



**HAL**  
open science

# Identification des particules dans l'expérience LEP-DELPHI. Etude expérimentale de la détection de photoélectrons et de la résolution sur l'angle Cerenkov avec le prototype du Barrel Rich

Marcos Dracos

► **To cite this version:**

Marcos Dracos. Identification des particules dans l'expérience LEP-DELPHI. Etude expérimentale de la détection de photoélectrons et de la résolution sur l'angle Cerenkov avec le prototype du Barrel Rich. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1987. Français. NNT: . tel-00389769

**HAL Id: tel-00389769**

**<https://theses.hal.science/tel-00389769>**

Submitted on 29 May 2009

**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.

DD

19 SEP. 1988

EX - CRN-HE 87-10

CRN  
STRASBOURG

**CRN**

CRN/HE 87-10

N. d'ordre 243

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051601

PLEASE  
MAKE A  
PHOTOCOPY  
or check out as  
NORMAL  
LOAN

**THESE**

*présentée  
pour obtenir le grade de*

*DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR  
DE STRASBOURG*

*par*

**Marcos DRACOS**

IDENTIFICATION DES PARTICULES DANS L'EXPERIENCE LEP-DELPHI  
ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DETECTION DE PHOTOELECTRONS  
ET DE LA RESOLUTION SUR L'ANGLE CERENKOV  
AVEC LE PROTOTYPE DU BARREL RICH

**CENTRE DE RECHERCHES NUCLEAIRES  
STRASBOURG**

Thesis-1987-Dracos

IN2P3  
CNRS

UNIVERSITE  
LOUIS PASTEUR

CRN/CPR 87-10

N. d'ordre 243

# THESE

*présentée*

*pour obtenir le grade de*

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG**

*par*

**Marcos DRACOS**

**IDENTIFICATION DES PARTICULES DANS L'EXPERIENCE LEP-DELPHI  
ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DETECTION DE PHOTOELECTRONS  
ET DE LA RESOLUTION SUR L'ANGLE CERENKOV  
AVEC LE PROTOTYPE DU BARREL RICH**

*Soutenue le 30 juin 1987 devant la commission d'examen*

**M. R. VOLTZ  
M. J.E. AUGUSTIN  
M. B. DIDDENS  
M. M. SCHAEFFER  
M. R. SELTZ**

**Président et Rapporteur interne  
Rapporteur externe**

## RESUME

Une des quatre expériences LEP, DELPHI, sera équipée de détecteurs RICH (*Ring Imaging Cherenkov*) pour l'identification des hadrons chargés. Ces détecteurs permettront l'identification des pions, kaons et protons de 0,3 à 25 GeV/c, sur environ tout l'angle solide.

La technique de la longue dérive qui est utilisée combine un radiateur liquide et un radiateur gazeux. Entre les deux radiateurs est disposé un milieu photosensible permettant la détection des photons Cerenkov.

Pour étudier la faisabilité et les performances du Barrel RICH de DELPHI, un prototype en grandeur réelle a été construit. A l'aide de ce prototype nous avons obtenu :

- une longueur d'absorption des photoélectrons dans le gaz de dérive de plus de 10 m
- un facteur de mérite de  $53 \text{ cm}^{-1}$  pour le radiateur liquide (fréon  $C_6F_{14}$ ) et de  $77 \text{ cm}^{-1}$  pour le radiateur gazeux (isobutane  $iC_4H_{10}$ )
- une résolution de l'angle Cerenkov de 11,5 mrad pour le radiateur liquide et 4,5 mrad pour le radiateur gazeux.

## ABSTRACT

One of the four LEP experiments, DELPHI, will be equipped with Ring Cherenkov (RICH) detectors for hadrons identification. These detectors will provide pion, kaon, proton identification for momenta from 0,3 to 25 GeV/c over nearly all the solid angle.

The technique of the long drift is used which combines liquid and gas radiators on opposite sides of a single photosensitive drift volume.

A full-scale prototype of the DELPHI Barrel RICH was built to study the feasibility and the performances of a big RICH system. We have obtained :

- an absorption length of photoelectrons in the drift gas more than 10 m
- a merit factor of  $53 \text{ cm}^{-1}$  for the liquid radiator (perfluoro-hexane  $C_6F_{14}$ ) and  $77 \text{ cm}^{-1}$  for the gas radiator (isobutane  $iC_4H_{10}$ )
- a resolution of the single photon Cerenkov angle of 11.5 mrad for the liquide radiator and 4.5 mrad for the gas radiator.

MOTS CLES : Cerenkov, chambre, dérive, *feedback*, photoélectron, *gating*, radiateur, RICH.

**à ma femme**

## SOMMAIRE

INTRODUCTION . . . . .	1
CHAPITRE I LE PROJET LEP ET L'EXPÉRIENCE DELPHI . . . . .	3
1.1 Physique à LEP . . . . .	5
1.2 L'expérience et le spectromètre DELPHI . . . . .	10
CHAPITRE II IMAGERIE CERENKOV ET BARREL RICH . . . . .	15
2.1 Effet Cerenkov . . . . .	17
2.2 Imagerie Cerenkov . . . . .	20
2.2.1 Détecteurs à pseudofocalisation . . . . .	20
2.2.2 Détecteurs à focalisation . . . . .	21
2.2.3 Variation de l'indice de réfraction . . . . .	22
2.2.4 Détecteurs de photons uniques et gaz de dérive . . . . .	25
2.2.5 Détecteurs d'électron unique . . . . .	29
2.3 Barrel RICH . . . . .	34
2.3.1 Description générale . . . . .	34
2.3.2 Champ de dérive . . . . .	37
2.3.3 Choix des différents milieux . . . . .	37
CHAPITRE III LE PROTOTYPE DU BARREL RICH . . . . .	45
3.1 Description générale . . . . .	47
3.2 Champ de dérive et isolation électrostatique . . . . .	49
3.3 Système de contrôle des fluides . . . . .	51
3.4 Détection des photoélectrons et acquisition des données . . . . .	52
3.4.1 Chaîne électronique . . . . .	53
3.4.2 Acquisition de données . . . . .	54
3.5 Tests à l'aide de lampes à U.V. . . . .	54
3.6 Tests en faisceau de pions de 10 GeV/c . . . . .	56
3.7 Production d'images Cerenkov . . . . .	58
CHAPITRE IV ETUDE DE LA CHAMBRE DE DÉTECTION . . . . .	63

4.1	Signal induit par un photoélectron . . . . .	67
4.2	Distribution de la charge induite par un photoélectron . . . . .	70
4.2.1	Dispositif expérimental . . . . .	70
4.2.2	Calibration de la chaîne électronique . . . . .	71
4.2.3	Sélection des événements pour la mesure du gain . . . . .	73
4.2.4	Couplage anode-cathode et gain apparent du détecteur . . . . .	74
4.3	Photoélectrons <i>feedback</i> . . . . .	79
4.3.1	Photoélectrons <i>feedback</i> internes et gain vrai de la chambre . . . . .	79
4.3.2	Photoélectrons <i>feedback</i> externes . . . . .	81
4.4	Simulation de la réponse du détecteur et efficacité de détection . . . . .	84
4.5	Blocage du transfert des charges ( <i>gating</i> ) . . . . .	91

## CHAPITRE V

PHÉNOMÈNES LIÉS À LA LONGUE DÉRIVE . . . . .	95
--	----

5.1	Etude de l'absorption des photoélectrons pendant la dérive . . . . .	97
5.2	Charge d'espace . . . . .	103
5.2.1	Mise en évidence du phénomène . . . . .	104
5.2.2	Solution adoptée pour limiter les effets de charge d'espace . . . . .	112
5.3	Bruit de fond . . . . .	115
5.3.1	Bruit dû aux traces des particules chargées . . . . .	115
5.3.2	Bruit de fond uniforme . . . . .	116
5.4	Mesure de la diffusion des électrons . . . . .	117

## CHAPITRE VI

ÉTUDE DES IMAGES CERENKOV . . . . .	123
-------------------------------------	-----

6.1	Programme de reconstruction des angles Cerenkov . . . . .	125
6.1.1	Définition de la trajectoire des particules . . . . .	125
6.1.2	Soustraction des traces et du bruit électronique . . . . .	127
6.1.3	Reconstruction de la position des photoélectrons . . . . .	128
6.1.4	Reconstruction des angles Cerenkov . . . . .	130
6.2	Production d'images Cerenkov avec blocage des chambres . . . . .	131
6.2.1	Tentative de correction de la position des photoélectrons . . . . .	131
6.2.2	Blocage du transfert des électrons vers la chambre . . . . .	131
6.3	Angle Cerenkov et résolution . . . . .	135
6.3.1	Variation de la résolution $\sigma_c$ en fonction de la distance de dérive . . . . .	137
6.3.2	Prise en compte des électrons <i>feedback</i> . . . . .	138
6.3.3	Influence de la tension $U_c$ sur les images Cerenkov . . . . .	143
6.3.4	Variation de l'angle Cerenkov en fonction de la distance de dérive . . . . .	145

6.4 Pertes de photoélectrons . . . . .	147
6.4.1 Pertes de photoélectrons dues à la dérive . . . . .	147
6.4.2 Pertes de photoélectrons dues au temps mort . . . . .	148
6.4.3 Pertes dues à la focalisation par la charge d'espace . . . . .	150
6.4.4 Pertes dues au faisceau de particules . . . . .	150
6.4.5 Pertes dues aux chambres de détection . . . . .	151
6.4.6 Pertes dues au déplacement global des photoélectrons . . . . .	152
6.5 Facteur de mérite . . . . .	154
6.6 Séparation $\pi/K$ à l'aide du radiateur gazeux . . . . .	156
CHAPITRE VII	
POUVOIR D'IDENTIFICATION ET QUARKS LIBRES . . . . .	163
7.1 Limites de séparation . . . . .	165
7.2 Séparation et identification des particules . . . . .	168
7.3 Charges fractionnaires . . . . .	173
7.3.1 Recherche de charges fractionnaires . . . . .	175
7.3.2 Modèles de quarks déconfinés . . . . .	177
7.3.3 Observation de charges fractionnaires dans le Barrel RICH . . . . .	182
CONCLUSION . . . . .	187
APPENDICE	
PROGRAMME DE SIMULATION MONTE-CARLO	
DU PROTOTYPE BARREL RICH . . . . .	189
1 Initialisation . . . . .	189
2 Simulation des traces des particules . . . . .	191
3 Génération de l'image . . . . .	192
4 Digitisation des informations . . . . .	192
RÉFÉRENCES . . . . .	197

## INTRODUCTION

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la préparation de l'expérience DELPHI qui est l'une des quatre expériences qui seront effectuées auprès du grand collisionneur électrons-positrons LEP en cours de construction au CERN.

La physique qui sera étudiée auprès de DELPHI, bien que centrée sur l'étude du  $Z^0$ , ne se limite pas aux tests du modèle électrofaible; elle s'étend, en effet, à des tests de la chromodynamique quantique, à l'analyse détaillée des états finals, ainsi qu'à la mise en évidence de tout effet inattendu. Pour ces raisons, le système de détection se caractérise par une très bonne granularité de ses composants, ainsi que par la possibilité d'identifier les hadrons et les leptons sur environ 90% de tout l'angle solide.

La division des hautes énergies du CRN-Strasbourg participe à la construction du compteur Cerenkov à focalisation annulaire Barrel RICH (*Ring Imaging Cherenkov*), qui est une des originalités du spectromètre DELPHI. Le principe de l'identification des particules par une telle technique est basé sur la détermination de l'angle Cerenkov après mesure des coordonnées des électrons issus de la conversion des photons Cerenkov ultra-violets émis dans un radiateur liquide ou gazeux. Sous l'influence d'un champ électrique uniforme, les photoélectrons dérivent jusqu'à une chambre proportionnelle multifils qui en assure la détection. Pour que le détecteur Barrel RICH couvre un grand angle solide, les photoélectrons doivent dériver sur des distances pouvant atteindre 1,50 mètre, ce qui constitue une des difficultés de la technique.

Ce genre de détecteur de type RICH couplé à la technique de la longue dérive étant le premier à avoir été proposé pour une expérience en physique des particules, un prototype en grandeur réelle a été construit en 1983 pour en montrer la faisabilité et en évaluer les performances. La présentation et l'interprétation des derniers résultats obtenus avec ce prototype et plus particulièrement l'étude des problèmes liés à la résolution sur la mesure de l'angle Cerenkov constituent la majeure partie de notre travail.

Le chapitre I est consacré à l'exposé des motivations physiques de LEP et à la présentation de l'ensemble du spectromètre DELPHI, tandis que le chapitre II expose les principes fondamentaux de la technique RICH.

La description du prototype est donnée dans le chapitre III. Dans le chapitre IV nous présentons une étude détaillée de la chambre de détection des photoélectrons et particulièrement de son comportement en milieu photosensible. Les mesures du gain du détecteur en fonction de sa tension de fonctionnement nous ont conduit à proposer un modèle pour la production de photoélectrons supplémentaires lors de l'avalanche (photoélectrons *feedback*). Les résultats fournis par ce modèle, obtenus à partir d'un programme de Monte-Carlo que nous avons développé, sont comparés avec les observations expérimentales.

Avec l'utilisation de grands volumes de dérive, la charge d'espace engendrée par les

ions positifs créés lors du processus de l'avalanche contribue de façon notable à l'erreur de reconstruction. Le blocage des chambres de détection (*gating*) interdisant aux ions positifs de migrer vers le volume de dérive permet de réduire considérablement l'effet de la charge d'espace afin de ne laisser subsister que des effets de surface. Des mesures comparatives du comportement du détecteur avec et sans blocage des chambres de détection sont discutées dans le chapitre V. De plus, des mesures du coefficient de diffusion longitudinale pour différents mélanges gazeux sont présentées.

Les performances d'un détecteur RICH sont caractérisées principalement par la résolution sur la mesure de l'angle Cerenkov et son facteur de mérite. Ces deux points essentiels sont abordés dans le chapitre VI par l'intermédiaire de l'étude d'images Cerenkov issues des radiateurs liquide et gazeux produites par  $\pi^-$  de 10 GeV/c. Une attention particulière est apportée à l'étude de l'influence des photoélectrons *feedback* et l'apport du blocage des chambres sur la résolution de l'angle Cerenkov. Les données expérimentales sont comparées aux résultats obtenus avec un programme de simulation du prototype que nous avons développé. Les résultats seront complétés par l'étude de la séparation  $\pi/K$  à 10 GeV/c.

Enfin, le chapitre VII est consacré au pouvoir séparateur du Barrel RICH pour les particules  $\pi$ , K, p. L'éventualité de détecter des charges fractionnaires (quarks libres) à l'aide de ce détecteur est envisagée; les limites de séparation  $p/q$ , où  $q$  est un quark libre de masse 2 GeV et de charge  $4/3$ , sont données.

# CHAPITRE I

## LE PROJET LEP ET L'EXPÉRIENCE DELPHI

L'accélérateur LEP (Large Electron Positron collider) actuellement en construction au CERN et devant entrer en service en 1989, est un collisionneur géant d'électrons et de positrons conçu pour permettre de réaliser des collisions à très haute énergie (cf Table I).

Les collisions  $e^+e^-$  présentent deux avantages principaux :

- pureté des topologies produites en raison du caractère élémentaire des particules en interaction (au moins aux énergies actuellement accessibles)
- utilisation optimale de l'énergie des faisceaux car dans les collisions frontales de particules élémentaires de même impulsion, il n'y a pas d'énergie emportée par le mouvement du centre de masse.

**Table I**

Caractéristiques principales du collisionneur LEP.

Energie par faisceau	50 GeV dans la 1 <sup>ère</sup> phase 125 GeV maximum
Luminosité	$6 \cdot 10^{30} - 6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Nombre de zones d'interactions	4 dans la 1 <sup>ère</sup> phase 8 dans une phase ultérieure
Circonférence	~ 26,7 km

## 1.1 Physique à LEP

La motivation principale du programme LEP est l'étude des interactions fondamentales dans la région de l'unification de l'interaction électrofaible ( $\sim 100$  GeV).

L'unification des interactions électromagnétique et faible est due au modèle standard proposé en 1967 par Weinberg, Salam et Glashow. Ce modèle repose sur la symétrie de jauge  $SU(2) \times U(1)$  où les constituants fondamentaux sont organisés en doublets gauches (sur lesquels agit le groupe  $SU(2)$ ) et en singulets droits (sur lesquels agit le groupe  $U(1)$ ).

A cause de l'invariance de jauge du lagrangien utilisé, toutes les particules fondamentales (neutrinos, leptons chargés et champs de jauge) sont de masse nulle. Weinberg a montré

que le couplage du champ électrofaible à des champs scalaires de Higgs brise la symétrie de jauge et confère une masse aux constituants fondamentaux en préservant la renormalisation de la théorie. Dans cette opération, dite *brisure spontanée de symétrie*, trois champs acquièrent une masse importante ( $W^\pm$ ,  $Z^0$ ), le quatrième qui reste sans masse est associé au champ électromagnétique. La masse du boson de Higgs reste un paramètre libre de la théorie.

A partir de constantes fondamentales, déterminées par ailleurs, ce modèle fournit des prédictions précises sur la masse des bosons de jauge. A l'ordre le plus bas on a les relations :

$$M_Z = \frac{C}{\sin \theta_W \cos \theta_W}$$

avec :

$$C = \left( \frac{\pi \alpha}{G_\mu \sqrt{2}} \right)^{1/2} = 37,281 \text{ GeV}$$

$\alpha$  = constante de structure fine

$$G_\mu = 1,666 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$\theta_W$  = angle de Weinberg

Le premier indice confirmant la théorie a été la découverte en 1973 des courants neutres faibles par les interactions de neutrinos détectés dans la chambre à bulles à liquide lourd Gargamelle.

Comme le montre la table II[1], les prédictions du modèle standard ont été, plus de dix ans après, confirmées au CERN par les expériences de collision  $\bar{p}p$  UA1 et UA2.

Compte-tenu de la prédictivité du modèle standard la même démarche théorique a été appliquée à l'interaction forte. La notion d'invariance locale de jauge a conduit à une théorie tout aussi prédictive, la chromodynamique quantique (QCD). Cette théorie décrit l'interaction entre quarks par échange de quanta de couleur (les gluons), et est la seule à l'heure actuelle à être renormalisable. Là aussi de nombreux faits expérimentaux confortent la théorie :

- diffusion inélastique profonde de leptons
- hadroproduction, électroproduction, photoproduction et leptoproduction de saveurs lourdes
- réactions de Drell-Yan
- productions de jets par réaction  $e^+e^-$
- physique à deux photons.

**Table II**

Prédictions théoriques et résultats expérimentaux[1].

Quantité	UA1	UA2	Théorie
$M_W$ (GeV)	$83,1_{-0,8}^{+1,3} \pm 3$	$81,2 \pm 1,1 \pm 1,3$	$82,0 \pm 1,7$ *
$M_Z$ (GeV)	$93,0 \pm 1,6 \pm 3$	$92,5 \pm 1,3 \pm 1,5$	$93,0 \pm 1,4$ **
$\sin^2 \theta_W$ (1)	$0,216_{-0,008}^{+0,005}$	$0,226 \pm 0,005 \pm 0,008$	$0,222 \pm 0,009$
$\sin^2 \theta_W$ (2)	$0,202 \pm 0,036$	$0,229 \pm 0,03$	$0,222 \pm 0,009$

\* 79,1 sans corrections radiatives

\*\* 89,7 sans corrections radiatives

(1) issu de  $M_W, M_Z$

(2) issu de  $1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$

Cependant en dépit des succès rencontrés, le modèle standard compte de nombreux paramètres libres (masses, charges, couplages) et ne peut apporter de réponses à certaines questions essentielles comme :

- quel est le mécanisme réel de quantification des champs?
- quelle est la signification des trois familles de fermions?
- combien y a-t-il de familles?
- pourquoi la charge du proton et celle de l'électron sont-elles exactement opposées?
- quel est le lien de parenté entre leptons et quarks?
- les fermions et bosons du modèle sont-ils réellement élémentaires?
- quel est le vrai mécanisme de génération de masses?
- les courants droits sont-ils réellement absents?

Pour tenter d'apporter des réponses à ces interrogations des efforts théoriques considérables sont développés (GUT, supersymétrie).

L'observation expérimentale de différentes particules prédites par la théorie ( $Z^0, W^\pm$ )

a encouragé les physiciens à construire des machines de plus en plus puissantes. La physique associée à ces machines sera centrée principalement sur 3 thèmes majeurs pour lesquels la machine LEP constituera un outil décisif en raison de ses caractéristiques :

- recherche d'objets nouveaux, notamment scalaires permettant de trancher entre les différentes théories en présence et d'intégrer le modèle standard dans une symétrie plus vaste
- recherche des objets standards inobservés jusqu'alors (Higgs, quark top, éventuelles autres familles)
- mesures fines permettant de mieux comprendre comment fonctionne le modèle standard et quelles sont ses limites.

La machine LEP permettra des vérifications très fines de la théorie par l'intermédiaire de [2] :

- la mesure précise de la masse  $M_Z$  du  $Z^0$  ( $\Delta M_Z \simeq \pm 50$  MeV) et de l'angle de Weinberg (cette mesure permettra de vérifier le modèle standard aux ordres supérieurs).
- la mesure précise de la largeur du  $Z^0$  à laquelle le nombre de familles des neutrinos est lié par la relation :

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{\text{tot}} - \Gamma_{\text{vis}}}{\Gamma_{\nu\nu}}$$

où  $\Gamma_{\text{tot}}$  est la largeur totale du  $Z^0$ ,  $\Gamma_{\text{vis}}$  sa largeur dans les canaux autres que  $\nu\bar{\nu}$  et  $\Gamma_{\nu\nu}$  la largeur partielle dans le cas de désintégration en paires  $\nu\bar{\nu}$ .

LEP permettra également l'étude de l'interaction forte pour tester dans le détail la théorie de la chromodynamique quantique (QCD). Cette étude se fera principalement par l'observation de jets de quarks provenant de la désintégration du  $Z^0$  en une paire quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ). Avant de quitter la région d'interaction, le quark et l'antiquark s'habillent de paires quark-antiquark jusqu'à constituer des particules complètes et se présenter expérimentalement sous forme de jets de hadrons. L'étude des jets permettra donc de mieux connaître les états liés  $q\bar{q}$  et d'observer peut-être le toponium ( $t\bar{t}$ ).

Bien d'autres sujets pourront être étudiés auprès de LEP comme la recherche des bosons de Higgs, de leptons lourds ou de particules de charges fractionnaires (cf Chapitre VII).

La table III résume les principales interactions prévues pour être observées au pic du  $Z^0$  avec une luminosité de  $54 \text{ pb}^{-1}$  [3].

**Table III**Principales interactions prévues au pic de  $Z^0$  (luminosité=54 pb<sup>-1</sup>)[3].

Réaction	Evénements/année
$e^+e^- \xrightarrow{\gamma} \mu^+\mu^-$	540
$\xrightarrow{\gamma, Z^0}$ tout (non Bhabha)	$1,7 \cdot 10^6$
→ visible (non $\nu\bar{\nu}$ , non Bhabha)	$1,5 \cdot 10^6$
→ $\mu^+\mu^-$	$5,4 \cdot 10^4$
→ $u\bar{u}$ (ou $c\bar{c}$ , ou $t\bar{t}$ )	$18 \cdot 10^4$
→ $d\bar{d}$ (ou $s\bar{s}$ , ou $b\bar{b}$ )	$23 \cdot 10^4$
→ $e^+e^-$ (avec Bhabha, $2^\circ < \theta < 5^\circ$ )	$4,5 \cdot 10^6$
(avec Bhabha, $\theta > 7.5^\circ$ )	$4 \cdot 10^5$
→ $\gamma\gamma$	$1,7 \cdot 10^3$
→ $H^0e^+e^-$ ( $M_{H^0} = 20$ GeV)	50
→ $H^0\nu\bar{\nu}$	300
→ $H^0\gamma$	4
→ $H^+H^-$ ( $M_H = 20$ GeV)	300

## 1.2 L'expérience et le spectromètre DELPHI

Actuellement quatre expériences LEP sont en cours de préparation :

- ALEPH (*Apparatus for LEP Physics*)[4]
- OPAL (*Omni Purpose Apparatus for LEP*)[5]
- L3 (*Letter of intent number 3*)[6]
- DELPHI (*Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification*)[7].

