure II-17 : Matrice de coïncidence V.R3.R4

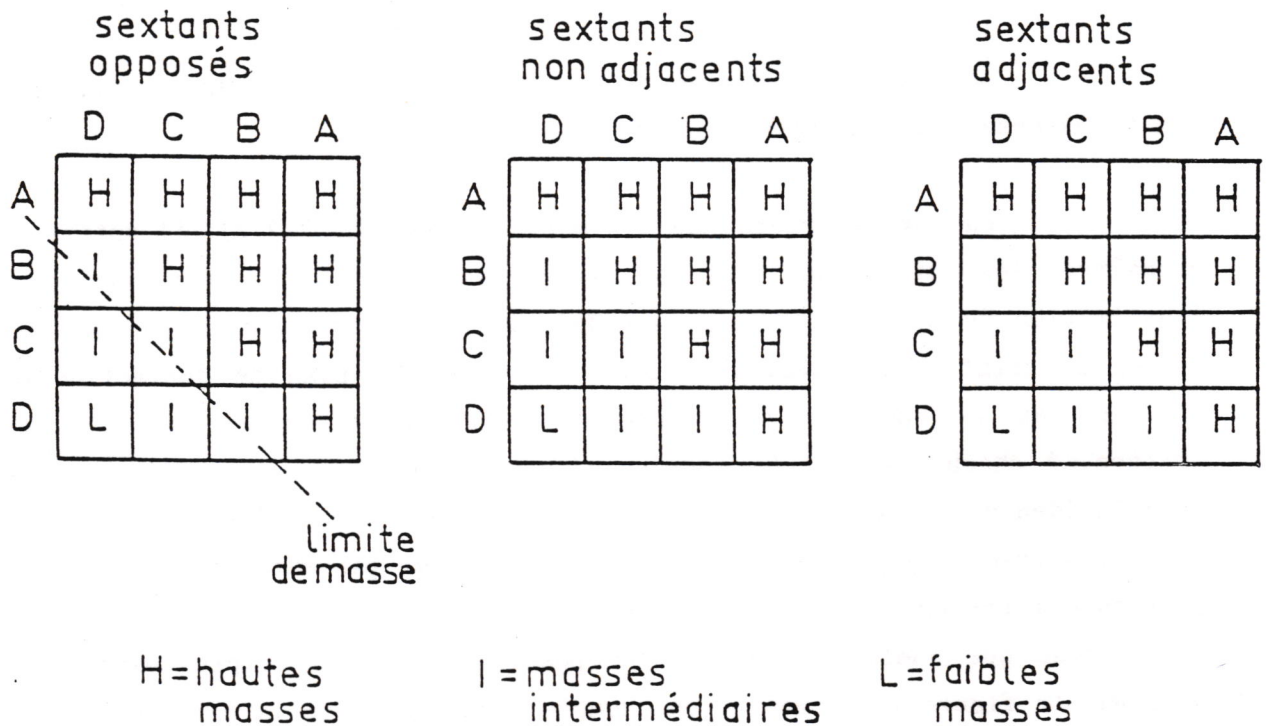


Figure II-19 : Matrices de décision de la logique intersextants



La matrice est construite en technologie ECL et elle est composée de 192 modules (1 par V) rangés dans 12 chassis.

L'information à la sortie de la matrice est de deux types:

- la valeur du  $P_T$  associé à chaque V, codé sur 8 bits, donc un total de 32 valeurs correspondantes aux 32 compteurs de R4, c'est ce que nous appelons le " $P_T$  encodé" (voir figure II-18).
- la valeur du  $P_T$  regroupé en 4 échelons par demi-sextant : les "superbins" A, B, C, D.