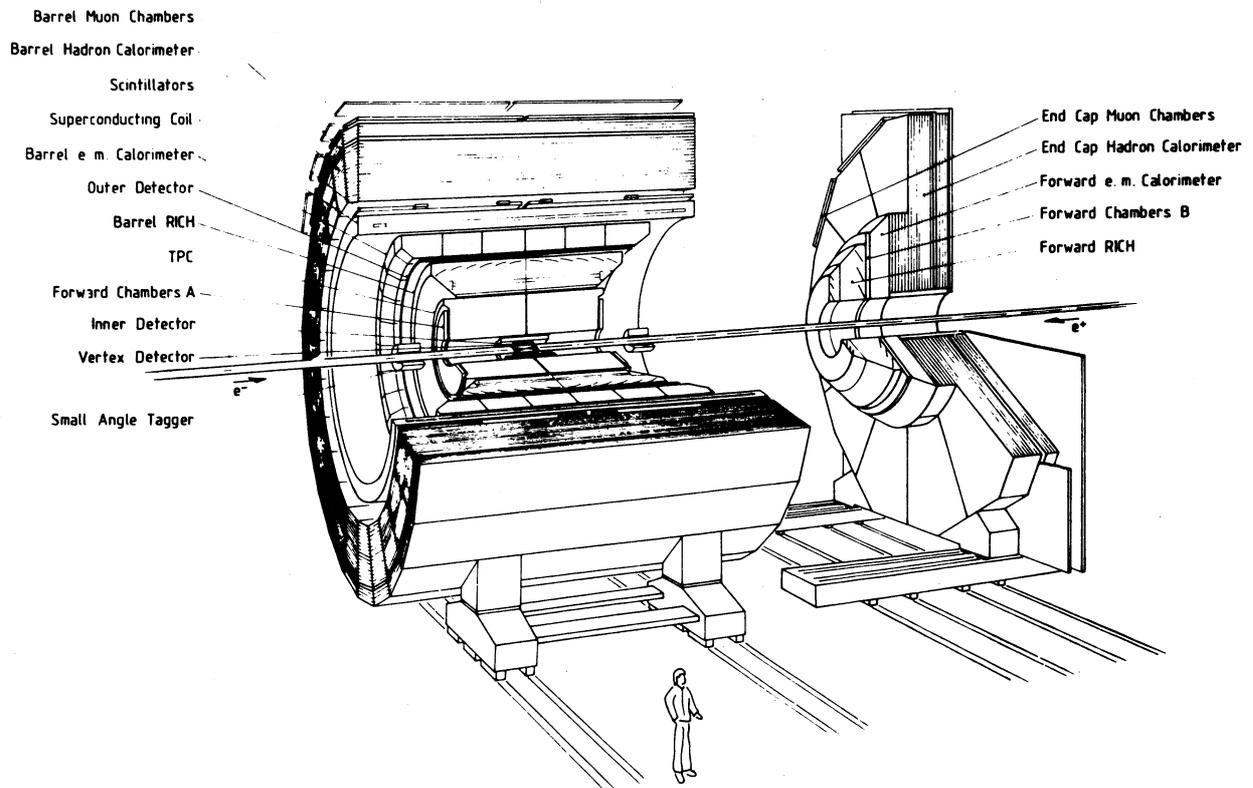


Fig. I.1 : Le spectromètre DELPHI.

ALEPH et OPAL sont des expériences dites classiques compte-tenu du fait qu'elles sont constituées de détecteurs utilisant des techniques éprouvées auprès des collisionneurs existants. Par contre, les détecteurs des expériences L3 et DELPHI sont plus spécialisés. L3 se

propose de mesurer l'énergie et l'impulsion des leptons avec une grande précision. DELPHI met davantage l'accent sur l'identification des hadrons sans pour autant négliger l'identification des leptons et photons.

La division des Hautes Energies du CRN-Strasbourg participe à la construction du spectromètre DELPHI.

Le spectromètre DELPHI est à grande acceptation ( $\sim 4\pi$ ). Il est composé d'une partie cylindrique (*Barrel*) qui couvre les angles de  $90^\circ$  à  $40^\circ$  (en prenant comme origine des angles l'axe des faisceaux), de deux bouchons amovibles (*end caps*) qui couvrent les angles de  $40^\circ$  à  $10^\circ$  et d'un bouchon complémentaire (*small angle tagger*) couvrant les faibles angles (figure I.1). Ce détecteur est un appareil multi-spécialisé utilisant des détecteurs non conventionnels basés sur la technique de la longue dérive ( $> 1$  m). L'identification de particules se fait par :

- calorimétrie
- mesure d'ionisation ( $dE/dx$ )
- mesure de vitesse ( $\beta$ ) par effet Cerenkov.

#### a) Champ magnétique

Le champ magnétique servira à la mesure de l'impulsion des traces chargées. Il doit être solénoïdal pour ne pas perturber la dérive des électrons dans les différents détecteurs placés en son sein.

Pour satisfaire à ces exigences, DELPHI utilisera une grande bobine supraconductrice dont les caractéristiques sont les suivantes :

rayon : 2,75 m

longueur : 6,8 m

température : 4,2° K (He liquide)

$|\vec{B}|$  : 1,2 T

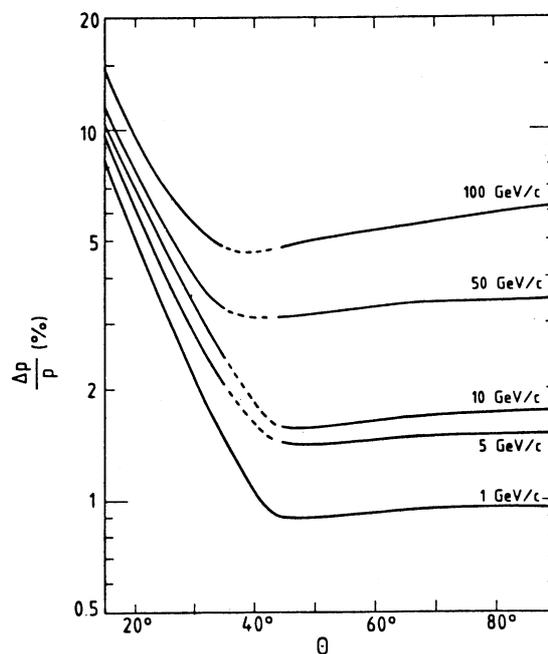
$\int B_r dz : \sim 10^{-2} T.m$  ( $0 < r < 2,6$  m).

#### b) Mesure des traces chargées

Cette mesure se fera principalement par la TPC (*Time Projection Chamber*) qui est considérée comme le détecteur central de DELPHI. Elle peut fournir jusqu'à 16 points par trace. La technique utilisée consiste à détecter les électrons d'ionisation produits par le passage des particules dans un mélange  $Ar(80\%) + CH_4(20\%)$  à 1 atm.

L'étude des traces au voisinage du point d'interaction est considérablement aidée par l'utilisation du détecteur microvertex (*microvertex detector*) basé sur la technique des semi-conducteurs (silicium). Il couvre les angles de  $90^\circ$  à  $30^\circ$  et son but précis consiste à :

- aider la reconstruction des vertex primaires
- aider la reconstruction des vertex secondaires de désintégrations de saveurs lourdes
- à améliorer la résolution sur les traces et en particulier celles des particules à haut moment.



**Fig. I.2 :** Résolution en impulsion dans le spectromètre DELPHI en fonction de l'angle azimuthal  $\theta$ [7].

Les détecteurs interne et externe participent eux aussi à la reconstruction des traces. Le détecteur interne (*inner detector*) qui couvre à peu près les mêmes angles que le détecteur microvertex est composé d'une chambre à jet (chambre à dérive) et de 5 couches de tubes proportionnels à lecture cathodique. Le détecteur externe (*outer detector*) est composé de 6 couches de tubes à dérive proportionnels.

Deux points sur la trajectoire des muons seront donnés par les deux couches de chambres à muons.

La figure I.2 présente la résolution sur l'impulsion ainsi attendue.

Pour les traces entre  $15^\circ$  et  $37^\circ$  on utilisera aussi les chambres avant (*forward chambers*).

### c) Calorimétrie électromagnétique

La mesure de l'énergie des électrons et des photons, est réalisée par le détecteur HPC (*High density Projection Chamber*) pour la partie cylindrique. Ce détecteur utilise la technique de l'échantillonnage des gerbes développées par le passage des particules dans des couches de plomb. Entre les couches de plomb un espace est réservé à la dérive des électrons des gerbes. La résolution en énergie attendue est :

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{15}{\sqrt{E}} \% \quad (\text{pour } |\vec{B}| = 1.2 \text{ T})$$

Ce calorimètre est placé à l'intérieur de la bobine supraconductrice ce qui diminue la quantité de matière située devant le détecteur, réduit le nombre de longueurs de radiation et limite la probabilité d'interaction des hadrons qui détériore la séparation électrons-hadrons.

Les calorimètres électromagnétiques, disposés sur les deux bouchons du détecteur, utilisent la technique de la scintillation.

### d) Calorimétrie hadronique

Le calorimètre hadronique est nécessaire pour la détection et la mesure de l'énergie des hadrons, en particulier des hadrons neutres. Il couvre les angles de  $10^\circ$  à  $90^\circ$  et comporte deux parties, la partie barrel (100 cm de fer) et la partie bouchon (*end-caps*) (80-100 cm de fer). Il est composé de couches successives de fer et de chambres à fils multicellulaires fonctionnant en mode *streamer*.

La résolution en énergie attendue est :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E}{E} &\sim \frac{45\%}{\sqrt{E}} && \text{à } 2 \text{ GeV} \\ &\sim \frac{25\%}{\sqrt{E}} && \text{à } 10 \text{ GeV} \\ &\sim \frac{26\%}{\sqrt{E}} && \text{à } 20 \text{ GeV} \end{aligned}$$

### e) Identification des particules chargées

La TPC ne participe pas seulement à la reconstruction des traces chargées mais aussi à leur identification. Par la mesure de la perte d'énergie par ionisation ( $dE/dx$ ), elle est capable d'assurer la séparation  $e/\pi$  jusqu'à 8 GeV/c.

L'identificateur Cerenkov RICH utilisant la technique de l'imagerie Cerenkov est chargé d'identifier les particules  $\pi$ , K et p jusqu'à 30 GeV/c pour le Barrel RICH et jusqu'à 50 GeV/c pour le Forward RICH. La technique de l'imagerie Cerenkov et le fonctionnement du Barrel RICH étant les sujets principaux de cette thèse seront largement discutés dans les chapitres suivants.

L'identification des muons est assurée par deux couches de chambres à fils disposées à l'intérieur et à l'extérieur du calorimètre hadronique. La technique utilisée consiste à sélectionner les muons en mesurant les coordonnées de deux points sur la trajectoire des particules ayant traversé le calorimètre hadronique à l'aide de chambres à dérive.

Les calorimètres hadroniques et électromagnétiques participeront également à l'identification des particules.

#### f) Déclenchement

Les différents déclenchements ont pour but de sélectionner les événements intéressants. Les détecteurs participant au déclenchement doivent délivrer des informations rapidement de façon à prendre la décision dans les délais les plus brefs et donner l'ordre aux détecteurs les plus lents de continuer à fonctionner ou arrêter la collection de l'information si l'événement n'est pas intéressant.

Des compteurs à scintillation dont la réponse est très rapide permettront la mesure du temps de vol (TOF) et la rejection de traces provenant du rayonnement cosmique. Ces compteurs participent au déclenchement qui est séparé en trois niveaux. Au premier niveau sont impliqués les détecteurs interne et externe, les chambres avant, les calorimètres électromagnétique et hadronique, les compteurs à scintillations et les chambres à muons.

Le déclenchement de premier niveau est réalisé dans les  $2 \mu\text{s}$  suivant le croisement des faisceaux permettant à la TPC et au RICH de se fermer si l'événement n'est pas intéressant pour limiter les effets de charge d'espace (cf chapitre IV).

Au déclenchement de second niveau participent la TPC et la HPC et il doit se faire à  $t = 35 \mu\text{s}$ , temps nécessaire pour que ces deux détecteurs collectent leurs informations.

Un troisième niveau de sélection est prévu après une analyse rapide ( $\sim 15 \text{ msec}$ ) des informations corrélées de la plupart des détecteurs.

## CHAPITRE II

### IMAGERIE CERENKOV ET BARREL RICH

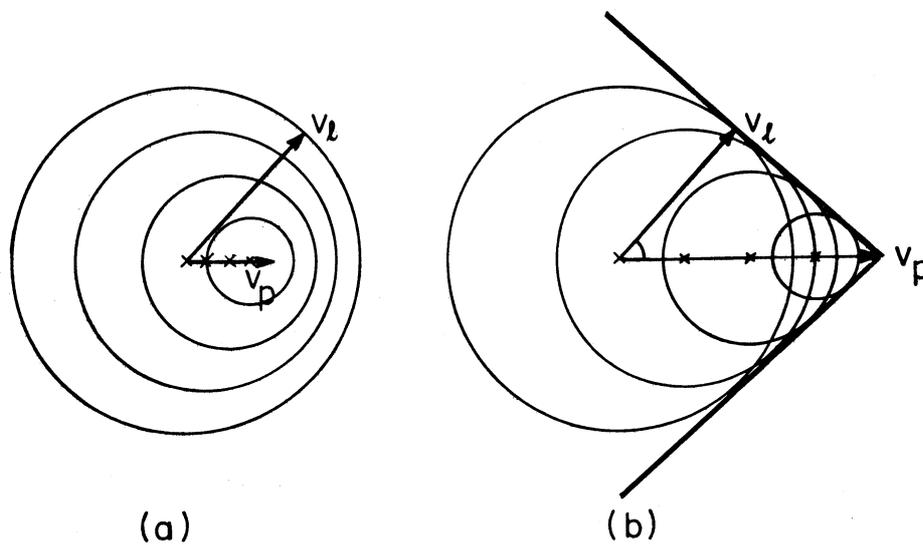
Une méthode originale d'identification de particules par "imagerie Cerenkov" a été proposée, en 1977, par J. Séguinot et T. Ypsilantis[8], utilisant la détection des photons ultraviolets produits par "effet Cerenkov" lors du passage d'une particule ultrarelativiste à travers un milieu transparent.

## 2.1 Effet Cerenkov

Cet effet est un phénomène électromagnétique qui a été observé pour la première fois à Moscou par P.A. Cerenkov[9].

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu, le champ électromagnétique existant à son voisinage polarise localement les molécules de ce milieu. Après éloignement de celle-ci, la dépolarisation se fait par émission de rayonnement électromagnétique[10].

Selon que la vitesse de la particule ( $v_p$ ) est plus petite ou plus grande que la vitesse de la lumière ( $v_l$ ) dans le milieu traversé, les ondes émises tout le long de la trajectoire, interfèrent destructivement ou constructivement (figure II.1).



**Fig. II.1** : Principe d'émission du rayonnement Cerenkov[11]

(a)  $v_p < v_l \implies$  pas d'émission de lumière

(b)  $v_p > v_l \implies$  émission de lumière Cerenkov

Dans le cas d'interférences destructives ( $v_l > v_p$ ), aucune émission de lumière n'est observée; par contre, dans le cas d'interférences constructives ( $v_l < v_p$ ), on observe l'émission de photons suivant un cône ayant pour axe la trajectoire et comme sommet la position de la particule. L'angle d'ouverture du cône  $\theta_c$  appelé "angle Cerenkov" est donné par la relation:

$$\cos \theta_c = \frac{v_l}{v_p} \quad (1)$$

L'indice de réfraction d'un milieu étant défini par:  $n = c/v_l$ , où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide, on obtient:

$$\begin{aligned} \cos \theta_c &= \frac{1}{n\beta} \\ &= \frac{1}{n\sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}} \end{aligned} \quad (2)$$

avec  $\beta = v_p/c$  et  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  (variable de Lorentz).

Par conséquent, l'angle Cerenkov ne dépend que de l'indice de réfraction du milieu et de la vitesse de la particule.

On peut constater que l'émission de photons n'est possible que si:

$$\beta n > 1 \quad \text{ou} \quad n\sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} > 1$$

ce qui définit une *vitesse de seuil* d'émission:

$$\beta_s = \frac{1}{n} \quad \text{ou} \quad \gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}$$

Le seuil d'émission étant fixé par l'indice  $n$  du milieu traversé par la particule, le choix du milieu, appelé "radiateur Cerenkov", est un élément essentiel de cette technique.

Le nombre de photons Cerenkov émis par un radiateur, est donné par la relation de Frank et Tamm[12] :

$$\frac{dN}{dL} = 2\pi\alpha q^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left[1 - \left(\frac{1}{\beta n}\right)^2\right] \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3)$$

$$\Rightarrow \frac{dN}{dedL} = \frac{\alpha}{\hbar c} q^2 \sin^2 \theta_c \quad (4)$$

où  $L$  est le parcours de la particule chargée dans le radiateur,  $\lambda$  la longueur d'onde des photons émis,  $e$  leur énergie,  $\alpha$  la constante de structure fine et  $q$  la charge (en unités  $e$ ). On voit donc que le nombre de photons Cerenkov dépend linéairement de  $L$ .

Les premiers détecteurs Cerenkov n'utilisaient que l'effet de seuil et ne servaient qu'à donner des réponses de type "oui" ou "non".

Par contre, de la mesure de l'angle Cerenkov et de la connaissance de l'indice de réfraction du radiateur, on obtient la vitesse de la particule. Si de plus, on connaît son impulsion  $p$ , on peut remonter à sa masse  $m$  par la relation:

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (5)$$

ce qui donne

$$m = p\sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1} \quad (6)$$

en obtenant la masse  $m$ , on identifie la particule.

Depuis une dizaine d'années, une nouvelle génération de détecteurs a commencé à être développée. Ces nouveaux détecteurs sont appelés RICH (*Ring Imaging Cherenkov*). Le but de ces détecteurs est de mesurer l'angle Cerenkov après détection des photons émis dans le radiateur. Si on associe, un RICH et un détecteur de traces mesurant des impulsions, on peut avoir une identification complète de la particule.

Le nombre de photons détectés par un RICH est donné par la relation:

$$N_{ph} = N_0 L \sin^2 \theta_c \quad (7)$$

avec:

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \int_{e_{min}}^{e_{max}} \epsilon(e) de$$

où  $\epsilon(e)$  exprime l'efficacité de détection des photons d'énergie  $e$  par le détecteur,  $[e_{min}, e_{max}]$  étant l'intervalle d'énergie de photons dans lequel se fait la détection.

$N_0$  est appelé le *facteur de qualité* ou *de mérite* du détecteur. Avec  $L$  en  $cm$  et  $e$  en  $eV$ , on obtient:

$$N_0 = 370 \text{ cm}^{-1} eV^{-1} \int_{e_{min}}^{e_{max}} \epsilon(e) de$$

( $N_0 \sim 100 \text{ cm}^{-1}$  caractérise un très bon détecteur).

La résolution sur le facteur de Lorentz  $\gamma$  donnée par la relation:

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \gamma^2 \beta^3 n \frac{\Delta\theta_c}{\sqrt{N_0 L}}$$

est proportionnelle à celle de l'angle Cerenkov et inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de photons détectés. Par conséquent, pour avoir une bonne identification, on s'attachera à minimiser  $\Delta\theta_c$  et à avoir  $N_{ph}$  le plus élevé possible.

## 2.2 Imagerie Cerenkov

Pour pouvoir reconstruire l'angle Cerenkov il est nécessaire de connaître les positions des points d'impact des photons dans l'appareil de mesure, ainsi que leur point d'émission dans le radiateur. Etant donné qu'il est impossible de prévoir en quel point du radiateur les photons vont être émis, on est obligé d'utiliser des radiateurs minces ou bien des techniques rendant leur point d'arrivée indépendant de leur point d'émission. Dans les deux cas, les points d'impact des photons se répartissent selon des formes géométriques qui sont appelées des "images Cerenkov". Il existe principalement deux types de détecteurs d'images Cerenkov:

- détecteurs à pseudofocalisation (*proximity focusing*) (détection directe des photons)
- détecteurs à focalisation (détection des photons après focalisation par un miroir).

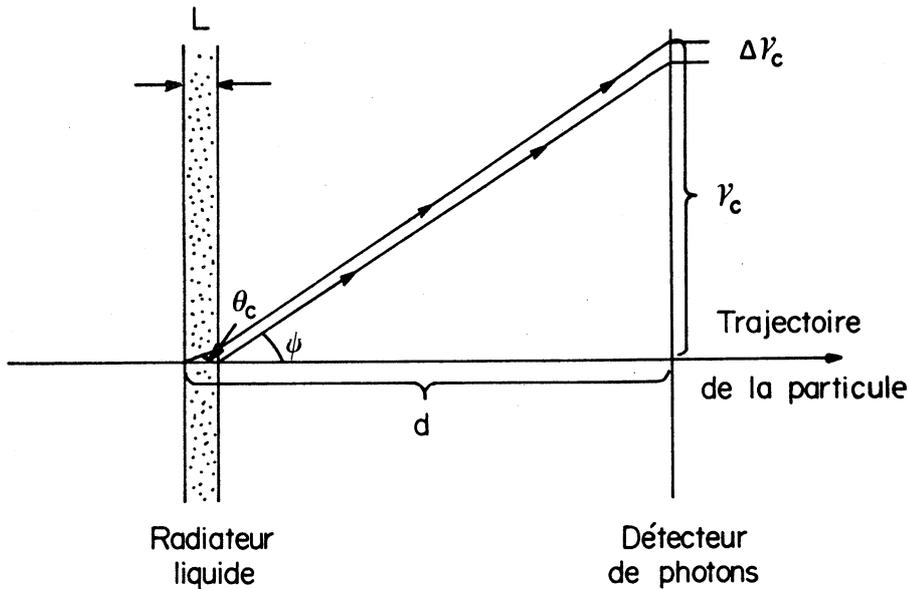
La plage d'énergie des photons Cerenkov dans laquelle les détecteurs vont travailler doit être la plus étendue possible. Les techniques de détection de photons uniques sur grande surface connues jusqu'à aujourd'hui ne fonctionnent qu'aux énergies de photons supérieures à  $e_{min} = 5 \text{ eV}$ . (les autres techniques ont une faible efficacité de détection et sont difficilement applicables aux grandes surface). D'autre part, il n'existe pas de matériaux transparents à des photons d'énergie supérieure à  $e_{max} = 10 \text{ eV}$ . C'est donc dans cette région d'énergie que se proposent de travailler les détecteurs exposés ici.

Ces détecteurs sont composés d'un radiateur dans lequel se fait l'émission et d'un détecteur de photons uniques. Par conséquent, le radiateur choisi doit être transparent aux photons Cerenkov d'énergie  $e$  avec  $e_{min} \leq e \leq e_{max}$ , pendant que le détecteur de photons uniques doit être efficace dans cette gamme d'énergie.

### 2.2.1 Détecteurs à pseudofocalisation

Les principes de l'émission et de la détection des photons sont illustrés par la figure II.2. Les photons émis dans un radiateur d'épaisseur  $L$  sont convertis en électrons par un détecteur de photons unique situé à une distance  $d$  du radiateur. L'image Cerenkov ainsi obtenue a la forme d'un anneau (pour une particule à incidence normale) matérialisé par les points d'impact des photons dans le détecteur. En prenant comme point d'émission des photons le milieu du radiateur et connaissant leur point de conversion on obtient par reconstruction de leur trajet l'angle d'émission Cerenkov  $\theta_c$ . La non connaissance des points d'émission des photons sur toute l'épaisseur du radiateur entraîne une erreur dite "géométrique" sur l'angle  $\theta_c$  directement proportionnelle à  $L$ . D'autre part le nombre de photons émis, lui même proportionnel à  $L$  doit être le plus élevé possible afin d'améliorer statistiquement la mesure de  $\theta_c$ . Nous sommes donc en présence de deux contraintes contradictoires et par conséquent, un compromis doit être recherché. Un radiateur gazeux est exclu du fait de son faible indice de réfraction; il donnerait

des angles  $\theta_c$  petits et peu de photons. On serait donc obligé d'utiliser des radiateurs ayant des longueurs importantes. On est alors conduit à utiliser des radiateurs liquides dont l'indice de réfraction est relativement élevé, les radiateurs solides étant difficiles à utiliser pour des photons dont l'angle d'incidence est relativement important, à cause de la réflexion sur leurs faces internes.

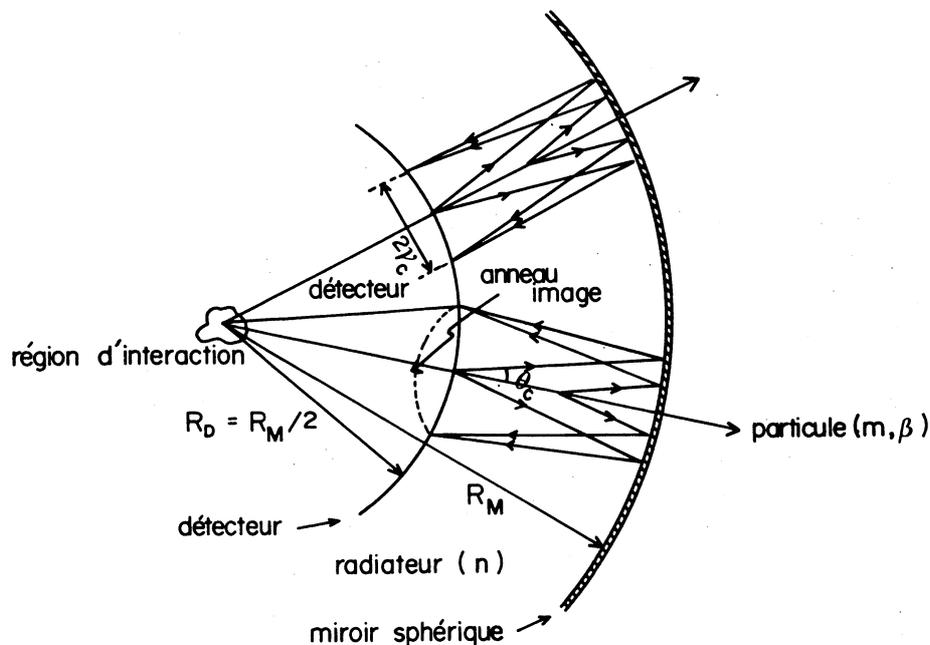


**Fig. II.2 :** Principe de détection de photons Cerenkov par pseudofocalisation.

### 2.2.2 Détecteurs à focalisation

A la différence des détecteurs à pseudofocalisation, ces détecteurs utilisent des miroirs sphériques pour la focalisation de la lumière Cerenkov (figure II.3).

Si une particule passe par le centre d'un miroir sphérique de rayon  $R_M$ , les photons émis dans le radiateur sont focalisés selon un anneau circulaire de rayon  $r_c$ , sur la surface d'une sphère concentrique au miroir et de rayon  $R_D = R_M/2$  (distance focale), ce qui rend le point de détection indépendant du point d'émission, éliminant ainsi les aberrations géométriques. Ceci n'est en fait vrai que pour les petites valeurs de l'angle  $\theta_c$ .



**Fig. II.3 :** Principe de détection de photons Cerenkov par focalisation à l'aide d'un miroir sphérique.

Pour les angles élevés les "aberrations de sphéricité" défavorisent l'utilisation d'un radiateur liquide (le point de focalisation dépend du point d'émission). Avec cette technique, seuls des radiateurs gazeux d'une longueur assez importante pour avoir un nombre de photons Cerenkov respectable, restent utilisables.

Le problème des aberrations de sphéricité se présente également aux petits angles dans le cas où la trajectoire de la particule ne passe pas par le centre du miroir. Ceci peut engendrer des erreurs géométriques.

### 2.2.3 Variation de l'indice de réfraction

Pour les deux types de détecteurs la variation de l'indice de réfraction  $n$  avec l'énergie

$e$  des photons dégrade la résolution de l'angle  $\theta_c$ . Pour un gaz, cette dépendance est décrite par la relation de Lorentz-Lorenz:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} R_B A \frac{P}{RT} f(e)$$

avec:

$R_B$  le rayon de Bohr

$A$  le nombre d'Avogadro

$P$  la pression du gaz

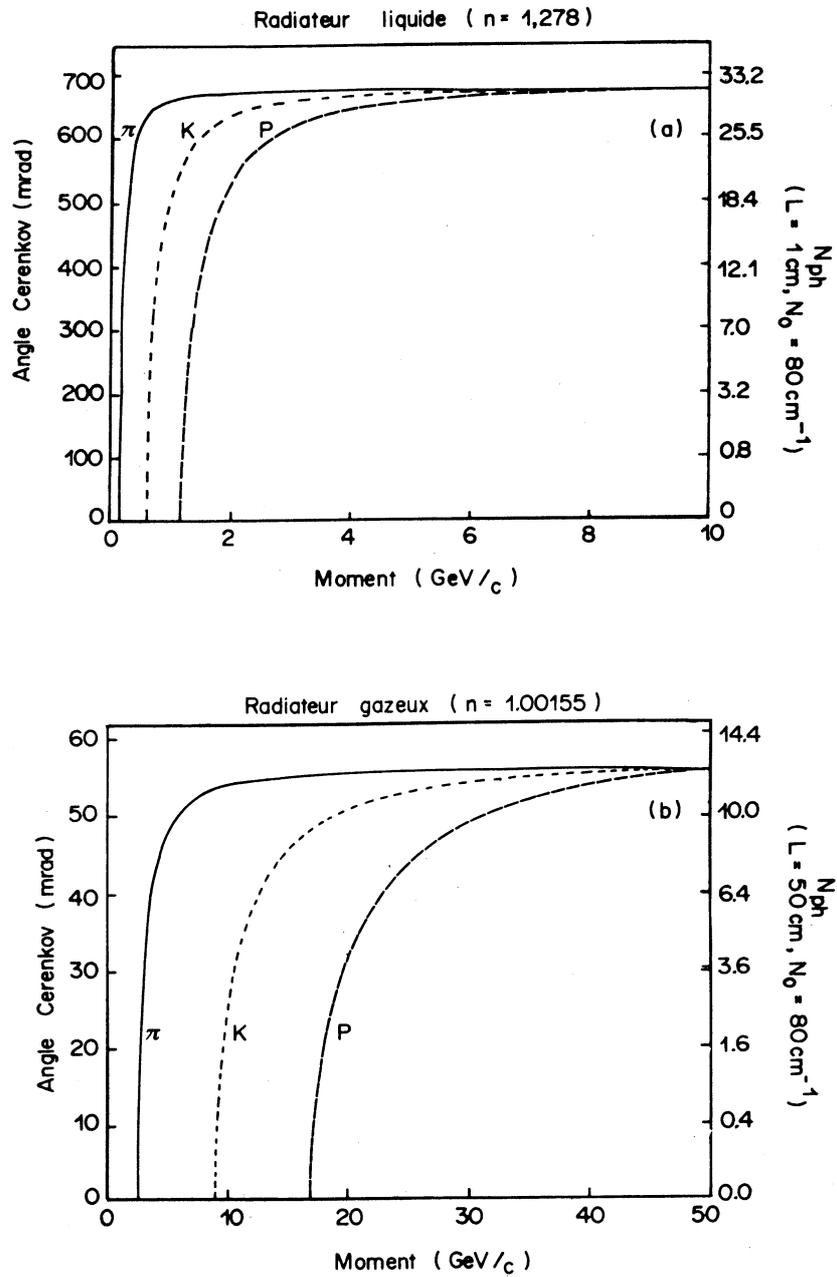
$T$  la température

$$f(e) = \frac{f_a^2}{e_a^2 - e^2} + \frac{f_b^2}{e_b^2 - e^2} \quad (\text{formule de Sellmeier})$$

où  $f_a, e_a, f_b, e_b$  des constantes dépendant de la molécule du gaz.

La variation de  $n$ , en fonction de l'énergie, produit une "aberration chromatique". Ce problème est incontournable pour les deux types de détecteurs compte-tenu du fait qu'ils ne mesurent pas l'énergie des photons mais uniquement leur position. Pour cette raison on essaiera, dans la mesure du possible, de rendre les autres erreurs inférieures à l'erreur chromatique (les erreurs s'ajoutant quadratiquement).

Pour ces deux modes de détection de la lumière Cerenkov, le choix des radiateurs se fait par leur indice de réfraction, ce qui fixe la plage d'énergie de particules dans laquelle le radiateur va permettre l'identification. Ce choix est principalement imposé par le seuil d'émission et la saturation de l'angle Cerenkov en fonction de l'impulsion de la particule. Les courbes des figures II.4 (a) et (b) représentent la variation de la valeur de  $\theta_c$  en fonction de l'impulsion de trois particules différentes (pion, kaon et proton), pour un radiateur liquide d'indice  $n = 1,278$  et un radiateur gazeux d'indice  $n = 1,00155$ .



**Fig. II.4 :** Variation de l'angle Cerenkov  $\theta_c$  en fonction de l'impulsion de la particule incidente pour des détecteurs ayant un facteur de mérite  $N_0 = 80 \text{ cm}^{-1}$ . Sur ces mêmes figures sont donnés les nombres de photoélectrons détectés  $N_{ph}$  pour différentes valeurs de  $\theta_c$ .

(a) radiateur liquide (n=1,278)

(b) radiateur gazeux (n=1,00155)

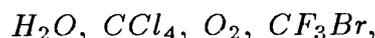
## 2.2.4 Détecteurs de photons uniques et gaz de dérive

Un élément commun essentiel de ces deux techniques est le détecteur de photons. Ce détecteur peut être un photomultiplicateur ou un gaz contenant un agent photoionisant convertissant les photons en électrons. Cette deuxième méthode permet de couvrir facilement de grandes surfaces de détection ( $\sim 4\pi$ ) ce qui est le cas du spectromètre DELPHI. On ne décrira que la deuxième méthode.

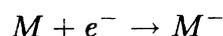
Après conversion des photons en électrons (*photoélectrons*), ces derniers dérivent dans le gaz contenant l'agent photoionisant (gaz de dérive) sous l'influence d'un champ électrique, vers un dispositif de détection. La trajectoire des électrons ne doit pas être perturbée pour qu'on puisse reconstruire correctement leur point de conversion.

Deux agents photoionisants ayant une bonne efficacité quantique pour des photons de 5 à 10 eV sont susceptibles d'être utilisés: le *triéthylamine* (TEA) et le *tétrakis(diméthylamino)éthylène*  $[(CH_3)_2N]_2C = C[N(CH_3)_2]_2$  (TMAE). Le choix du TMAE pour le Barrel RICH est discuté plus loin.

Le gaz de dérive doit être transparent aux photoélectrons. Il faut donc éviter les gaz électronégatifs tels que:



pouvant capturer les électrons suivant le processus:



La présence de  $O_2$  dans le gaz est d'autant plus gênante qu'il réagit fortement avec le TMAE, conduisant ce dernier à perdre ses propriétés de photoconversion et à devenir électronégatif.

La vitesse de dérive  $V_d$  des photoélectrons dans le gaz doit être relativement importante pour que tout le processus de collection des informations s'accomplisse de manière à pouvoir être prêt à recevoir l'événement suivant.

Un autre facteur déterminant pour le choix du gaz de dérive est la diffusion des électrons. La dispersion sur la position d'un électron, après une dérive de durée  $t$ , dans un champ électrique uniforme  $E$ , est donnée par la relation:

$$\begin{aligned}\sigma_z &= \sqrt{2Dt} \\ &= \sqrt{\frac{2\epsilon_k z}{eE}}\end{aligned}$$

avec  $z = V_d t$  et  $\epsilon_k = eD/\mu$  (énergie caractéristique[13]) où  $D$  est le coefficient de diffusion et  $\mu$  la mobilité des électrons dans le gaz définie par :

$$V_d = \mu E.$$

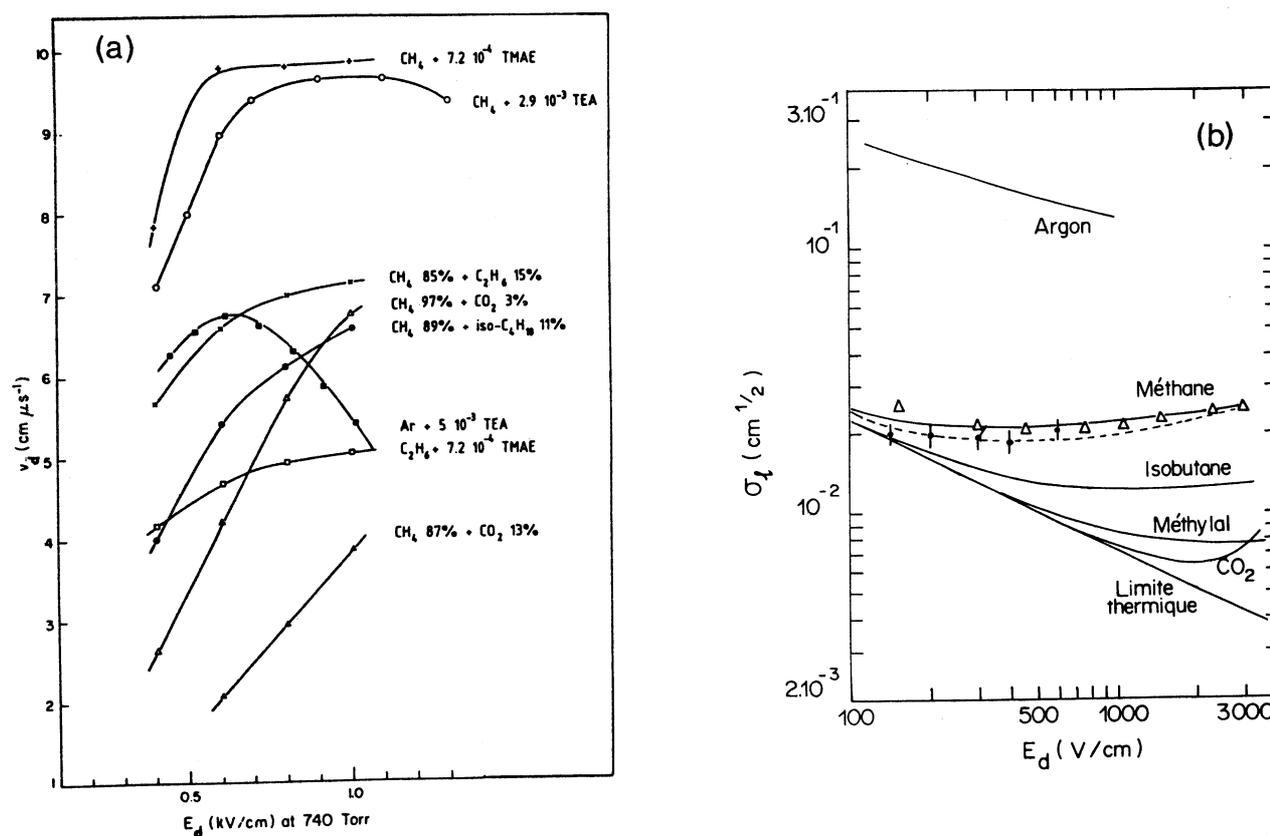
Nous avons donc :

$$\sigma_z = \sigma_l \sqrt{z}$$

avec :

$$\sigma_l = \sqrt{\frac{2\epsilon_k}{eE}}$$

La diffusion induit donc une erreur sur la reconstruction de la position des photoélectrons, proportionnelle à la racine carrée de la distance de dérive.

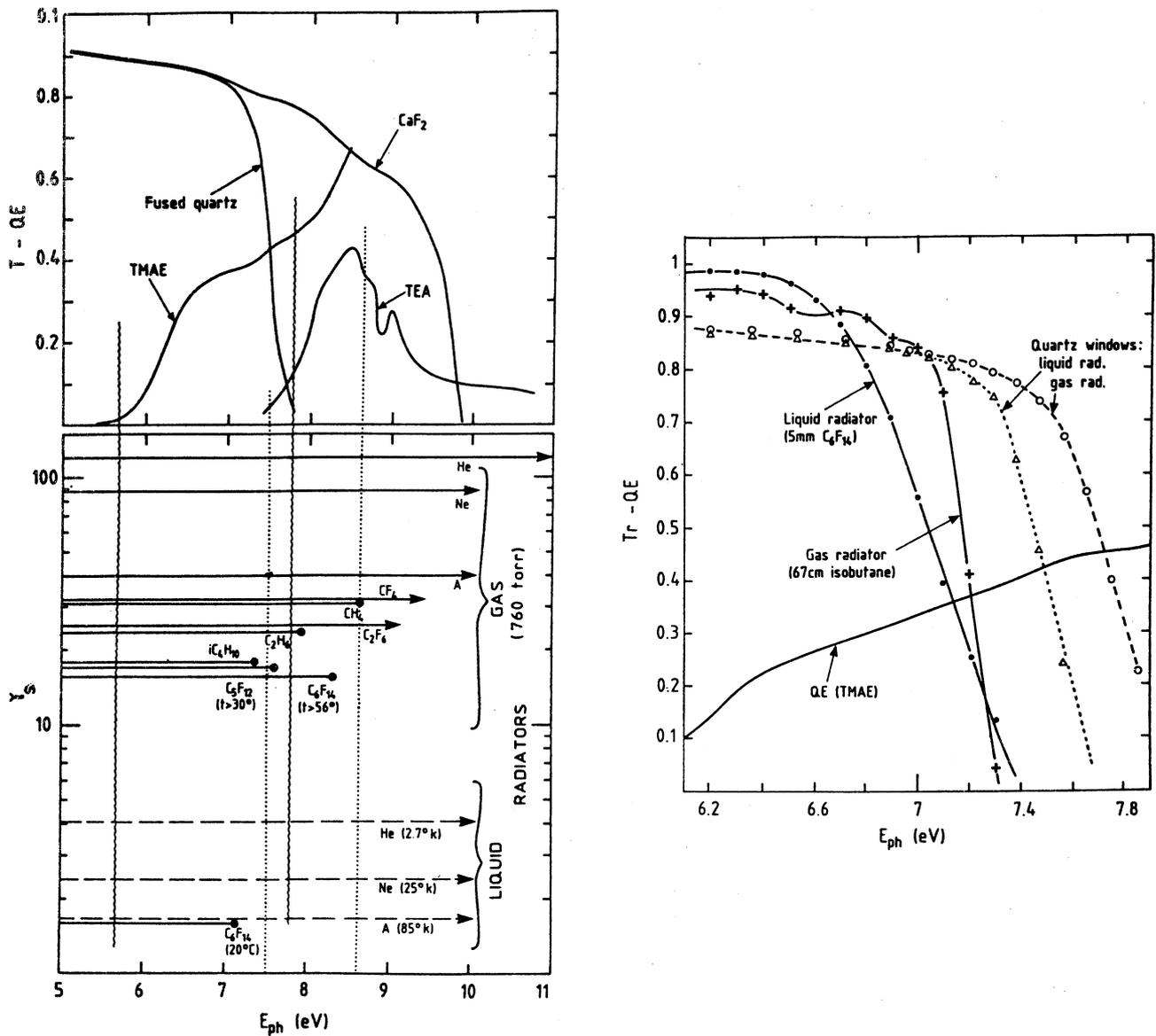


**Fig. II.5 :** (a) Vitesse de dérive  $V_d$ [14] et (b) coefficient de diffusion  $\sigma_l$  des électrons[15] dans différents mélanges gazeux en fonction du champ électrique de dérive  $E_d$ .

La figure II.5(a)[14] présente la variation de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique pour quelques mélanges gazeux. Il est souhaitable que la vitesse de dérive soit saturée à la valeur du champ électrique de fonctionnement pour éviter des fluctuations dues à une éventuelle inhomogénéité du champ électrique.

Les courbes de la figure II.5(b)[15] montrent la variation de  $\sigma_l$  en fonction du champ

électrique pour différents gaz. On voit que l'argon présente un coefficient de diffusion élevé, ce qui n'en fait pas un bon candidat.



**Fig. II.6 :** Efficacité quantique, transparence et seuil d'émission de différents milieux en fonction de l'énergie du photon (cf chapitre III)[16].

La figure II.6 présente l'efficacité quantique, la transparence et le seuil d'émission  $\gamma_s$  de différents milieux[16].

Les tables IV et V présentent l'indice de réfraction de quelques fluides[11] avec sa variation dans un certain intervalle d'énergie, l'angle Cerenkov maximal et le nombre maximum de photons convertis par un détecteur ayant un facteur de mérite  $N_0 = 80 \text{ cm}^{-1}$ , après avoir été produits dans, respectivement, 1 cm et 50 cm de radiateur liquide ou gazeux.

Sur les courbes des figures II.4 (a) et (b) est également représenté le nombre de photons détectés en fonction de l'impulsion de différentes particules.

**Table IV**

Valeurs caractéristiques de quelques radiateurs liquides.

<i>Radiateur liquide</i>	<i>n</i> 7 eV	$\Delta n$ 6,5 – 7,5 eV	$\theta_c^{max}$ (mrad)	$N_{pe}^{max}$ $L = 1 \text{ cm } N_0 = 80 \text{ cm}^{-1}$
<i>CF<sub>4</sub></i> (-136°C)	1,226	0,0047	616,9	27
<i>C<sub>2</sub>H<sub>6</sub></i> (-82°C)	1,248	0,0075	641,4	29
<i>C<sub>4</sub>F<sub>10</sub></i> (-10°C)	1,266	0,0102	660,2	30
<i>C<sub>5</sub>F<sub>12</sub></i> (+20°C)	1,262	0,0080	656,1	30
<i>C<sub>6</sub>F<sub>12</sub></i> (+20°C)	1,277	0,0093	671,2	31
<i>C<sub>6</sub>F<sub>14</sub></i> (+20°C)	1,283	0,0093	677,1	31

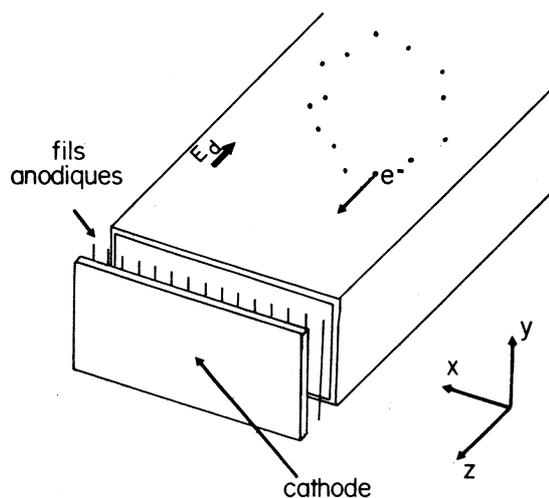
**Table V**

Valeurs caractéristiques de quelques radiateurs gazeux.