Le domaine en  $P_T$  de chacun de ces superbins est :

|   |                                       |
|---|---------------------------------------|
| A | $P_T > 4 \text{ GeV/c}$               |
| B | $2 \leq P_T \leq 4 \text{ GeV/c}$     |
| C | $1.4 \leq P_T \leq 2 \text{ GeV/c}$   |
| D | $0.7 \leq P_T \leq 1.4 \text{ GeV/c}$ |

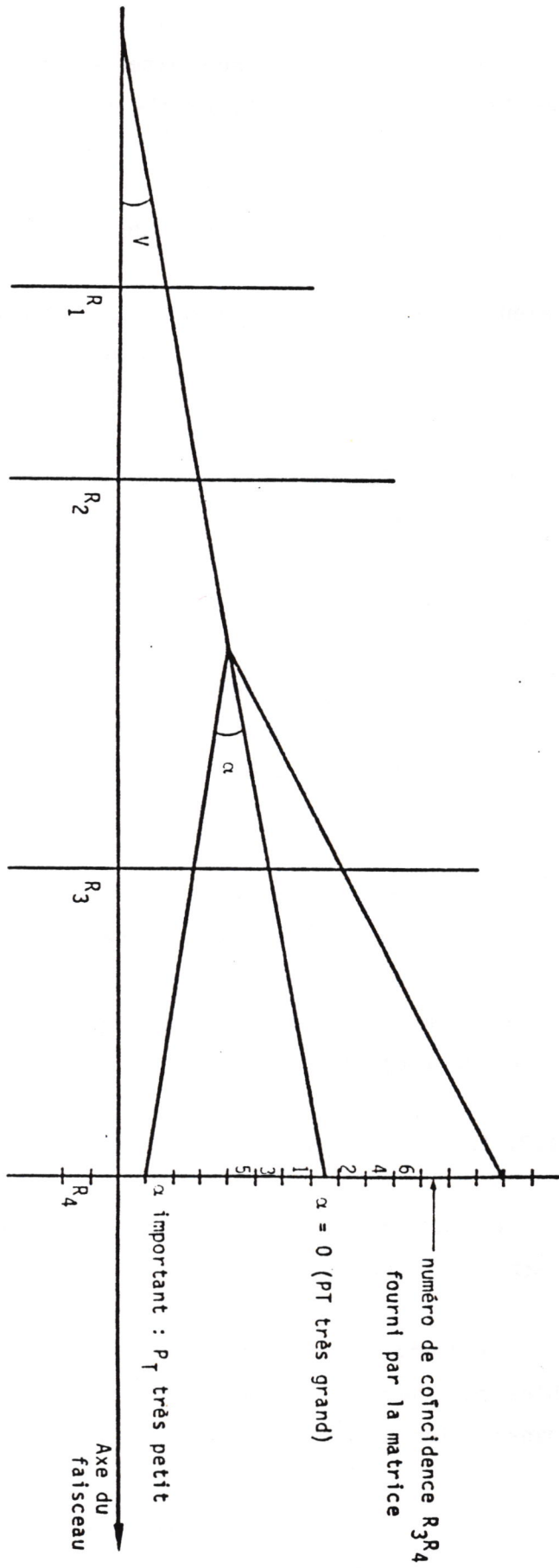
La largeur des signaux à l'entrée de la matrice est de 12ns pour les V et 20ns pour R3 et R4. Des retards programmables appliqués aux signaux de R3 et R4 permettent la mise en temps de leurs signaux en accord avec les V. Le temps de transit est de 35ns et les signaux à la sortie sont délivrés avec une largeur de 30ns.

#### 2.4.1.3. La boîte magique

Le déclenchement d'un dimuon s'obtient avec une paire de  $P_T$  dans deux sextants différents.

La logique intersextant est opérée par une boîte de mémoires programmables par CAMAC. Elle permet de choisir une paire de dimuons d'une certaine masse selon la formule approchée :

$$M = P_{T1} + P_{T2}$$



$V$  : angle incident déterminé par la coïncidence  $R_1R_2$

$\alpha$  : angle de déflexion de l'aimant

Figure II-18 : Principe du déclenchement :  
Détermination du  $P_T$  à partir du numéro de coïncidence  
 $R_3R_4$  et de la direction incidente  $V$ .