<i>Radiateur gazeux</i>	<i>n</i> 7 eV	$\Delta n \times 10^6$ 6,5 – 7,5 eV	$\theta_c^{max}$ (mrad)	$N_{pe}^{max}$ $L = 50 \text{ cm } N_0 = 80 \text{ cm}^{-1}$
<i>He</i>	1,000033	0,8	8,1	0,3
<i>Ne</i>	1,000064	1,6	11,3	0,5
<i>Ar</i>	1,000300	21	24,5	2,4
<i>CH<sub>4</sub></i>	1,000510	49	31,9	4,1
<i>C<sub>2</sub>H<sub>2</sub></i>	1,000898	90	42,4	7,2
<i>C<sub>4</sub>H<sub>10</sub></i>	1,001500	160	54,7	12,0
<i>iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub></i>	1,001610	110	56,7	12,8
<i>CF<sub>4</sub></i>	1,000488	10	31,2	3,9
<i>C<sub>2</sub>F<sub>6</sub></i>	1,000793	23	39,8	6,3
<i>C<sub>4</sub>F<sub>10</sub></i>	1,001550	53	55,6	12,4
<i>C<sub>5</sub>F<sub>12</sub></i>	1,001750	51	59,1	14,0
( <i>T</i> > 30°C)				
<i>C<sub>6</sub>F<sub>14</sub></i>	1,001950	59	62,4	15,6
( <i>T</i> > 56°C)				

## 2.2.5 Détecteurs d'électron unique

La détection des photoélectrons après leur dérive est effectuée par des chambres proportionnelles multifils (MWPC) (figure II.7).



**Fig. II.7 :** Principe de détection des photoélectrons Cerenkov à l'aide d'une chambre proportionnelle multifils (MWPC).

Les chambres comportent un plan de fils anodiques perpendiculaire à la direction de dérive des photoélectrons. Au voisinage des fils où règne un champ électrique intense, les électrons acquièrent une énergie cinétique élevée qui leur permet d'ioniser les molécules du gaz  $M$  de dérive suivant le processus multiplicatif:



Ce processus se répétant un grand nombre de fois, provoque une avalanche électronique donnant une "goutte" chargée détectable. Le développement de l'avalanche est illustré schématiquement par la figure II.8[17]. Le front de l'avalanche est occupé par les électrons, tandis qu'à la queue se trouvent les ions positifs repoussés par l'anode. Ces ions vont être collectés par la cathode ou migrer lentement dans le volume de dérive sous l'action du champ électrique.

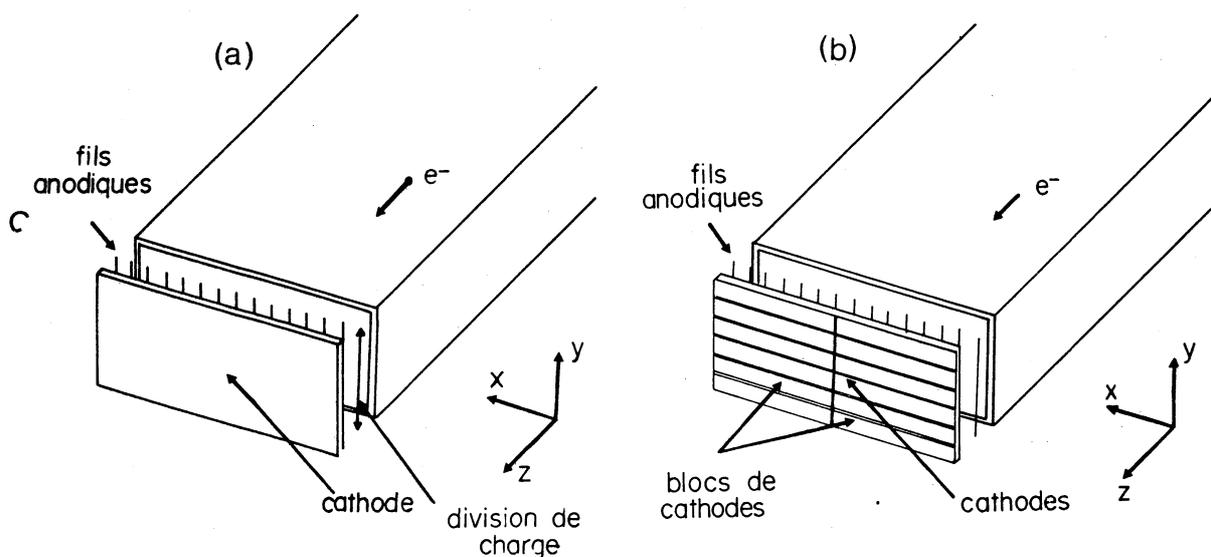


produit un nombre appréciable d'électrons *feedback* pouvant à leur tour déclencher des avalanches. Ce phénomène peut produire des décharges entre anode et cathode provoquant du bruit ou encore endommageant la chambre.

La reconstruction de la position des photoélectrons se fait de la manière suivante: Les adresses fils donnent la coordonnée  $x$ . La coordonnée  $z$  est donnée par le temps de dérive des photoélectrons connaissant leur vitesse dans le mélange gazeux contenu dans le volume de dérive. Dans le cas de l'expérience DELPHI l'origine des temps est donnée par le croisement des faisceaux  $e^+e^-$ .

L'obtention de la troisième coordonnée ( $y$ ), c'est-à-dire la profondeur de conversion des photons dans le volume de dérive, est réalisée principalement par les deux méthodes suivantes :

- la division de charge
- la lecture cathodique



**Fig. II.9 :** Reconstruction tridimensionnelle de la position des photoélectrons à l'aide de la méthode de la division de charge (a) et de la lecture cathodique (b).

La première méthode consiste à mesurer la charge aux deux extrémités des fils d'anode

(figure II.9(a)). La position de l'avalanche le long du fil est donnée par:

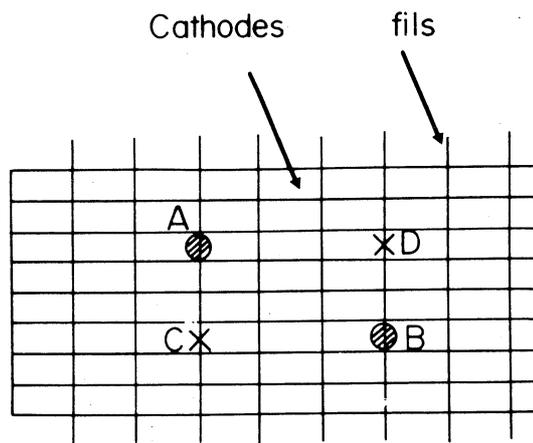
$$y = \frac{L}{2} A_Q$$

où  $L$  est la longueur du fil et  $A_Q$  l'asymétrie de charge définie comme :

$$A_Q = \frac{Q_D - Q_G}{Q_D + Q_G}$$

$Q_D$  et  $Q_G$  étant les fractions de charge détectées aux deux extrémités.

La méthode de la lecture cathodique utilise des cathodes segmentées en plusieurs bandes cathodiques (figure II.9(b)). La charge développée sur les anodes induit un signal sur les cathodes (couplage capacitif). De cette façon, les adresses cathodiques donnent la troisième coordonnée ( $y$ ).



**Fig. II.10 :** Deux photoélectrons arrivant simultanément aux positions A et B créent deux photoélectrons *fantômes* aux positions C et D.

Avec cette méthode un problème se pose quand plusieurs photoélectrons arrivent dans la chambre en même temps. En effet, dans ce cas des ambiguïtés de reconstruction se présentent, comme on le voit sur la figure II.10. Les photoélectrons arrivent en même temps aux positions A et B. A la reconstruction les positions C et D sont également possibles. Si on accepte les quatre combinaisons, on introduit deux photoélectrons *fantômes* qui contribueront à la dégradation de la résolution sur l'angle Cerenkov. Pour diminuer le nombre de fantômes, les cathodes sont segmentées en plusieurs blocs (figure II.9(b)).

Un autre problème lié à cette méthode est le fait qu'un bon couplage *anode-cathode* (*efficacité cathodique*) est nécessaire pour avoir un signal cathodique détectable par la chaîne électronique.

Malgré ces problèmes, la méthode de la lecture cathodique est une méthode assez simple ne nécessitant pas obligatoirement de mesure de charge ce qui poserait le problème de la calibration des toutes les voies électroniques. De plus, la méthode de division de charge nécessite une électronique assez performante avec un bruit assez bas à cause des faibles charges qui doivent être mesurées.

Un avantage de la méthode de division de charge est la non existence de fantômes. Cependant un autre problème, moins fréquent, est provoqué par l'arrivée de plusieurs photoélectrons sur le même fil. Dans ce cas on ne détecte qu'un seul photoélectron à une mauvaise position.

La méthode de division de charge a été choisie pour le CRID (*Cerenkov Ring Imaging Detector*)[18] du spectromètre SLD à SLAC, tandis que la méthode de la lecture cathodique sera utilisée pour le RICH de DELPHI[7].

Plusieurs types de chambres à lecture cathodique utilisant des géométries de cathodes différentes ont été étudiés :

- *chambres à cathodes cylindriques* (installées sur le prototype du Barrel RICH et dont nous présenteront une étude détaillée de son fonctionnement en milieu photosensible au chapitre IV)[16,19]
- *chambres à cathodes en U*[20]
- *chambres à cathodes planes et à cloisons*[21].

Si  $\Delta x$  est la distance entre fils,  $\Delta y$  la largeur des bandes cathodiques et  $\Delta t$  l'unité de mesure du temps utilisée (*time-bin*), les erreurs sur les coordonnées des photoélectrons seront de l'ordre de:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \frac{\Delta x}{\sqrt{12}} \\ \sigma_y &= \frac{\Delta y}{\sqrt{12}} \quad (\text{si seulement une cathode/p.e.}) \\ \sigma_z &= \frac{V_d \Delta t}{\sqrt{12}}\end{aligned}$$

Le choix de la distance entre fils ( $\Delta x$ ) et celui de la largeur des bandes ( $\Delta y$ ) sont imposés par la taille de la chambre et par le soucis de maintenir la dégradation de la résolution spatiale ainsi introduite, inférieure à celle causée par la diffusion des électrons dans le gaz de dérive pour des distances de plus de 1 m. Des contraintes de facilité de construction et de coût sont aussi imposées.

## 2.3 Barrel RICH

Afin d'accroître le domaine cinématique d'identification, le détecteur Barrel RICH combine les deux modes de détection d'images Cerenkov, c'est-à-dire, la focalisation de la lumière produite dans un radiateur gazeux et la pseudofocalisation utilisant un radiateur liquide.

### 2.3.1 Description générale

Le Barrel RICH, de rayons interne et externe respectivement 123 et 197 cm, est divisé en deux parties identiques axées sur la direction des faisceaux  $e^+e^-$  placées dos à dos par rapport au point d'intersection de ces faisceaux. Chaque partie, d'une longueur moyenne de 250 cm, est composée de 24 secteurs (figure II.11). L'angle d'ouverture choisi pour chaque secteur ayant été fixé à  $15^\circ$  (ouverture vue par l'axe des faisceaux).

Chaque secteur comprend un radiateur liquide d'une épaisseur de 1 cm et d'une longueur de 150 cm, un radiateur gazeux d'une épaisseur d'environ 40 cm, une série de miroirs paraboliques de distance focale variant de 35 à 40 cm pour la focalisation de la lumière, un tube à dérive d'une longueur d'environ 150 cm et une chambre à cathodes planes et à cloisons (figure II.12).

Dans cette géométrie, les radiateurs liquide et les tubes à dérive ont une largeur de 34 et 34,5 cm respectivement.

Les photons émis dans le radiateur liquide traversent une partie de ce dernier (la longueur du parcours dépend de leur point d'émission), la fenêtre le délimitant, une fenêtre délimitant les tubes à dérive, pour être convertis en photoélectrons par le gaz photoionisant (figure II.12).

Les photons émis par le radiateur gazeux situé après les tubes à dérive, pénètrent dans ceux-ci après réflexion sur les miroirs. Par conséquent, la surface focale des miroirs doit se trouver à l'intérieur des tubes à dérive pour limiter la dispersion des photons autour de l'anneau Cerenkov (erreur géométrique).

L'utilisation de miroirs paraboliques permet de minimiser les aberrations de sphéricité quand la trajectoire des particules est parallèle à l'axe des miroirs. Ceci est quasiment le cas pour le Barrel RICH compte-tenu du fait qu'on utilise une rangée de miroirs approximativement orientés vers le point d'interaction.

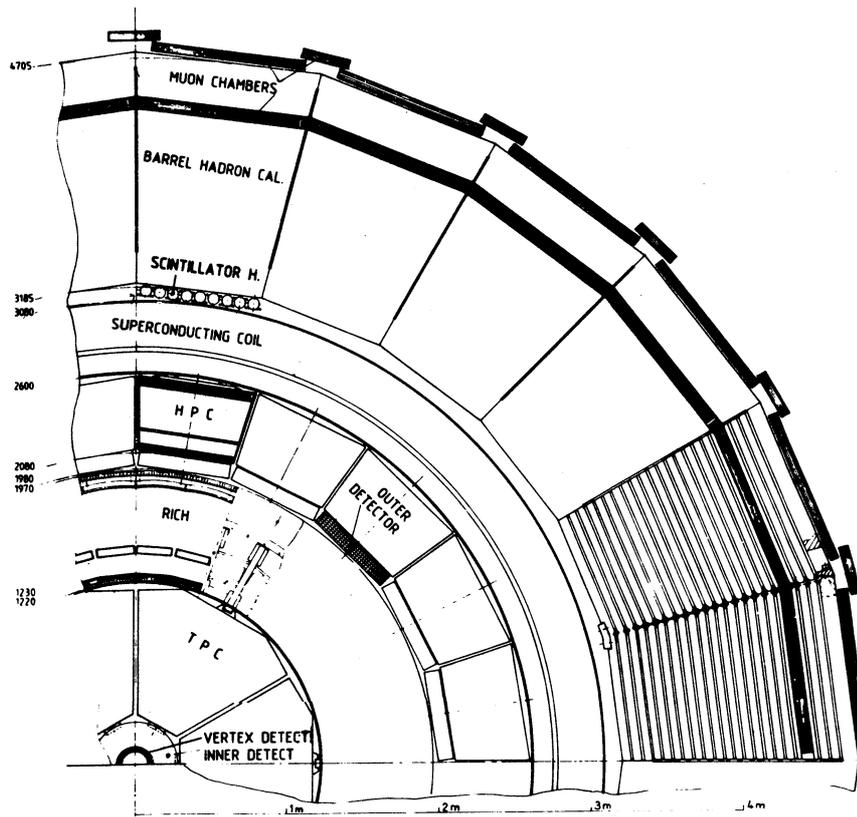


Fig. II.11 : Vue transversale de la partie cylindrique du spectromètre DELPHI.

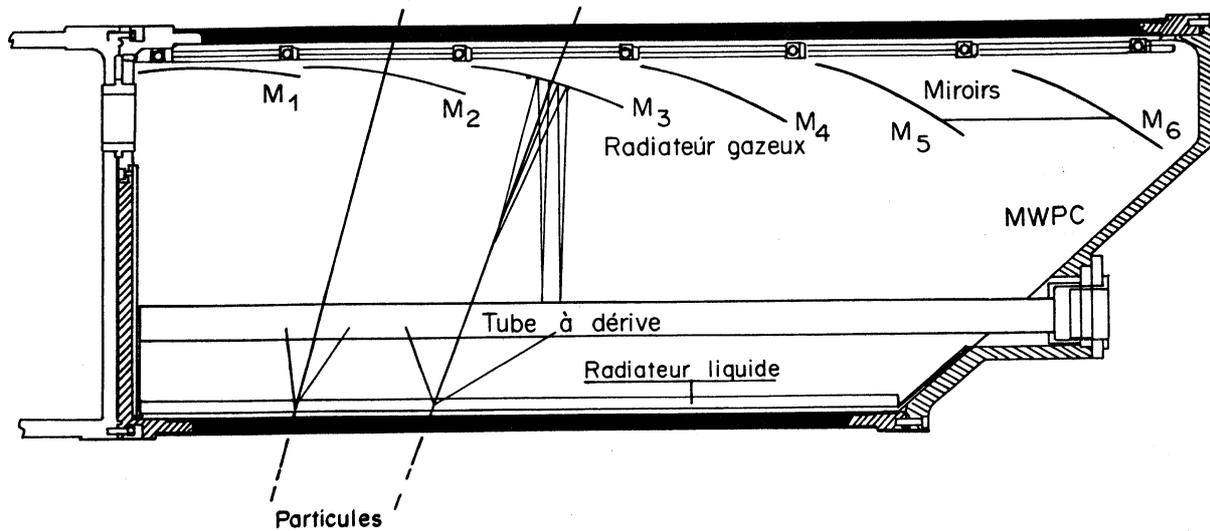
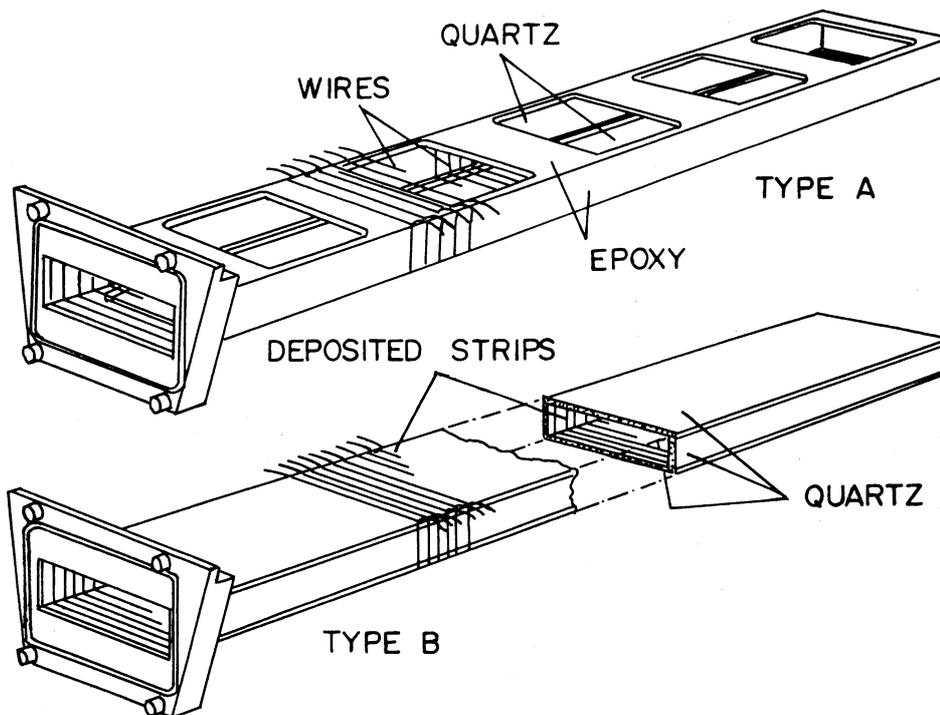


Fig. II.12 : Vue longitudinale du Barrel RICH.

Deux sortes de tubes à dérive ont été étudiés, les tubes de type **A** et les tubes de type **B** (figure II.13). La grande différence entre ces deux types de tubes est due au fait que les tubes **A** comportent plusieurs fenêtres de quartz du côté du radiateur gaz à travers lesquels se focalisent les anneaux, tandis que les tubes **B** sont entièrement constitués de quartz pour des raisons de facilité de construction. Ces deux types de tubes sont tronconiques ayant une épaisseur de 6 cm du côté de la chambre de détection et de 4,5 cm à l'autre extrémité pour éviter les pertes de photoélectrons sur les parois dues à la diffusion.

Finalement le choix de DELPHI s'est porté sur les tubes de type **B**.



**Fig. II.13** : Tubes à dérive de type A (comportant plusieurs fenêtres du côté du radiateur gazeux) et B (tout quartz).

### 2.3.2 Champ de dérive

Le champ électrique doit être rigoureusement uniforme à l'intérieur des tubes à dérive afin que les trajectoires des photoélectrons demeurent rectilignes et ne subissent aucune distorsion qui pourrait avoir pour conséquence de fausser la mesure de la position de conversion. D'autre part, les lignes de champ doivent être parallèles à l'axe des tubes pour ne pas avoir de pertes de photoélectrons sur les parois des tubes; ceci évite en outre l'établissement de cartes de champ.

Le champ électrique est obtenu par application d'une tension  $U_d$  entre les extrémités des tubes et par déposition de pistes équipotentiellles sur les faces internes et externes des tubes à dérive, de façon à obtenir une dégradation du potentiel. Pour obtenir une meilleure uniformité du champ et pour éliminer les distorsions des lignes de champ à l'intérieur des tubes, dues aux différentes surfaces environnantes (miroirs, tubes des radiateurs liquides) constituant des équipotentiellles, un plan de fils est disposé à environ 10 cm des tubes à dérive dans le radiateur gazeux. Des pistes d'équipotentiellles sont également déposées sur les faces externes des radiateurs liquides.

### 2.3.3 Choix des différents milieux

Les milieux à utiliser doivent être tels qu'on puisse assurer l'identification des particules aux énergies qui nous intéressent.

Pour éviter des pertes de photons Cerenkov, les radiateurs et les fenêtres du radiateur liquide et des tubes à dérive, doivent présenter une transparence maximale à ces photons. Les miroirs doivent avoir une bonne réflectivité et l'agent photoionisant une bonne efficacité quantique. D'autre part, le gaz de dérive doit être "transparent" aux photoélectrons pour que ces derniers puissent parvenir jusqu'à la chambre de détection (la distance maximale de dérive étant de l'ordre de 150 cm).

#### a) Agent photoionisant, fenêtres et gaz de dérive

D'après la figure II.6, la plupart des radiateurs sont transparents aux photons  $U.V.$  d'énergie inférieure à  $7,5 \text{ eV}$ . Une bonne combinaison est obtenue par l'utilisation de quartz fondu pour les fenêtres et du TMAE comme agent photoionisant. L'utilisation du *difluorure de calcium* ( $CaF_2$ ) est très coûteuse et n'apporte presque rien (la coupure en énergie des photons des radiateurs est bien plus basse que celle du  $CaF_2$ ). De cette manière, le Barrel RICH est sensible aux photons à énergie comprise entre  $e_{min} \sim 5,5 \text{ eV}$  et  $e_{max} \sim 7,5 \text{ eV}$ . La valeur inférieure de cet intervalle est fixée par l'efficacité quantique du TMAE et la valeur supérieure par la transmission des radiateurs.

Le gaz de dérive choisi est un mélange de méthane ( $CH_4$ ) et d'éthane ( $C_2H_6$ ). Dans

ces conditions, avec un champ  $> 0,55 \text{ kV/cm}$ , la vitesse de dérive est supérieure à  $6 \text{ cm}/\mu\text{s}$  et le coefficient de diffusion est assez bas ( $\sim 180 \mu\text{m}/\text{cm}^{1/2}$ ) (figure II.5(b))

## b) Radiateurs liquide et gazeux

Pour ne pas ajouter trop de pertes supplémentaires à celles occasionnées par l'inefficacité quantique du TMAE et par la transparence du quartz, les radiateurs utilisés doivent avoir une bonne transparence aux photons d'énergie  $e_{\min} \leq e \leq e_{\max}$ .

### i) radiateur liquide

Le radiateur liquide choisi est le fréon liquide ( $C_6F_{14}$ ) dont la transparence est satisfaisante et dont l'indice de réfraction pour  $e = 6,5 \text{ eV}$  est  $n = 1,278$ . La variation de l'indice pour des énergies entre  $e_{\min}$  et  $e_{\max}$  est relativement faible ( $\sim 1,5\%$ ) ce qui limite les aberrations chromatiques.

### ii) radiateur gazeux

Pour obtenir un nombre de photons Cerenkov conséquent, les gaz suivants sont de bons candidats:

$$iC_4H_{10}, C_5F_{12}, C_4F_{10} \text{ ou } C_6F_{14}.$$

$C_5F_{12}$  est en phase gazeuse pour une température supérieure à  $30^\circ\text{C}$  et  $C_6F_{14}$  pour une température supérieure à  $56^\circ\text{C}$  à la pression atmosphérique.

### iii) séparation de particules

Par définition, on considère que pour une même trace, la séparation entre deux particules 1 et 2 est réalisée si:

$$\frac{\theta_c^1 - \theta_c^2}{\sigma_m} > 4,2 \quad (3\sqrt{2})$$

où  $\theta_c^i$  est l'angle Cerenkov pour une particule d'impulsion  $p$  et d'hypothèse  $i$ ,  $\sigma_m$  la résolution de l'angle Cerenkov moyen de tous les photoélectrons.

Une perte considérable de photons provenant du radiateur liquide est provoquée par la réflexion totale sur les faces de la fenêtre de quartz du radiateur (l'indice de réfraction du quartz est de l'ordre de 1,46) quand l'incidence de la particule n'est pas normale ( $> 30^\circ$  à  $70^\circ$ ).

Compte-tenu de la résolution  $\sigma_c$  de l'angle Cerenkov pour le liquide et gaz et pour différentes vitesses, la séparation des particules se fera de la manière suivante:

- a) Avec le fréon ( $C_6F_{14}$ ) comme radiateur liquide, on assure la séparation  $\pi/K$  de 1,0 à 4,5  $\text{GeV}/c$  et  $K/p$  de 1,2 à 8,0  $\text{GeV}/c$  (figure II.14[7]).

Par conséquent, le radiateur liquide permettra l'identification de la plupart de particules contenues dans les jets, particules composées principalement de pions, kaons et protons d'impulsions comprise entre 1 et 7 GeV/c.

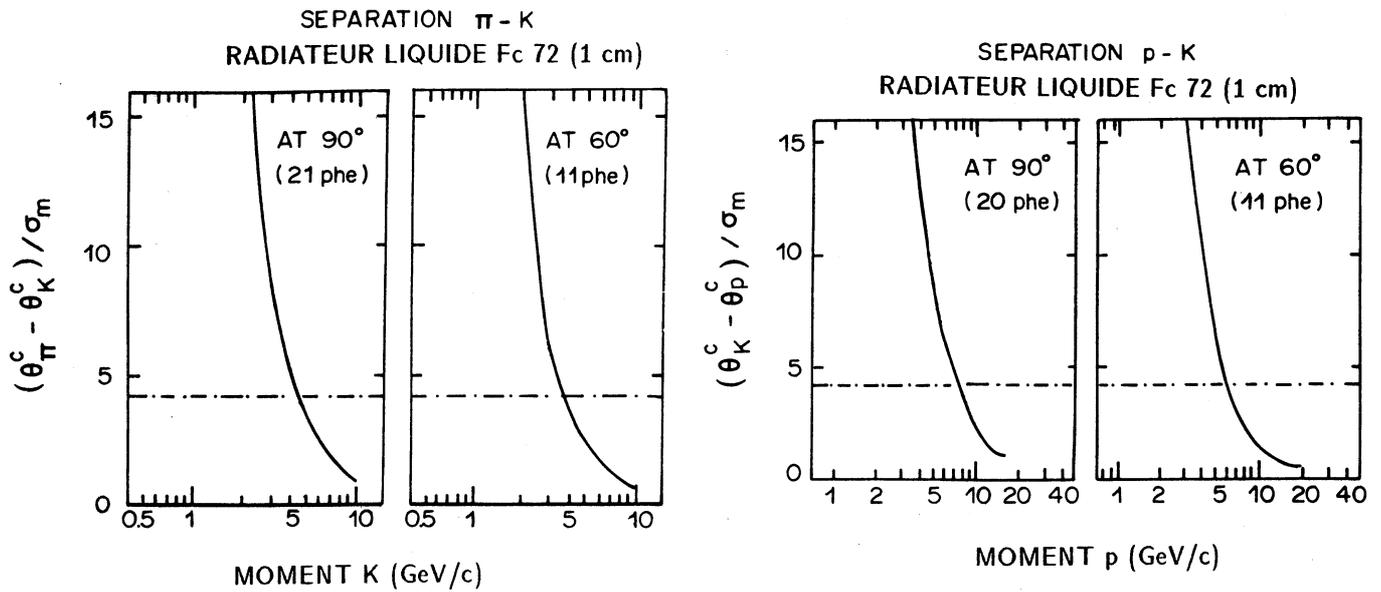
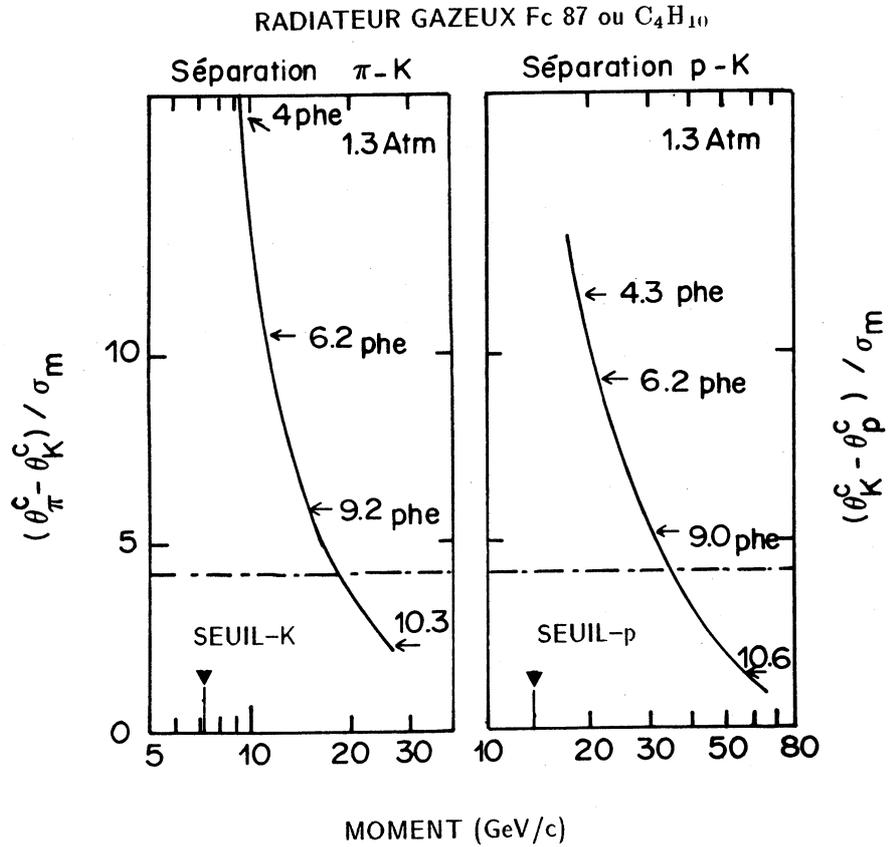


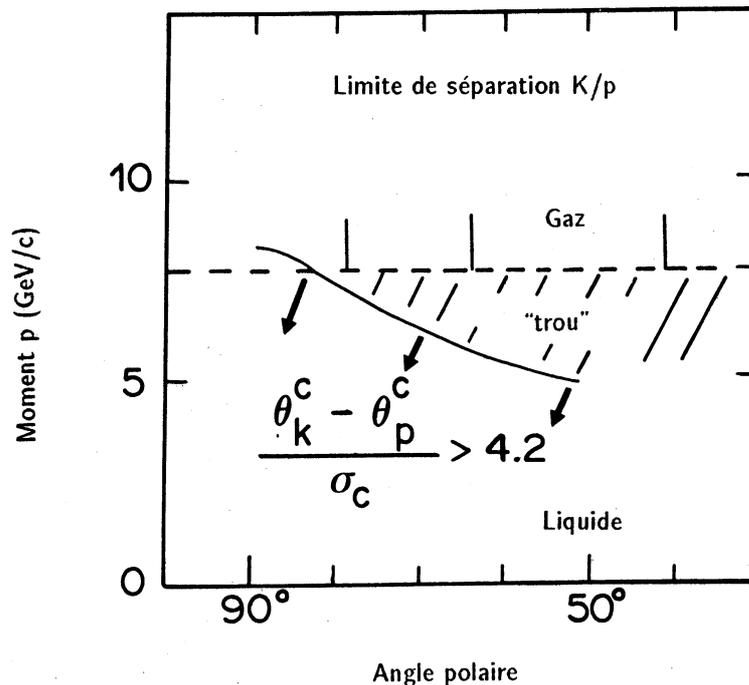
Fig. II.14 :  $(\theta_{\pi}^c - \theta_K^c)/\sigma_m$  et  $(\theta_K^c - \theta_p^c)/\sigma_m$  en fonction de l'impulsion des particules et limite de séparation (4,2) par le radiateur liquide[7].

- b) Pour les particules d'impulsions plus élevées, l'identification sera assurée par le radiateur gazeux. Avec le fréon ( $C_6F_{14}$ ) comme radiateur gazeux, la séparation  $\pi/K$  se fait de 2 à 20 GeV/c et  $K/p$  de 8 à 30 GeV/c (figure II.15[7]). Le radiateur gazeux aidera à la bonne identification des saveurs lourdes pour laquelle l'identification des kaons énergétiques est essentielle.



**Fig. II.15 :**  $(\theta_{\pi}^c - \theta_K^c) / \sigma_m$  et  $(\theta_K^c - \theta_p^c) / \sigma_m$  en fonction de l'impulsion des particules et limite de séparation (4,2) par le radiateur gazeux à une pression de 1,3 atm [7].

Malgré ceci, il existe une zone dans le plan défini par la direction et l'impulsion des particules  $K$  et  $p$ , où la séparation est insuffisante (figure II.16 [7]). Cette zone peut être réduite en améliorant la transmission du radiateur liquide, en utilisant un radiateur gazeux d'indice légèrement plus élevé ce qui peut être obtenu en élevant sa pression à 1,3 bar qui est le choix adopté par DELPHI.



**Fig. II.16 :** Zônes de séparation  $K/p$  par les radiateurs liquide et gazeux, dans le plan *angle polaire-impulsion de la particule*.

### c) Chambres de détection

Les chambres choisies pour la détection des photoélectrons sont les chambres à cathodes planes et à cloisons[22]. Ces chambres comportent 8 blocs de cathodes de 16 bandes cathodiques. Le nombre de fils par chambre est de 128. La largeur des bandes cathodiques est de 4 mm, tandis que l'espacement entre fils est de 2,62 mm. La distance entre fils et cathodes est de 0,55 mm.

### d) Incertitudes sur l'angle Cerenkov

Les choix discutés ci-dessus conditionnent les erreurs sur l'angle Cerenkov pour un photon. La contribution de chaque erreur pour les deux radiateurs est montrée par la figure II.17[16]. L'erreur dominante pour le radiateur liquide est celle due aux aberrations chromatiques, tandis que pour le radiateur gazeux ce sont les erreurs de mesure qui prédominent.

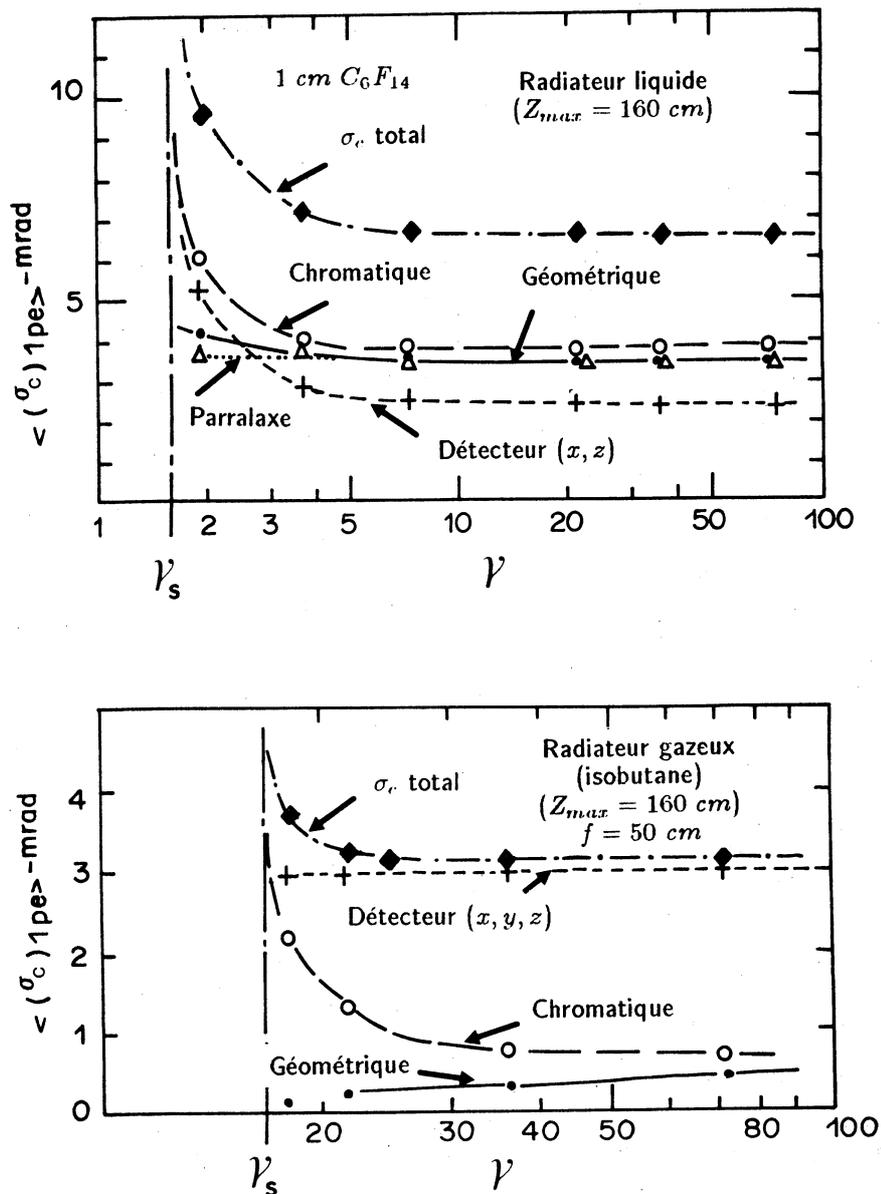
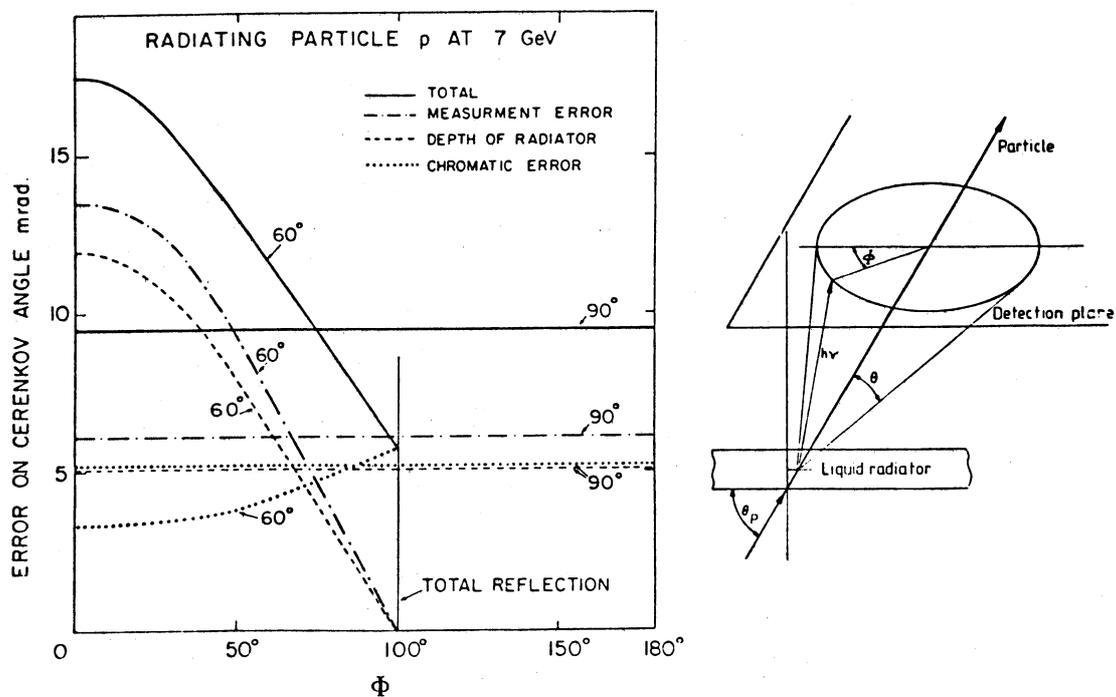


Fig. II.17 : Erreurs sur l'angle Cerenkov pour un photon en fonction du facteur de Lorentz  $\gamma$ , pour (a) un radiateur liquide et (b) un radiateur gazeux.

La figure II.18[7] présente la résolution  $\sigma_c$  de l'angle Cerenkov pour un photoélectron unique et pour le fréon liquide ( $C_6F_{14}$ ) en fonction de l'angle azimuthal des photons et pour deux valeurs de l'incidence de protons de  $7 \text{ GeV}/c$ .

Sur la figure II.18 sont également représentées séparément les contributions de l'erreur chromatique, de l'erreur géométrique due à l'épaisseur du radiateur et

de l'erreur liée à la précision de la mesure de la position des photoélectrons.



**Fig. II.18 :** Erreurs sur l'angle Cerenkov pour un photon en fonction de son angle azimuthal, pour un radiateur liquide et pour deux incidences de particule (60° et 90°)[7].

## CHAPITRE III

### LE PROTOTYPE DU BARREL RICH

Pour étudier la faisabilité et les performances du Barrel RICH, un prototype en grandeur réelle a été construit au CERN en 1983.

Les principaux points à étudier étaient les suivant:

- dérive de photoélectrons sur de grande distance ( $> 150 \text{ cm}$ )
- homogénéité du champ électrique dans les tubes à dérive
- élaboration d'une chambre de détection et de l'électronique associée
- essai de différents fluides susceptibles d'être utilisés comme radiateurs ou gaz de dérive (transparence aux photons, diffusion et absorption des électrons)
- résolution de l'angle Cerenkov et pouvoir séparateur du détecteur.

### 3.1 Description générale

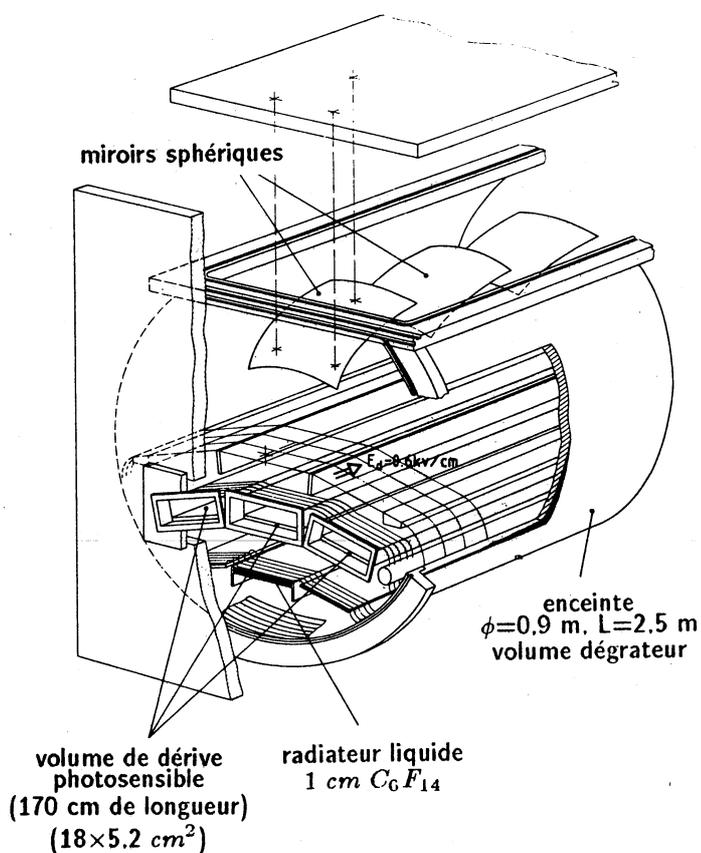


Fig. III.1 : Le Prototype du Barrel RICH.

Le prototype est composé de trois secteurs d'une ouverture de  $8^\circ$  chacun (figure III.1) de manière à détecter complètement les images provenant du radiateur liquide à la saturation de l'angle Cerenkov. Les trois tubes à dérive ont une longueur de 167,6 cm et une largeur de 18 cm. Ils sont tronconiques (pour éviter les pertes dues à la diffusion des photoélectrons dans le gaz de dérive), leur épaisseur varie de 4,5 (extrémité) à 6,0 cm (côté chambre de détection). Le dispositif ne comprend qu'un seul radiateur liquide d'une longueur égale à celle des tubes à dérive, d'une largeur de 15,8 cm et d'une épaisseur de 1,0 cm, situé à une distance moyenne de 14 cm du tube à dérive central.

Le radiateur gazeux a une épaisseur d'environ 50 cm. Pour focaliser les photons Cerenkov issus de ce radiateur, on dispose de trois miroirs sphériques ( $M_1, M_2, M_3$ ) d'un rayon de 99,4 cm et d'un miroir parabolique ( $M_4$ ) d'une distance focale de 40,9 cm (paraboloïde circulaire)(figure III.2). La réflectivité de chaque miroir est présentée par les courbes de la figure III.3[23].