A chaque couple de sextants, au nombre maximum de 15, il est associé une mémoire de 256 mots de 4 bits qui reçoit l'information des 2  $P_T$  regroupés et génère une réponse.

Les combinaisons des superbins définissent 7 régions de masse représentées par les diagonales dans le diagramme suivant:

|   | D | C | B | A |
|---|---|---|---|---|
| A | H | H | H | H |
| B | I | H | H | H |
| C | I | I | H | H |
| D | L | I | I | H |

Chaque région de masse peut être programmée en mode réjection, échantillonnage ou acquisition. C'est ici que s'effectue la première sélection des événements selon leur masse.

Les valeurs des limites des superbins ont été choisies de façon à pouvoir définir des régions de masse suivantes:

- |                      |                                               |
|----------------------|-----------------------------------------------|
| - petites masses (L) | $M \lesssim 2.7 \text{ GeV}/c^2$              |
| - $\psi$             | $2.7 \lesssim M \lesssim 3.4 \text{ GeV}/c^2$ |
| - hautes masses (H)  | $M \gtrsim 3.4 \text{ GeV}/c^2$               |

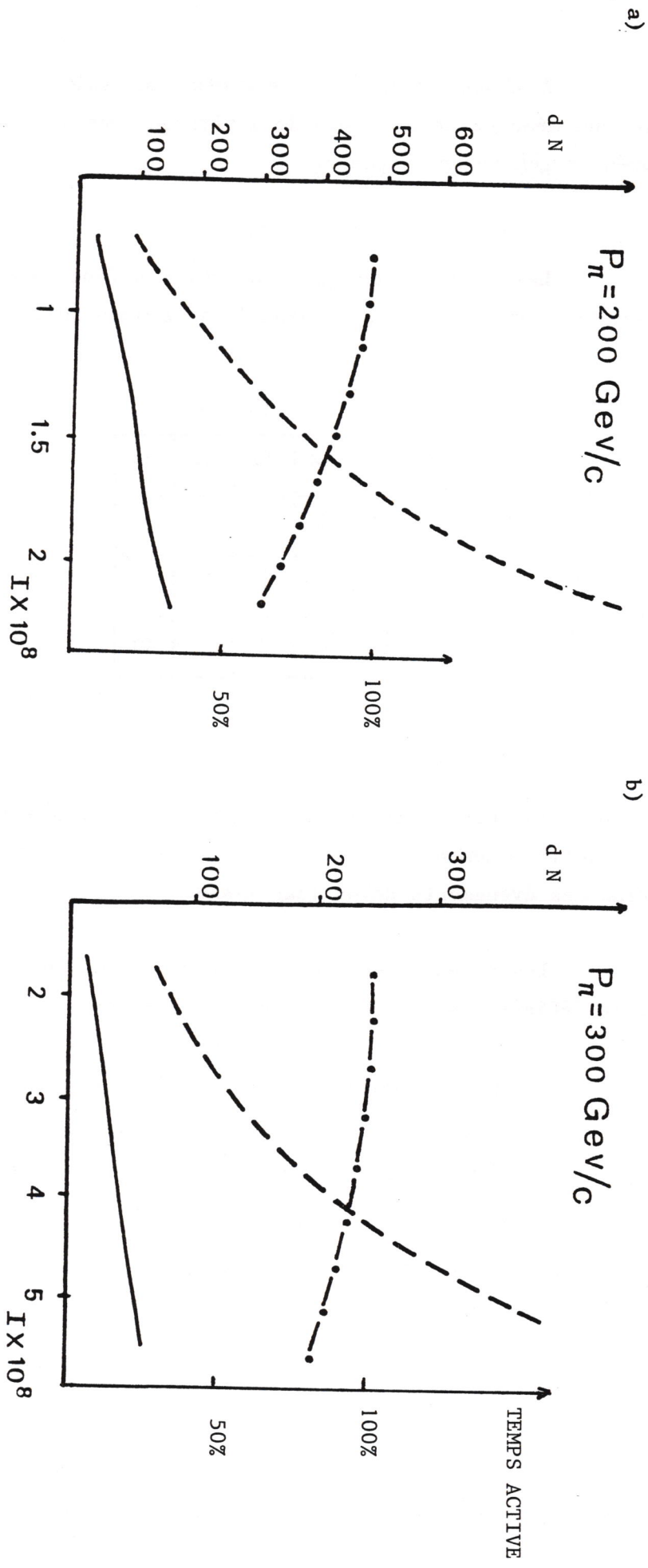


Figure II-20 : Nombre d'événements acquis par burst en fonction de l'intensité du faisceau

- nb d'événements déclenchés par la boîte magique
- nb d'événements du deuxième niveau de déclenchement
- .-.-. temps actif



La programmation standard utilisée pendant l'acquisition des données est représentée dans la figure II-19; pour les runs de 300 GeV/c nous avons exclu le couple de sextants (4,5) car le nombre de déclenchements obtenus dans cette zone y était trop élevé par rapport au nombre de dimuons reconstruits; c'est la région la plus arrosée par le halo.

En cas de détection de plusieurs dimuons dans un événement, une priorité aux dimuons de haute masse est donnée.

A chaque événement sélectionné, un signal est transmis au RMH démarrant sa lecture.

Le taux de déclenchements de la boîte magique pour les deux énergies du faisceau est montré dans les figures II-20a et II-20b par la courbe en pointillé. Nous y remarquons que si l'intensité du faisceau est grande ( $10^9$  part./burst ou  $3.5 \times 10^8$  part./burst respectivement pour les énergies du faisceau de 200 GeV et 300 GeV) le taux peut devenir critique.

Un deuxième niveau de déclenchement s'impose. Celui-ci est effectué par un système Event-buffer microprocesseur.

#### **2.4.1.4.Event-Buffer et microprocesseur**

Nous pouvons réduire le nombre de déclenchements par burst en effectuant une coupure en masse plus haute, par exemple en rejetant le  $\psi$ . Or, l'estimation de la masse donnée par la boîte magique est trop grossière et dans le cas cité, elle introduit des inefficacités dans la région de masse de 4 à 6 GeV/c<sup>2</sup>.

La formule exacte de la masse du dimuon est :

$$M^2 = 2 p_1 p_2 (1 - \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2))$$

où  $p_i$ ,  $\varphi_i$  et  $\theta_i$  sont l'impulsion, l'angle polaire et azimutal d'un  $\mu$ .