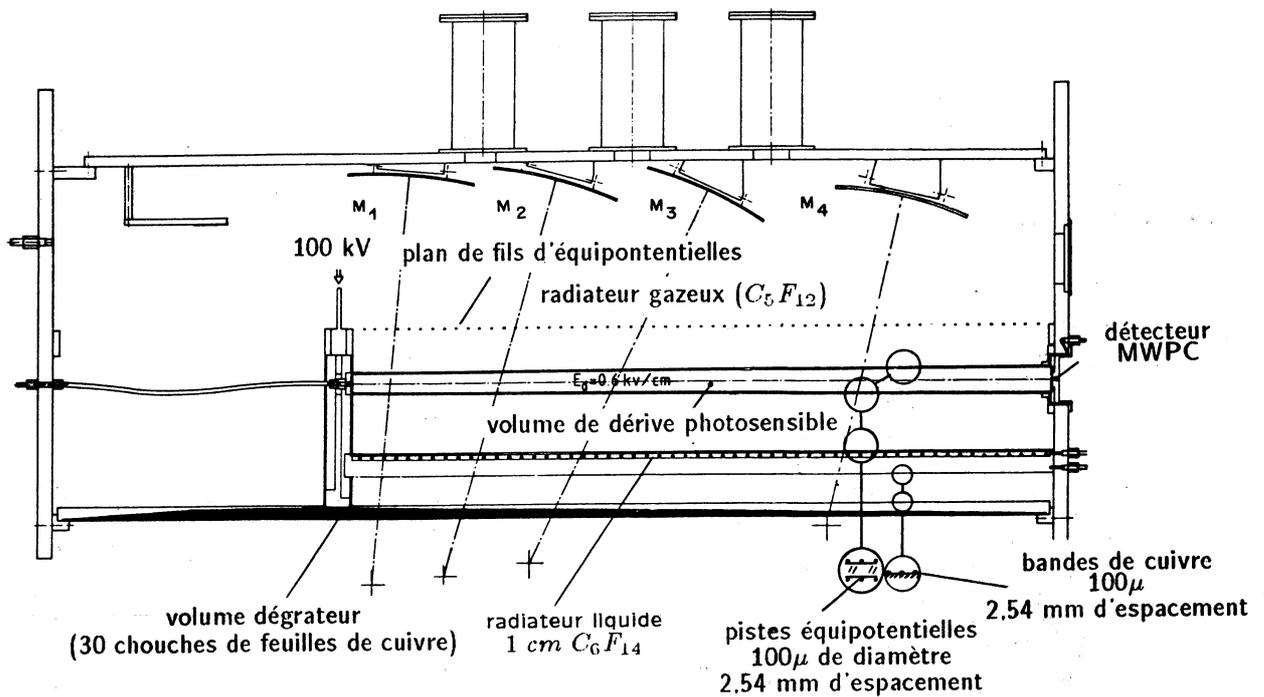


Fig. III.2 : Vue longitudinale du Prototype.

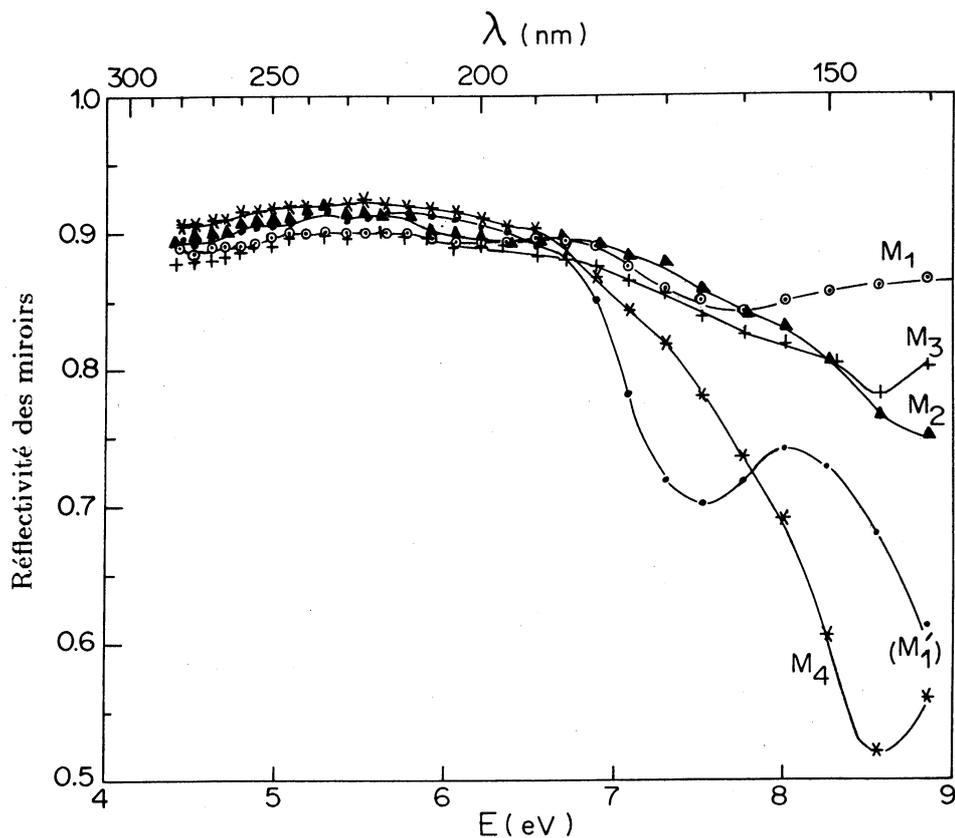


Fig. III.3 : Réflectivité des miroirs ( $M'_1$  miroir exposé à l'air[23]).

Du côté du radiateur liquide, chaque tube à dérive comporte une fenêtre unique de quartz suivant toute sa longueur, formée de 5 plaques collées bord à bord tandis que du côté du radiateur gazeux, seul le tube central possède 5 fenêtres de quartz (tube de type A figure II.13). Les fenêtres de quartz fondu ont une épaisseur de 0,5 cm.

De cette façon on peut former des images provenant du radiateur gazeux à quatre distances de dérive différentes et des images provenant du radiateur liquide tout le long des tubes à dérive.

### 3.2 Champ de dérive et isolation électrostatique

Les équipotentielles sont obtenues par déposition de fils de Cu-Be de  $100 \mu m$  au pas de 2,54 mm (1/10 inch) sur les fenêtres de quartz et du circuit imprimé de kapton sur les autres parties epoxy (fabriquées par STESALIT\*). Ces fils et circuits sont déposés sur les faces

\* STESALIT AG, Zullwil, Suisse

internes et externes des parois des tubes à dérive. Pour ne pas avoir de problèmes de différence de tension, toutes les lignes d'équipotentiels sont alimentées par un seul pont diviseur. Une différence de potentiel maximale de 100 kV ( $E_d = 0,58 \text{ kV/cm}$ ) est appliquée entre les deux extrémités des tubes.

Compte-tenu du fait que les miroirs se comportent comme des surfaces équipotentiels, une dégradation radiale de potentiel est nécessaire. Pour obtenir à l'intérieur des tubes un champ rigoureusement uniforme et parallèle à leur axe, un plan de fils de 200  $\mu\text{m}$ , espacés de 27,9 mm, a été déposé dans le radiateur gazeux à 10 cm de la surface des tubes (figure III.4).

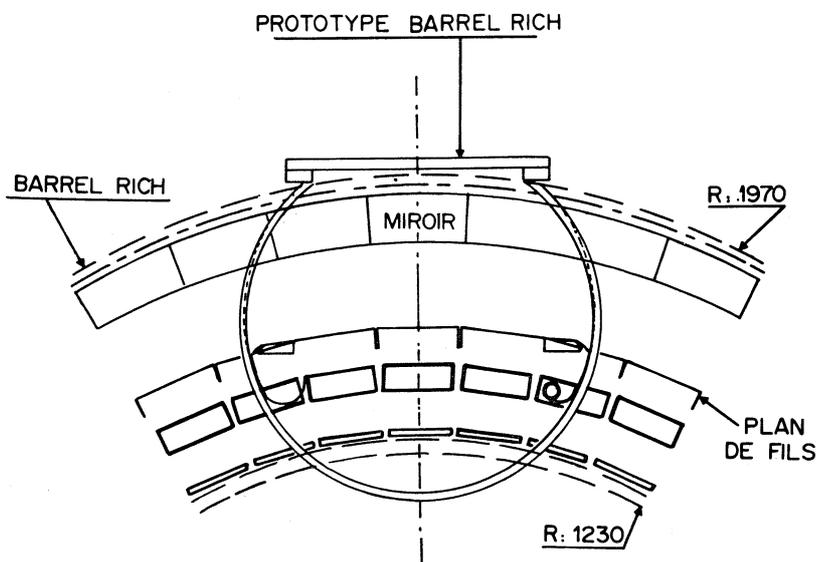


Fig. III.4 : Partie du Barrel RICH composant le Prototype.

L'ensemble du détecteur est enfermé dans une enceinte cylindrique. Du fait que le prototype ne représente qu'une partie du Barrel RICH, le champ électrique perd sa symétrie cylindrique. Pour cette raison et pour que l'enceinte elle-même n'apporte pas de perturbation supplémentaire, trente couches de feuilles de cuivre de 50  $\mu\text{m}$ , espacées de 0,8 mm ont été déposées sur celle-ci. Sur la face interne de cette enceinte, il a été déposé une couche de *kapton* comportant des pistes d'équipotentiels espacées de 2,54 mm (figure III.5) et reliées aux feuilles de cuivre de même potentiel. On obtient ainsi un champ complètement radial à l'intérieur des couches de cuivre et un champ longitudinal parallèle à l'axe de l'enceinte (et des tubes). La surface externe de l'enceinte est recouverte de feuilles de cuivre de 0,5 mm d'épaisseur dans lesquelles des tubes de cuivre ont été placés. Des tubes de cuivre ont également été placés sur les supports des miroirs. Le détecteur est maintenu à une température de 40°C par circulation d'eau à travers ces tubes de cuivre, le tout étant isolé thermiquement.

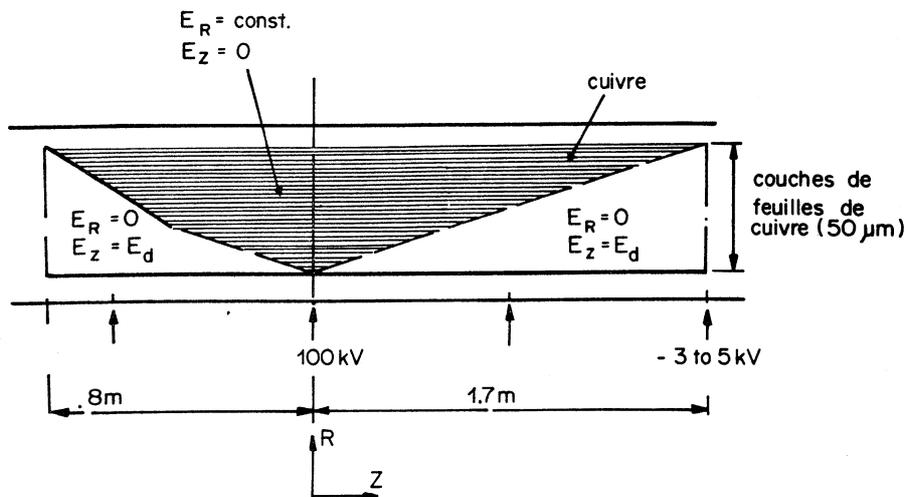


Fig. III.5 : Principe d'isolation électrostatique du Prototype.

Le radiateur liquide comporte des pistes équipotentiellles sur la fenêtre de quartz (comme pour les tubes à dérivation).

### 3.3 Système de contrôle des fluides

Pour avoir une bonne circulation des différents fluides, un système de contrôle a été mis au point. Ses principales fonctions sont les suivantes:

- a) contrôle du mélange gazeux contenant l'agent photoionisant (TMAE)
- b) distribution des fluides des radiateurs liquide et gazeux après nettoyage par passage par un filtre *Oxisorb*\*
- c) régulation différentielle de la pression entre éléments pour éviter des surpressions pouvant entraîner une brisure des fenêtres de quartz
- d) régulation thermique des composants
- e) mesure de la température et de la pression à différents points
- f) contrôle par un monochromateur de la transmission des radiateurs.

\* Filtre *Oxisorb* fabriqué par Messer Griesham GmbH, Düsseldorf, FRG

### 3.4 Détection des photoélectrons et acquisition des données

La technique de détection utilisée doit permettre la reconstruction de la position dans l'espace des photoélectrons uniques. Il faut donc avoir des détecteurs performants à faible bruit et une chaîne électronique sensible. Comme détecteurs de photoélectrons nous avons utilisé des chambres à cathodes cylindriques (figure III.6) dont les performances sont données au chapitre IV.

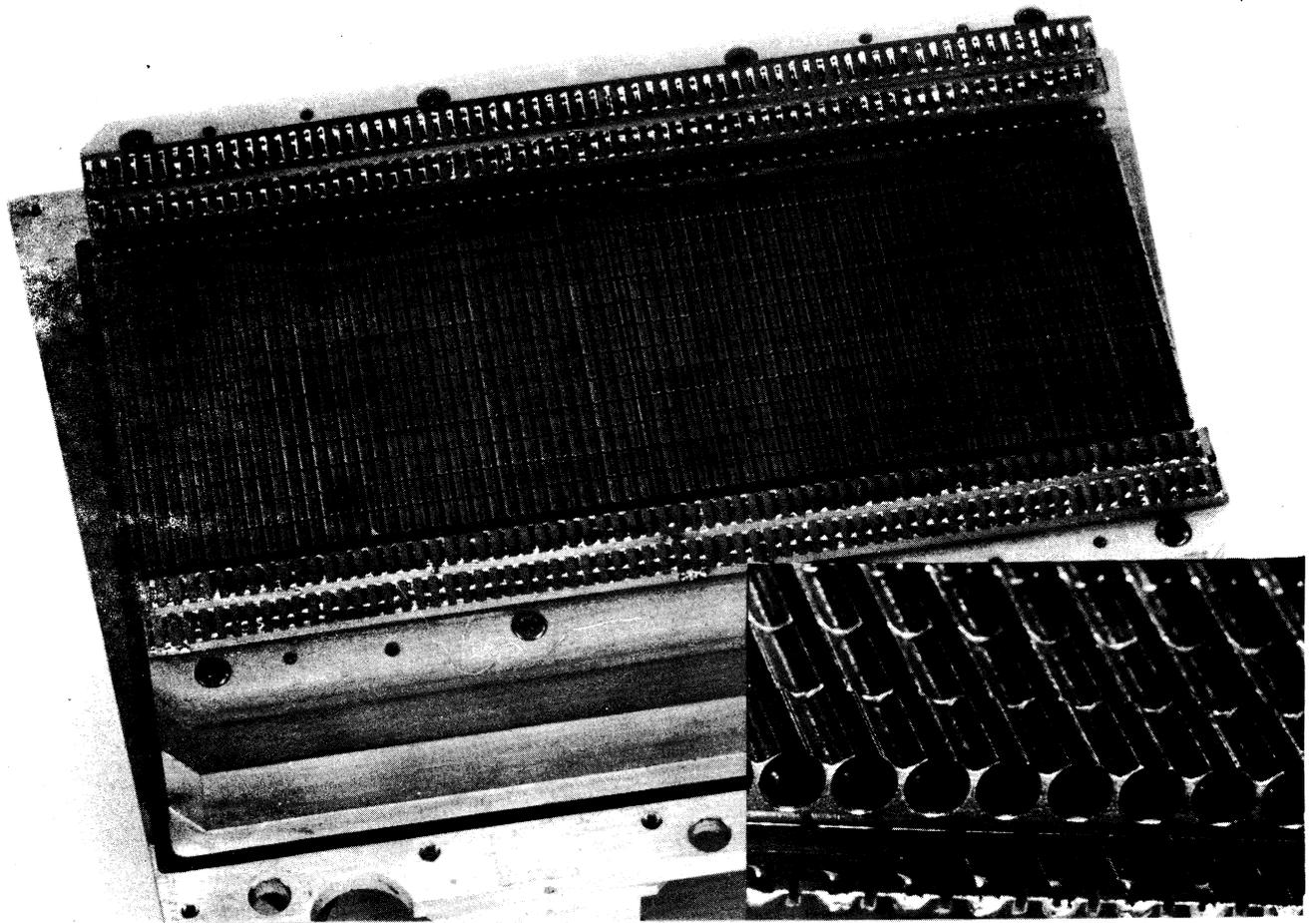


Fig. III.6 : Photographie de la chambre de détection à cathodes cylindriques

### 3.4.1 Chaîne électronique

Le signal de chaque voie est d'abord préamplifié avant d'être transporté jusqu'à l'amplificateur à travers 40 m de paires torsadées (figure III.7). Après amplification, le signal passe par un discriminateur dont le seuil est ajustable. Une fois le signal mis en forme, un temps mort variable (de 150 à 750 ns) est introduit afin de terminer le traitement avant de passer au signal suivant.

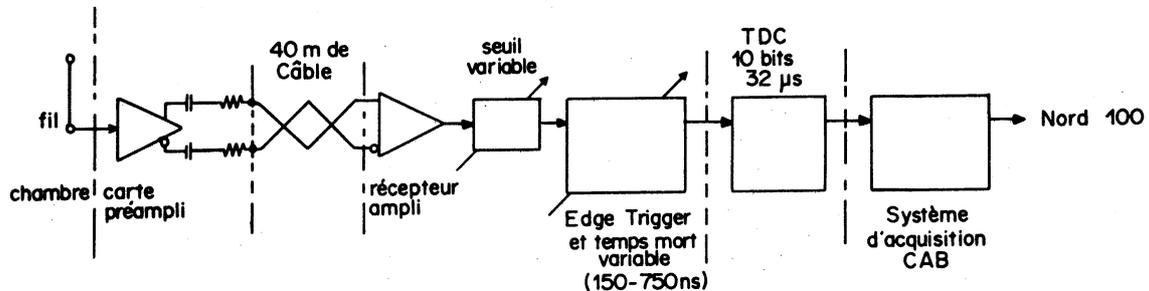


Fig. III.7 : Chaîne électronique du Prototype

Le choix du préamplificateur s'est porté sur l'amplificateur de courant *TRA403* de *Lecroy* à quatre voies par composant. Une carte comportant 2 composants a été développée au laboratoire et réalisée suivant la technique des composants montés en surface pour constituer une plaquette à 8 entrées. Leurs principales caractéristiques sur carte, sont [24] :

- gain =  $95 \text{ mV}/\mu\text{A} \pm 5\%$
- capacité d'entrée =  $5,5 \text{ pF}$
- impédance d'entrée =  $760 \Omega$
- temps de montée =  $6 \text{ ns}$  (impulsion de charge)
- temps de montée et de descente =  $17 \text{ ns}$  (impulsion de courant)
- diaphonie à l'entrée = réjection  $51 \text{ db}$

Pour mesurer le temps d'arrivée des signaux, nous avons utilisé des convertisseurs

temps-digitaux TDC développés au laboratoire. Ils sont de type "multihits", basés sur l'utilisation de mémoires configurées en registre à décalage[25] et permettent de digitaliser jusqu'à 512 informations sur une durée totale de 32  $\mu s$  avec une résolution de 32 ns (10 bits). Leur particularité est de présenter les informations digitalisées dans l'ordre croissant d'arrivée des signaux d'entrée.

### 3.4.2 Acquisition de données[26]

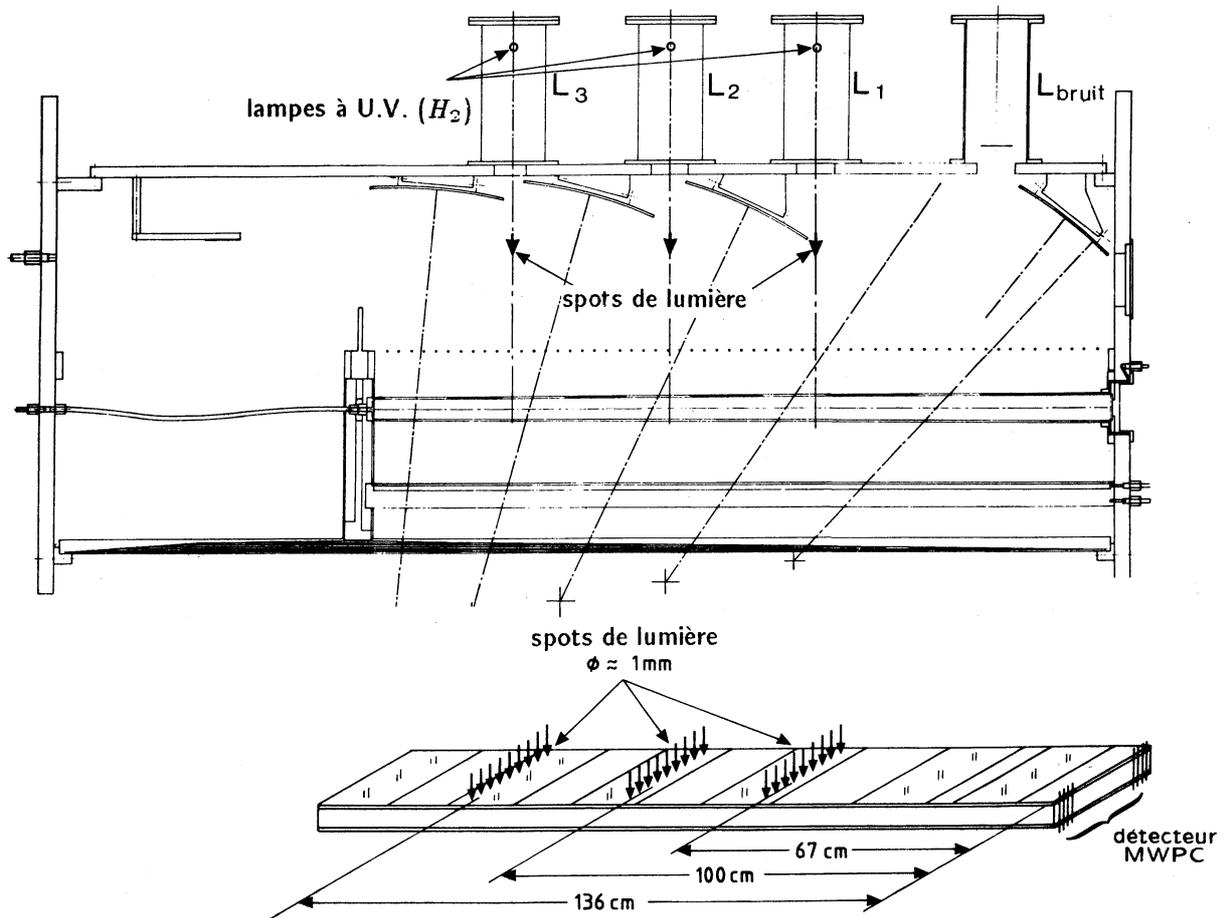
L'acquisition des données est réalisée par un microprocesseur CAMAC *Booster*(CAB) couplé au logiciel standard d'acquisition du CERN (*DAS*)[27,28], s'exécutant sur un minicomputeur *Nord - 100*.

Le déclenchement retardé de 32  $\mu s$ , est pris comme référence de temps (STOP) pour l'événement à acquérir. Jusqu'à l'occurrence de ce signal, l'état de sortie des discriminateurs est enregistré dans les registres à décalage. Lors de la phase de lecture des TDC, un processeur matériel permet de ne lire que les données non nulles contenues dans leurs mémoires. Le processeur CAB encode les informations lues dans les TDC et constitue dans sa propre mémoire un bloc de données qui sera lu en DMA (*direct memory access*) par le *Nord - 100*. Ce bloc de données est structuré de manière à faciliter son utilisation par les programmes de contrôle en ligne exécutés sous le contrôle du DAS ou bien par les programmes d'analyse hors-ligne.

## 3.5 Tests à l'aide de lampes à U.V.

Quatre lampes à U.V. ( $H_2$ ) pulsées, équipées de fenêtres de quartz, ont été installées sur le prototype pour l'étude de différents phénomènes (figure III.8). Trois de ces lampes (distance de dérive  $d_{dér} = 67, 100$  et  $136$  cm) servent à envoyer des photons dans le tube à dérive central à travers une fente ou un masque comportant un certain nombre de fentes suivant toute la largeur du tube, tandis que la quatrième lampe ( $d_{dér} = 10$  cm) sert uniquement de générateur de bruit.

Les lampes peuvent fonctionner en même temps que le déversement du faisceau de particules permettant de réaliser des déclenchements "*lampes*" ou "*faisceau*". Ainsi on peut étudier tous les phénomènes pouvant se produire pendant les tests comme par exemple la variation de la vitesse de dérive ou d'éventuelles distorsion des lignes de champs (*monitoring*).