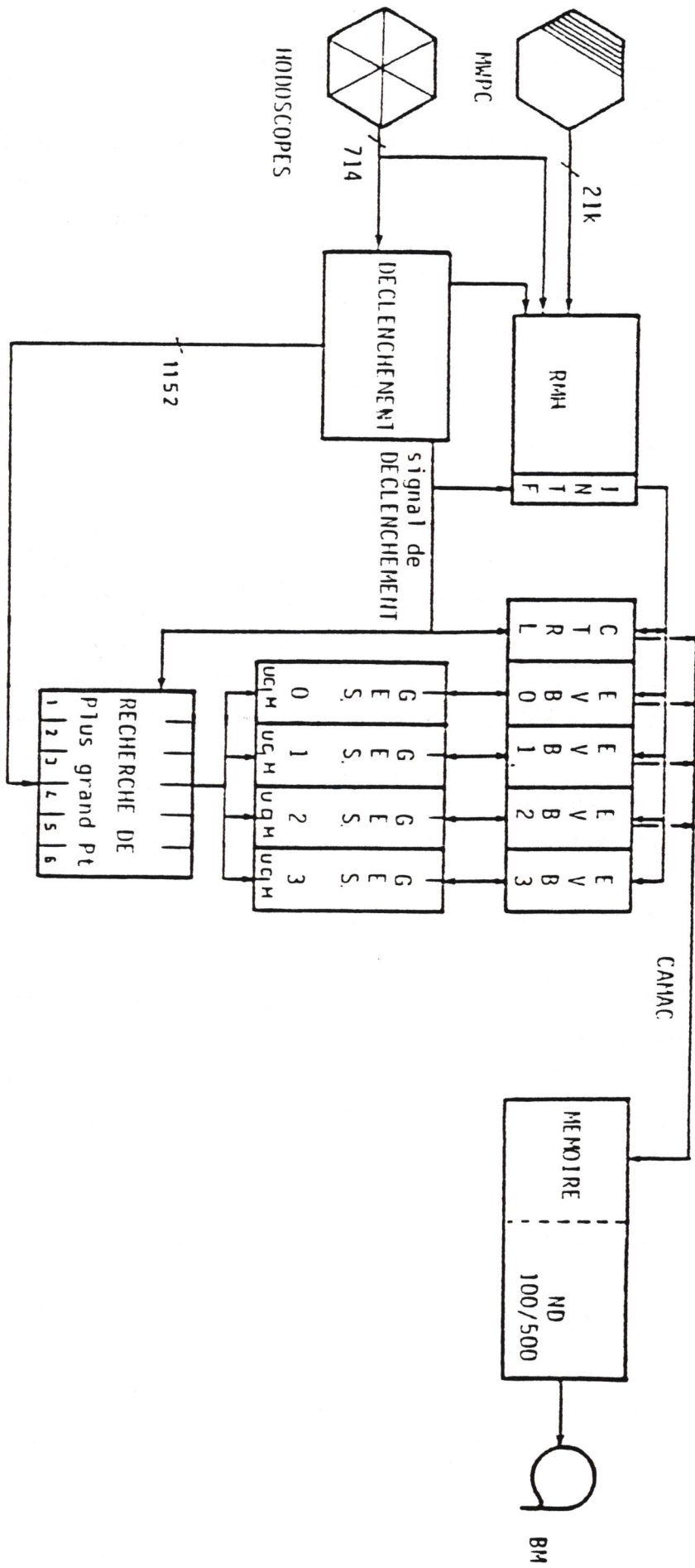


Figure II-21 : Schéma du 2<sup>ème</sup> niveau de déclenchement

Pour effectuer ce calcul d'une façon plus précise, nous avons un ensemble de 4 microprocesseurs reliés à 4 mémoires de 2000 mots de 16 bits (figure II-21).

En fait, ce système a plusieurs tâches que nous résumons en:

- lecture rapide des RMH ( $\sim 150$  ns/mot);
- réjection des événements selon des critères programmables.
- réduction du temps mort;
- transfert des événements à l'ordinateur d'acquisition en ligne.

Dès qu'il y a un déclenchement de la boîte magique, le système commence la recherche de la paire de muons de plus grand  $P_T$  par 6 processeurs en parallèle qui reçoivent par des cables ECL l'information des  $P_T$  encodés. Au même moment, l'information totale de l'événement, contenu des RMH, est transférée vers l'event-buffer. Avant que le transfert soit fini, le microprocesseur (GESPRO) effectue le calcul de la masse pendant un temps typique de 13  $\mu$ s en utilisant les  $V$  pour la définition des angles polaires, les sextants touchés pour l'azimut et la matrice  $V.R3.R4$  pour la valeur de l'impulsion.

Pendant toute la prise de données, nous n'avons pas eu besoin d'une autre coupure en masse que celle des toutes petites masses effectuée par la boîte magique. La réjection DD n'entraîne aucune inefficacité pour les hautes masses ( $M > 4 \text{ GeV}/c^2$ ).

Nous avons opté pour une coupure très propre relative au nombre de mots d'un événement et au nombre de compteurs  $R$  touchés, gardant ainsi les  $\psi$ , qui, comme nous verrons au Chapitre III, sont très utiles pour le calcul de la normalisation et pour la sélection des événements.

L'expérience nous a montré que dans de mauvaises conditions de prises de données, comme par exemple l'existence d'un pic dans le début du

déversement du faisceau, il y a des événements anormaux signés d'une multiplicité très élevée (voir figure II-22).

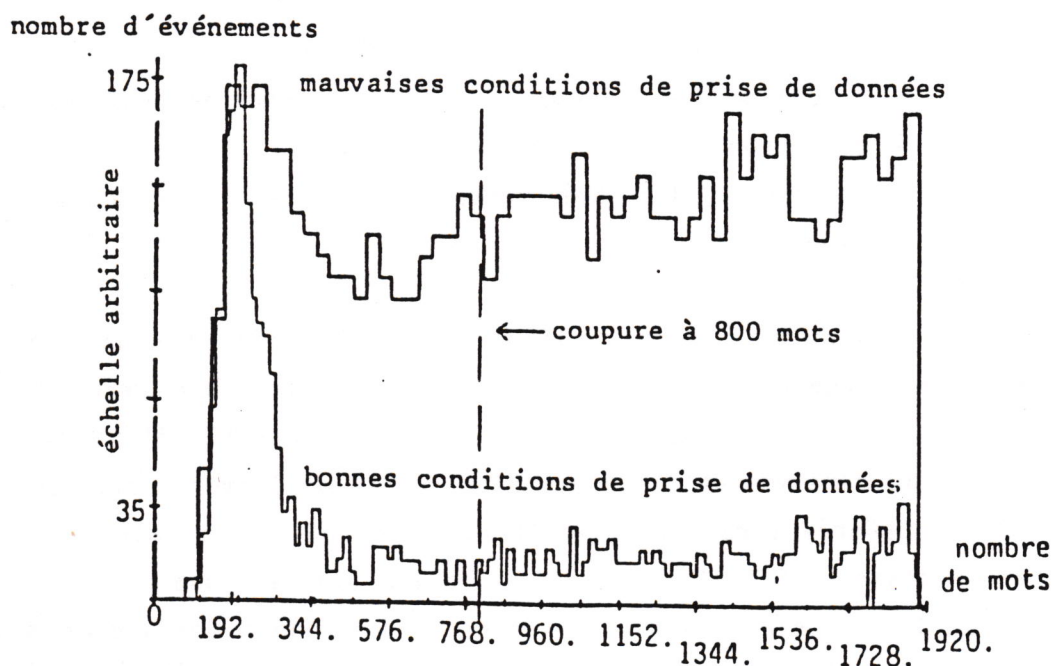


Figure II-22 : Distribution des événements en fonction du nombre de mots pour deux conditions différentes de prise de données à l'énergie de 194 GeV.

L'inefficacité de cette coupure est contrôlée en permanence puisque 1 événement sur 15 est acquis quelque soit sa longueur.

Dans les figures II-20 nous montrons en trait plein le nombre d'événements acquis par burst en fonction de l'intensité du faisceau, en pointillé le nombre d'événements déclenchés par la boîte magique à chaque cycle de machine et en trait point le temps actif respectif.



D'autres coupures ont été élaborées, mais elles n'ont jamais été effectivement utilisées, par exemple la coïncidence  $P_1.P_2$ .

#### 2.4.2. L'acquisition

L'acquisition en ligne est gérée par un ensemble d'ordinateurs de la Norsk Data, ND 100/500 ayant une mémoire commune de 2M bytes et un disque de 75 M bytes.

Le transfert des événements sélectionnés par GESPRO vers l'ordinateur se fait par CAMAC en mode DMA (Direct Memory Access) à la vitesse de 3  $\mu$ s par mot de 16 bits. Les événements sont "vidés" les uns à la suite des autres dans une mémoire tampon de l'ordinateur de 364 Kbytes. Le contenu de l'information est celle du RMH : l'adresse des compteurs et fils touchés et la logique du système de déclenchement. A la fin du burst nous enregistrons aussi le contenu des échelles de comptage, les conditions du faisceau et la valeur du courant de l'aimant.

Le ND 500 effectue le décodage des événements emmagasinés dans la mémoire tampon et les écrits sur bande magnétique de 1600 bpi, remplissant en même temps les histogrammes de contrôle en ligne.