**Fig. III.8 :** Schéma d'utilisation de lampes à U.V. pour différents tests.

### 3.6 Tests en faisceau de pions de 10 GeV/c

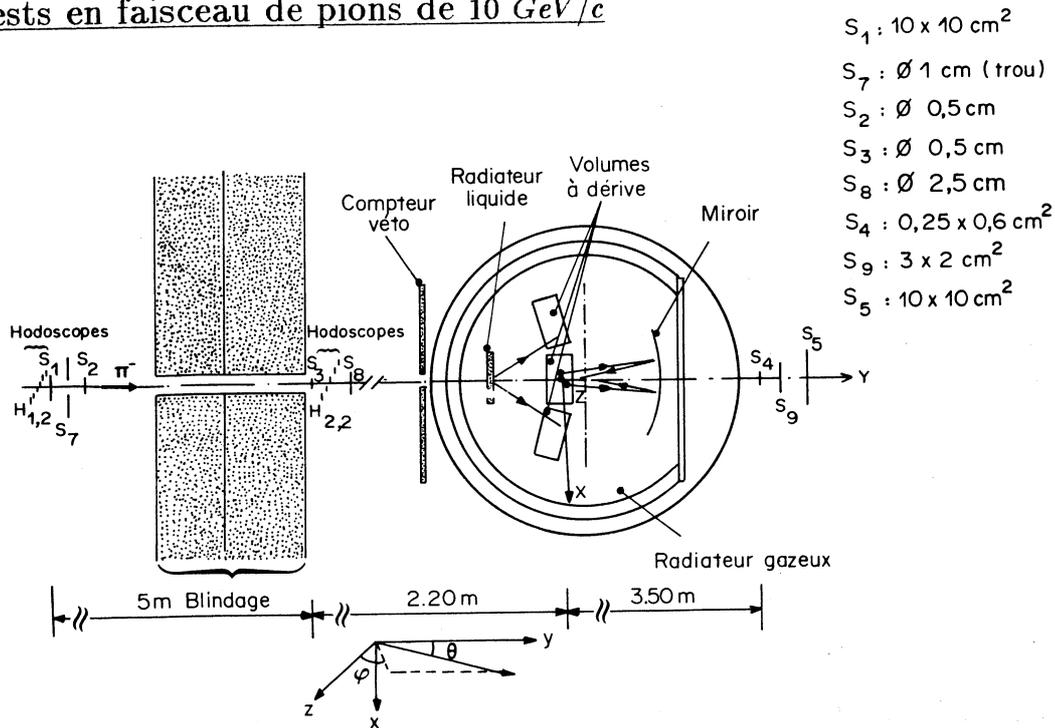


Fig. III.9 : Dispositif expérimental global.

Le prototype a été installé dans la ligne de faisceau T9 du PS du CERN situé dans le Hall Est.

La figure III.9 présente un schéma du dispositif expérimental. Tous les tests en faisceau ont été effectués en utilisant des  $\pi^-$  de 10 GeV/c. La définition du faisceau est assurée par une série de coïncidences et d'anticoïncidences entre compteurs à scintillations ( $S_i$ ) dont les dimensions sont données dans la figure III.9. Le filtrage des muons, éventuellement compris dans le faisceau, est opéré par des blindages de fer et de béton. Des compteurs de *veto* rejettent les pions trop écartés de la direction désirée. Des hodoscopes sont utilisés pour reconstruire la direction des particules, leur position étant connue par rapport à la ligne du faisceau. Ces hodoscopes n'étant pas solidaires au prototype, leur utilisation est difficile en raison des déplacements et des rotations du prototype effectués pendant les tests. Une calibration à chaque déplacement causerait des pertes de temps considérables. La méthode employée pour définir la direction du faisceau est exposée au Chapitre VI. Les conditions de déclenchement sont définies suivant l'intensité du faisceau. Pour une intensité "faible" (100  $\pi^-$ /burst) les scintillateurs participant au déclenchement sont  $S_1, S_3, S_8, S_5, S_9$  (ex :  $S_1 S_5 = 156$ ,  $S_1 S_3 S_8 = 21 \rightarrow S_1 S_3 S_5 S_8 S_9 = 13 \rightarrow$  temps mort + veto = 10  $\pi^-$  retenus), tandis que pour une intensité "normale" (1000 déclenchements/burst) on tient compte de la réponse de  $S_1, S_2, S_3, S_8, S_5, S_9$ . Les conditions de déclenchement sont plus strictes dans le cas d'une intensité normale pour éviter de déclencher sur plusieurs particules passant au même moment.

Pour éviter d'enregistrer des événements contenant plusieurs particules (pouvant donner des images Cerenkov superposées), l'événement est rejeté si les scintillateurs de veto situés devant l'enceinte indiquent le passage de plus d'une particule.

Le référentiel utilisé pour l'analyse des résultats est celui de la figure III.10, l'axe  $z$  étant dirigé suivant le sens de la dérive des photoélectrons. Le plan de fils des chambres de détection se trouve à  $z = 168,23 \text{ cm}$  (distance de dérive maximale).

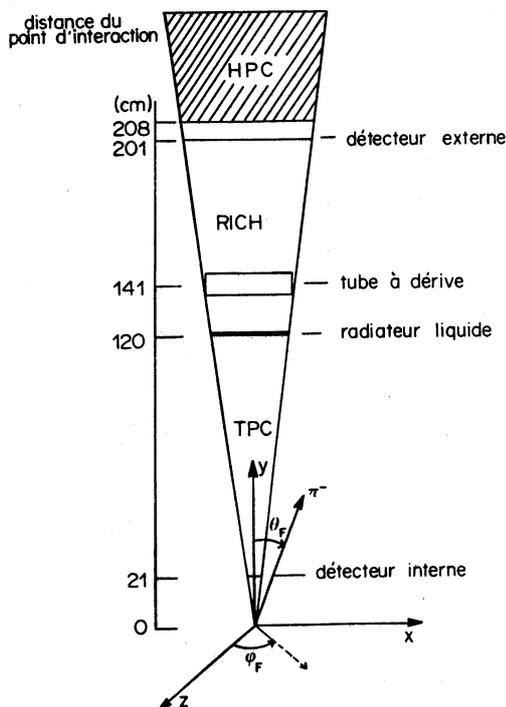


Fig. III.10 : Référentiel utilisé pour l'analyse des résultats.

Le radiateur liquide utilisé est le fréon ( $C_6F_{14}$ ). Son indice de réfraction est donné par la relation [29] :

$$n = 1,264 + (e - 5,0) \times 0,0093$$

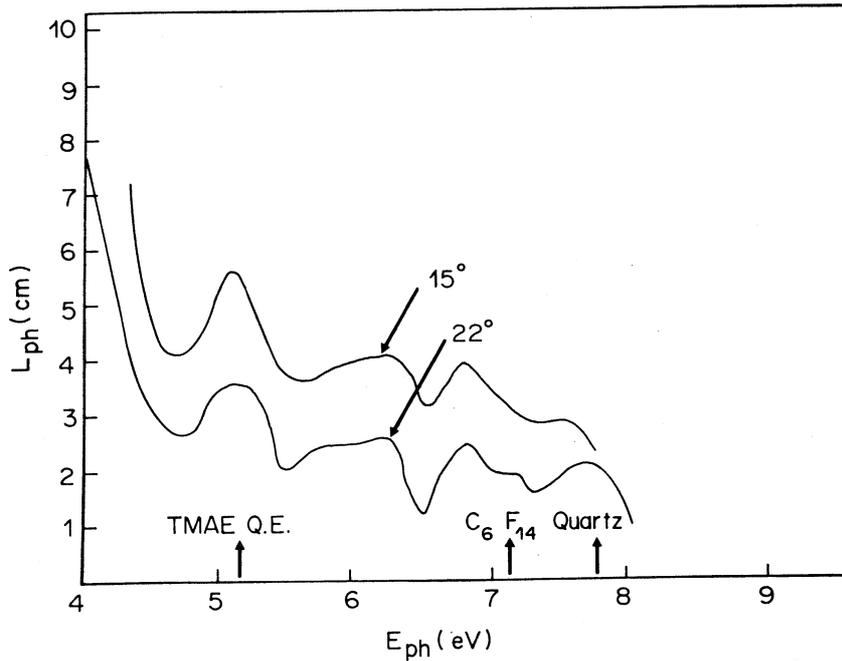
où  $e$  est l'énergie des photons en  $eV$ .

Plusieurs radiateurs gazeux ont été utilisés. La plus grande partie des résultats exposés ici ont été obtenus en utilisant comme radiateur l'isobutane ( $iC_4H_{10}$ ) dont l'indice de réfraction  $n$  est [29] :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{F_A}{e_A^2 - e^2} \times P \times \frac{308}{273 + T} \quad \text{avec } F_A = 0,145 \text{ eV}^2 \quad \text{et } e_A = 13,5 \text{ eV}$$

où  $P$  est la pression du gaz (1 atm) et  $T$  sa température ( $35^\circ\text{C}$ ).

Le gaz de dérive utilisé est le mélange  $\text{CH}_4 + 0,25\text{C}_2\text{H}_6$ . Le choix d'un tel mélange sera justifié au chapitre V. L'agent photoionisant choisi est le TMAE. La figure III.11 montre le libre parcours moyen des photons dans le TMAE en fonction de leur énergie et pour deux températures différentes ( $15^\circ$  et  $25^\circ\text{C}$ ).



**Fig. III.11** : Libre parcours moyen des photons dans le TMAE, en fonction de leur énergie pour deux températures différentes ( $15^\circ$  et  $22^\circ$ ) [38].

Des programmes d'analyse ainsi que de simulation *Monte-Carlo* dont une description détaillée est donnée au Chapitre VI et en Appendice, ont été mis au point.

### 3.7 Production d'images Cerenkov

Les premiers tests ont été effectués avec un dispositif ne comportant qu'un seul miroir (figure III.12).

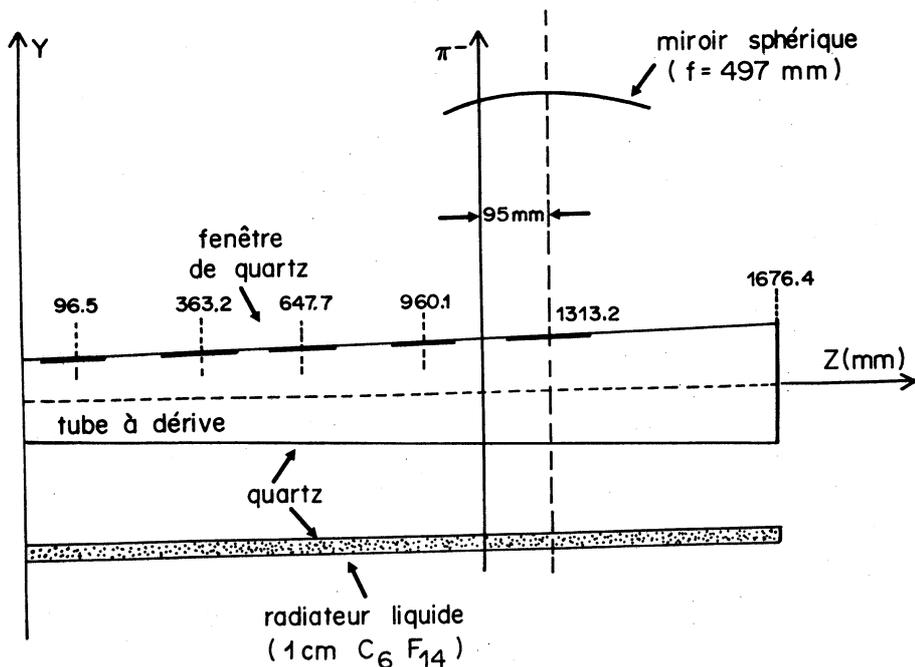
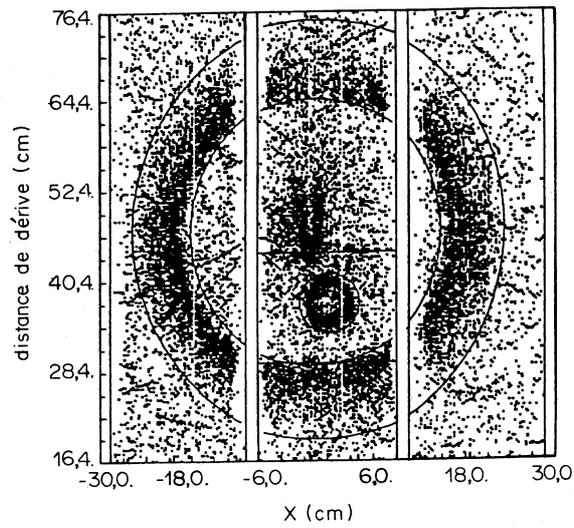


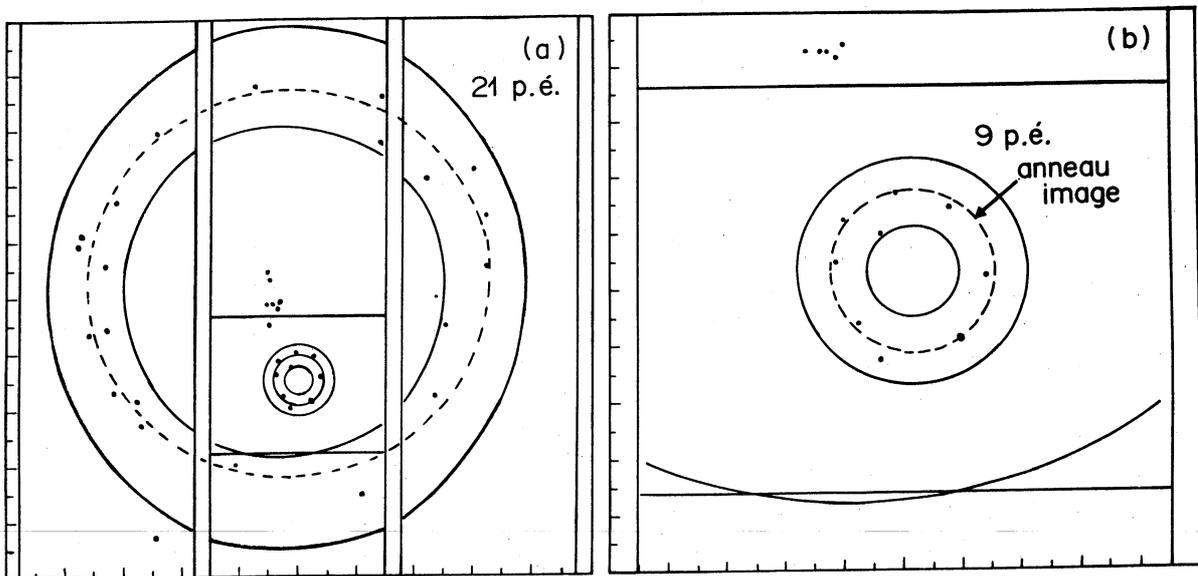
Fig. III.12 : Géométrie initiale du dispositif expérimental.

Le prototype est placé de telle façon que la zone de passage du faisceau dans les tubes à dérive n'interfère pas avec les images des deux radiateurs.

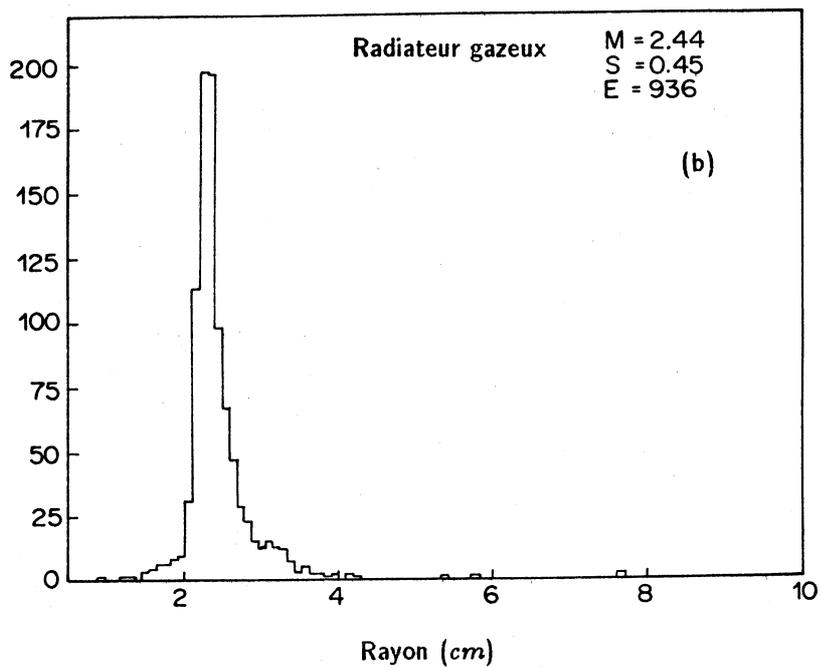
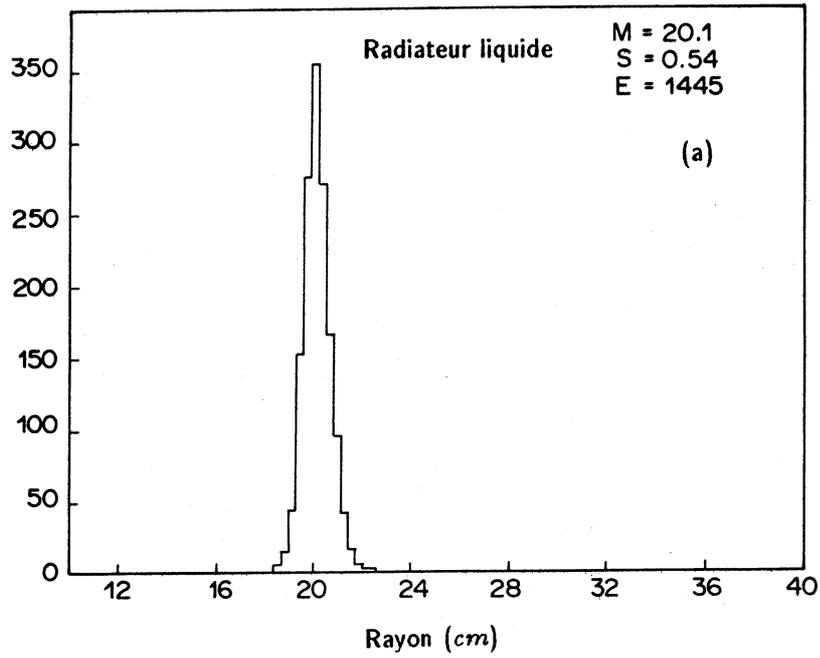
Comme illustration, la figure III.13 présente les images Cerenkov cumulées obtenues par le passage de 500 pions. Le grand anneau s'étendant sur les trois tubes à dérive est produit par le radiateur liquide tandis que le petit (tube du milieu) est donné par le radiateur gazeux. Le rayon des images du radiateur liquide (pour l'incidence normale) est de  $\sim 20$  cm tandis que celui des images du radiateur gazeux est de  $\sim 2,4$  cm (figure III.15). Les limites des trois tubes à dérive ainsi que la fenêtre de quartz (région de l'image du radiateur gazeux) sont représentées sur la figure III.13. Les limites fiduciaires sont calculées compte tenu de la géométrie du détecteur et du spectre en énergies des photons pouvant être détectés dans les tubes à dérive. La limite interne est obtenue par les points de conversion des photons Cerenkov d'énergie  $e_{min} = 5,5$  eV émis à la sortie du radiateur et convertis à l'entrée du volume de dérive, tandis que la limite externe est donnée par les photons d'énergie  $e_{max} = 7,2$  eV émis à l'entrée du radiateur et convertis à la sortie du volume de dérive. Il est également montré sur la figure III.14 des images des radiateurs liquide et gazeux obtenues par le passage d'une seule particule et le cercle ajusté à chacune d'elles. La tache au milieu des images (figure III.13) est provoquée par le passage du faisceau (les sources de bruit de fond seront discutées au chapitre V).



**Fig. III.13 :** Images Cerenkov obtenues, à l'aide du dispositif expérimental initial, par le passage de 500  $\pi^-$  de 10 GeV/c.



**Fig. III.14 :** Images Cerenkov obtenues par le passage d'un  $\pi^-$  de 10 GeV/c, par le radiateur (a) liquide et (b) gazeux.

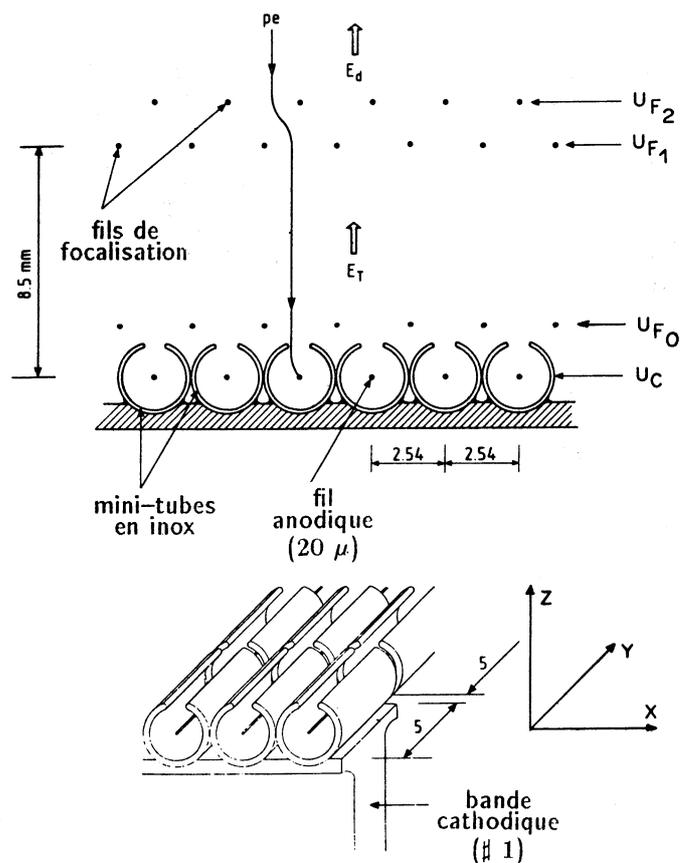


**Fig. III.15 :** Distribution du rayon des anneaux des images Cerenkov produites par le radiateur (a) liquide et (b) gazeux.

## CHAPITRE IV

### ETUDE DE LA CHAMBRE DE DÉTECTION

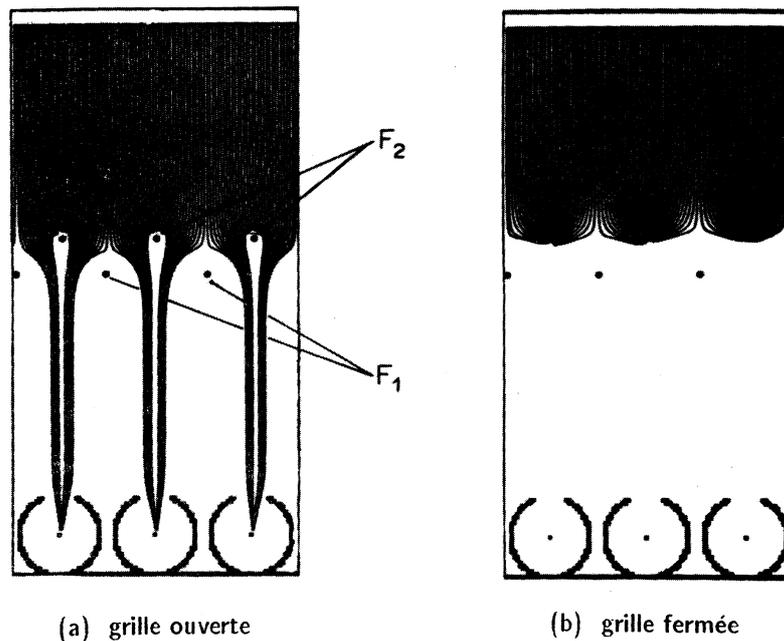
Pour toutes les études qui vont suivre, chaque volume de dérive a été équipé d'une chambre de détection dite "à tubes" développée au laboratoire comportant 71 fils d'anode au pas de 2,54 mm (figure IV.1). Ce type de détecteur a été choisi en vertu de l'importante couverture angulaire de la cathode par rapport à l'anode assurant un bon couplage anode-cathode et une isolation optique entre cellules voisines satisfaisantes.



**Fig. IV.1 :** Schéma du détecteur de photoélectrons, dit à tubes ou à cathodes cylindriques, montrant la disposition des cathodes.

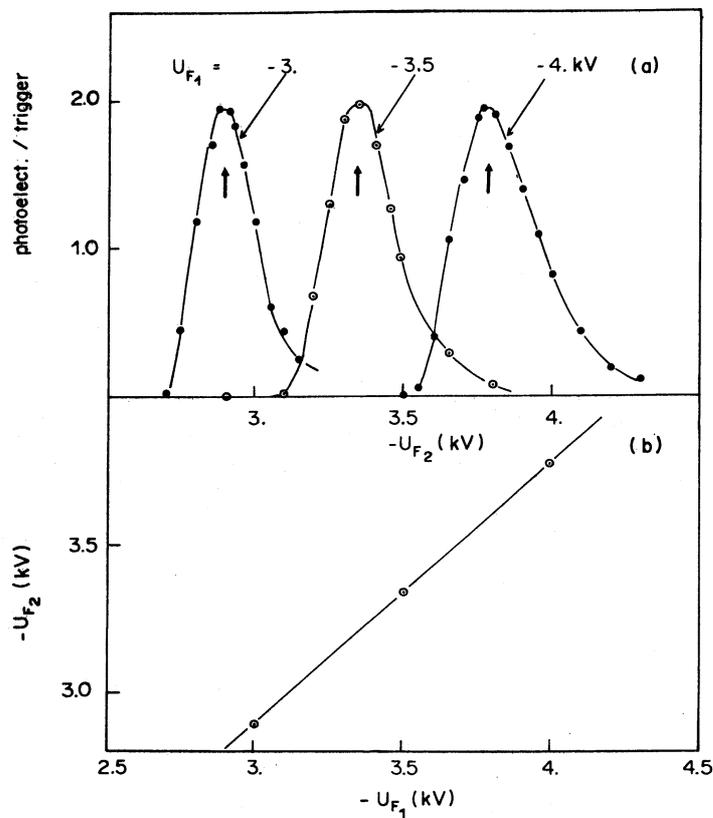
Les 71 cathodes cylindriques de 6 cm de longueur sont obtenues à partir de tubes d'acier inoxydable de 2 mm de diamètre intérieur et 2,5 mm extérieur. Les tubes sont assemblés côte à côte et brasés sur une base en cuivre, puis une fente de 0,8 mm de largeur est pratiquée parallèlement à leur axe sur toute la longueur. L'anode est un fil de tungstène doré de 20 µm de diamètre placé selon l'axe du cylindre (figure III.6). L'ensemble des tubes, y compris leur base, est coupé tous les 5 mm perpendiculairement à leur axe pour former 12 bandes de cathodes, puis ensuite séparé en deux parties constituées de 35 et 36 tubes. La chambre comprend donc 71 voies d'anodes et 2 × 12 bandes de cathodes. Deux plans de fils de 50 µm  $F_1$  et  $F_2$  situés

respectivement à 8,5 et 9,5 mm du plan de fils d'anode assurent la focalisation des électrons à travers la fente, comme il l'est montré sur la figure IV.2(a). La figure IV.3 présente les courbes de transfert pour 3 valeurs de la tension  $U_{F_1}$  ainsi que la variation linéaire de  $U_{F_2}$  en fonction de  $U_{F_1}$  dans le cas de l'obtention d'un transfert maximum. Un calcul électrostatique a montré que le plan de fils  $F_2$  contribue à une perte de collection des électrons de l'ordre de 12%.



**Fig. IV.2 :** Trajectoires des électrons calculées pour la chambre à tubes (a) sans blocage et (b) avec blocage.

Ces plans  $F_1$  et  $F_2$  offrent par ailleurs la possibilité de réaliser une bonne fermeture des chambres destinée à empêcher les ions positifs créés lors de l'avalanche de migrer vers l'intérieur des tubes à dérive. Si  $U_{F_1}$  est diminué de 100 V et  $U_{F_2}$  augmenté de 100 V par rapport aux valeurs correspondantes au transfert maximum, le transfert des ions positifs vers le volume de dérive est réduit par un facteur  $10^{-3}$  (figure IV.2(b)).



**Fig. IV.3 :** (a) Efficacité de transfert des électrons pour trois valeurs de  $U_{F1}$   
 (b) variation linéaire de  $U_{F2}$  dans le cas de l'efficacité de transfert maximum.

#### 4.1 Signal induit par un photoélectron

Le signal détectable sur les anodes et les cathodes est induit par la séparation rapide des charges négatives et positives sous l'influence du champ électrique et par la collection des électrons de l'avalanche. Cette deuxième contribution est néanmoins négligeable car très rapide ( $\sim 1\%$  du signal total [17]).

Si la cathode est un cylindre complet de rayon  $b$  entourant le fil d'anode de rayon  $a$ ,

la variation de la tension en fonction du temps pour une avalanche de charge  $Q$  s'écrit [17] :

$$V(t) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \log\left(1 + \frac{t}{t_0}\right) \quad (1)$$

avec :

$$t_0 = \frac{\pi\epsilon_0 P a^2}{\mu^+ C V_0}$$

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\log(b/a)}$$

où :

$\mu^+$	: mobilité des ions positifs	( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ )
$V_0$	: tension anode-cathode	(V)
$P$	: pression	(atm)
$l$	: hauteur du cylindre	(cm).

Le courant induit en fonction du temps est donné par la relation :

$$i(t) = -\frac{QC}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{t_0 + t} \quad (2)$$

On en déduit que le temps total  $T$  de dérive des ions positifs jusqu'à la cathode est égal à :

$$T = \frac{\pi\epsilon_0 P(b^2 - a^2)}{\mu^+ C V_0} \quad (3)$$

D'autre part, la réponse du préamplificateur à un signal de type "Dirac" est la suivante :

$$U(t) = \frac{\alpha}{\tau_0} t e^{-t/\tau_0} \quad (\text{en V/A}) \quad (4)$$

avec :

$\tau_0 = RC$  (constante de temps)

$\alpha =$  gain du préamplificateur (en mode différentiel).

Finalement, la réponse de l'ensemble chambre + préamplificateur est donnée par le produit de convolution :

$$A(t) = \int_0^t i(t-\tau)U(\tau)d\tau$$

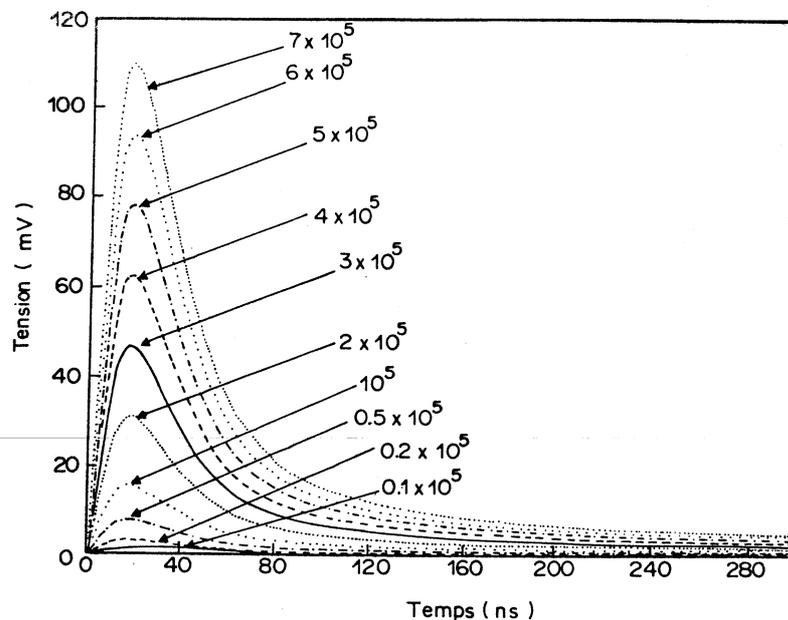
$$= \frac{\alpha QC}{4\pi\epsilon_0 \tau_0} \int_0^t \frac{\tau}{t-\tau+t_0} e^{-\tau/\tau_0} d\tau \quad (5)$$

Dans les conditions expérimentales suivantes :

$$\begin{aligned} \tau_0 &= 10 \text{ ns} \\ \alpha &= 95 \text{ mV}/\mu\text{A} \\ \mu^+ &= 1,48 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (\text{mélange CH}_4 + 20\% \text{ iC}_4\text{H}_{10}) \\ V_0 &= -1,625 \text{ kV} \\ P &= 1 \text{ atm} \\ a &= 10 \text{ }\mu\text{m} \\ b &= 1 \text{ mm} \end{aligned}$$

la variation de  $A(t)$  que l'on obtient pour différentes valeurs de  $Q$  est représentée sur la figure IV.4. Les photographies de la figure IV.5 présentent un échantillon de signaux de photoélectrons uniques observés expérimentalement.

La relation (5) montre que la charge détectée est proportionnelle à la charge  $Q$  de l'avalanche.



**Fig. IV.4 :** Forme du signal calculée pour différentes valeurs de la charge de l'avalanche.

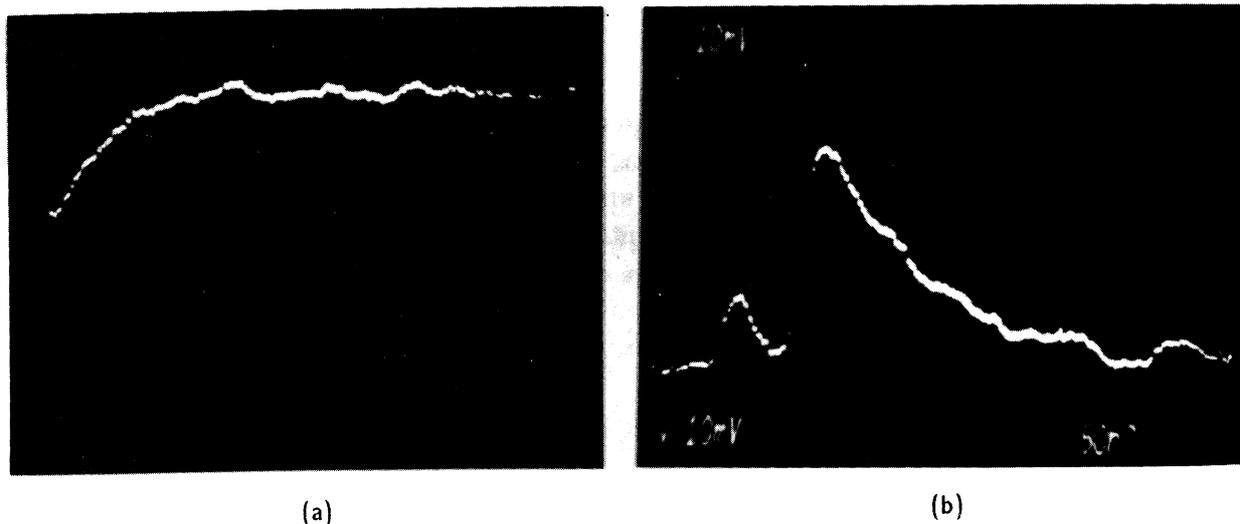


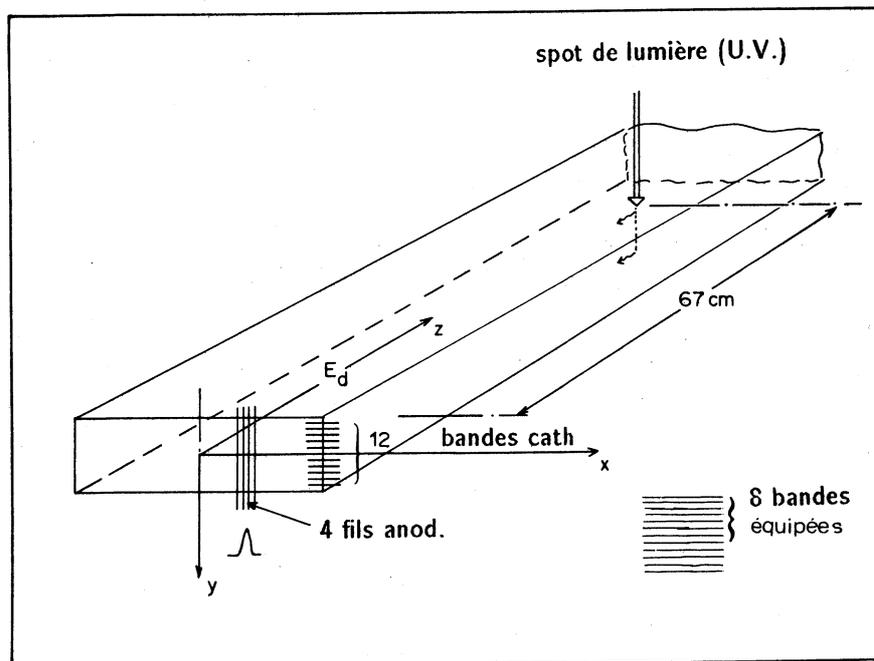
Fig. IV.5 : Photographie du signal induit par un photoélectron observé expérimentalement (a) sur un fil (anode) et (b) sur une bande cathodique[30].

## 4.2 Distribution de la charge induite par un photoélectron

Pour étudier en détail le comportement de la chambre à cathodes cylindriques en milieu photosensible, nous avons procédé à une mesure de son gain par l'intermédiaire de la mesure de la charge équivalente induite par un électron unique en fonction de la tension anode-cathode  $U_c$ .

### 4.2.1 Dispositif expérimental

Les photoélectrons uniques sont obtenus à partir d'un flux de photons U.V. produits par la lampe à hydrogène pulsée située à une distance de la chambre de 67 cm (figure IV.6). L'intensité de la lampe est réglée de façon à réduire la probabilité d'avoir plus qu'un photoélectron par fil à un niveau de quelques %.



**Fig. IV.6** : Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude de la réponse du détecteur.

Pour ces mesures la température du TMAE était de  $15^{\circ}\text{C}$  (libre parcours moyen des photons  $\sim 4$  cm) et la valeur du champ électrique de dérive  $E_d = 0,58$  kV/cm.

La charge est mesurée à l'aide d'un convertisseur analogique digital (ADC) 2249 W de Lecroy (11 bits, 0,25 pC/canal).

La porte d'une durée de 400 ns est appliquée à l'ADC 100 ns avant le temps moyen d'arrivée des électrons.

#### 4.2.2 Calibration de la chaîne électronique

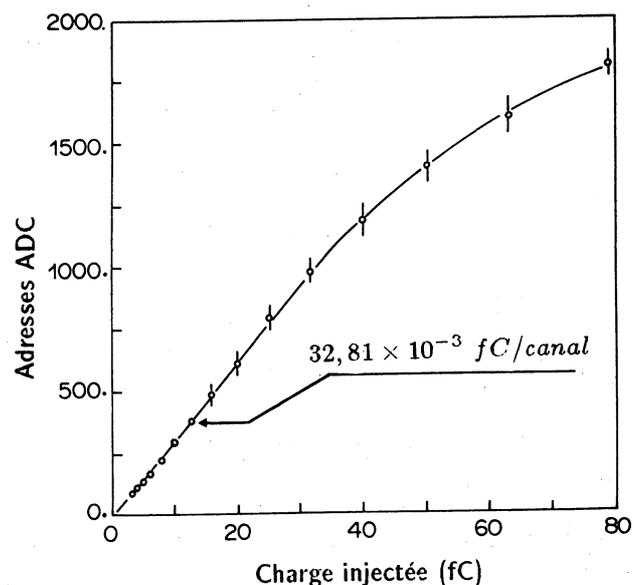
La linéarité des voies de l'ADC a été vérifiée avec le module ADC/TDC modèle 1976 testeur de Lecroy.

La calibration de la chaîne électronique complète est réalisée par injection d'une charge connue  $q_{inj}$  à l'entrée du préamplificateur à l'aide d'une capacité de 1 pF. La tension appliquée

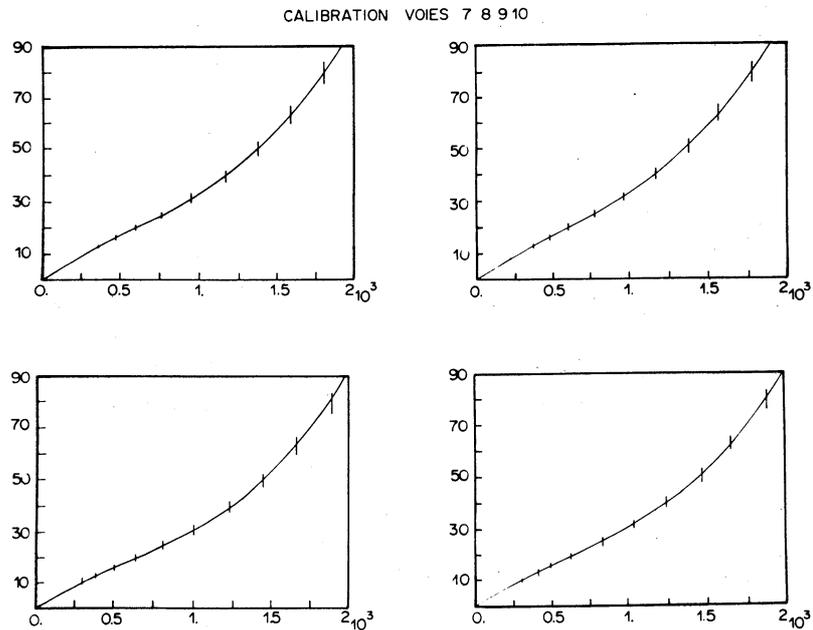
est obtenue à partir d'une tension calibrée de 1 V et d'un atténuateur variant de 50 à 22 db ( $3 < q_{inj} < 80 \text{ fC}$ ).

La figure IV.7 montre la dispersion entre les voies de l'ADC en fonction de  $q_{inj}$ . Chaque point est la valeur moyenne d'un grand nombre de mesures. Ces résultats sont obtenus après soustraction du piédestal mesuré en absence de signal. On observe que le gain de la chaîne électronique n'est pas linéaire sur tout l'intervalle de charge.

Chaque courbe de calibration qui nous intéresse,  $q_{inj}^i = f(C^i)$  (charge en fonction du numéro de canal d'ADC  $C^i$ ), a été obtenue en paramétrisant les données par un polynôme du troisième degré (figure IV.8).



**Fig. IV.7 :** Réponse de la chaîne électronique analogique en fonction de la charge injectée avec la dispersion obtenue à partir des 12 canaux.



**Fig. IV.8 :** Exemple de calibration de la chaîne électronique. La courbe ajustée est un polynôme de 3-ème degré.

#### 4.2.3 Sélection des événements pour la mesure du gain

Comme nous ne disposons que d'un seul module de 12 voies d'ADC, nous les avons réparties entre les 4 anodes de la région illuminée par la lampe et 8 cathodes parmi les 12 constituant le bloc situé en regard de ces fils (figure IV.6).

Dans le but d'obtenir des événements à un photoélectron, nous sélectionnons dans la région de l'image donnée par la lampe (dans un intervalle de 400 ns) les événements composés d'un seul fil touché avec un seul lot (*cluster*) de cathodes associées (la procédure d'association des cathodes aux fils est décrite au Chapitre VI).

Pour éviter une éventuelle perte de charge lorsqu'un lot de cathodes est localisé à la limite des cathodes non équipées, nous rejetons les événements pour lesquels une charge a été détectée par la cathode située en marge de la zone équipée.

#### 4.2.4 Couplage anode-cathode et gain apparent du détecteur

Les mesures ont été réalisées pour 6 valeurs de la tension de cathode  $U_c$ . La figure IV.9 présente la charge cathodique  $Q_c$  en fonction de la charge anodique  $Q_a$  pour  $U_c = -1,625$  kV. La charge  $Q_c$  est définie par :

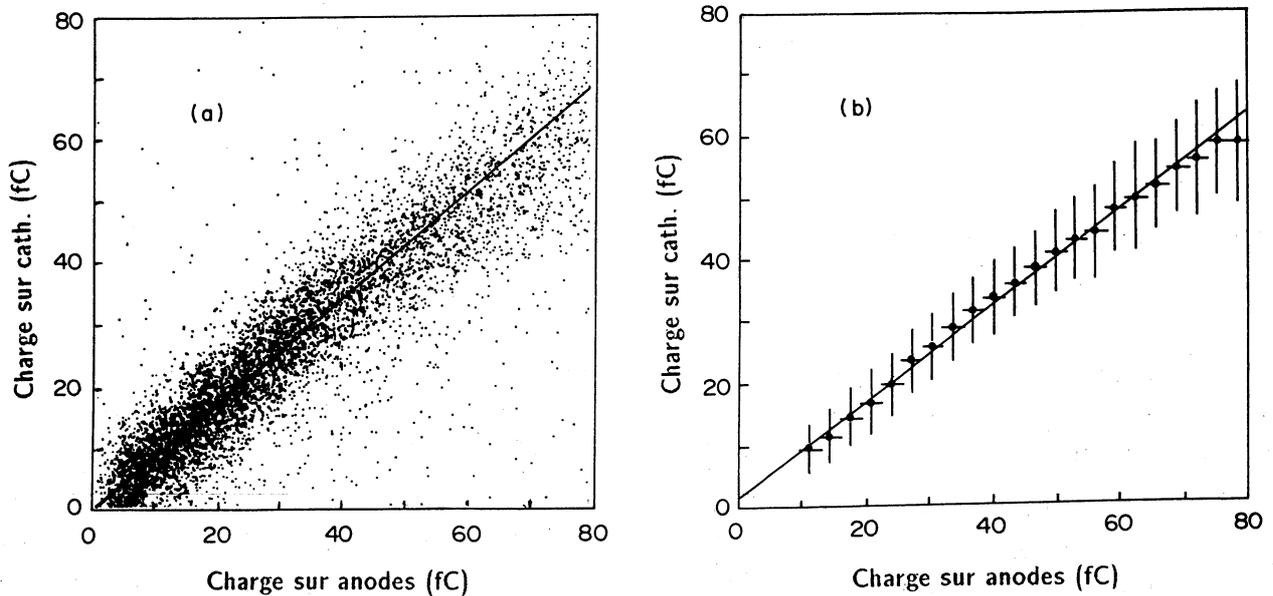
$$Q_c = \sum_{i=1}^8 Q_i \quad \text{pour } Q_i = Q_i^{mes} - P_i > 0 \quad (6)$$

où  $Q_i^{mes}$  est la charge détectée par la cathode  $i$  et  $P_i$  la valeur de son piédestal. La pente de la droite ajustée donne la valeur du couplage anode-cathode suivant :

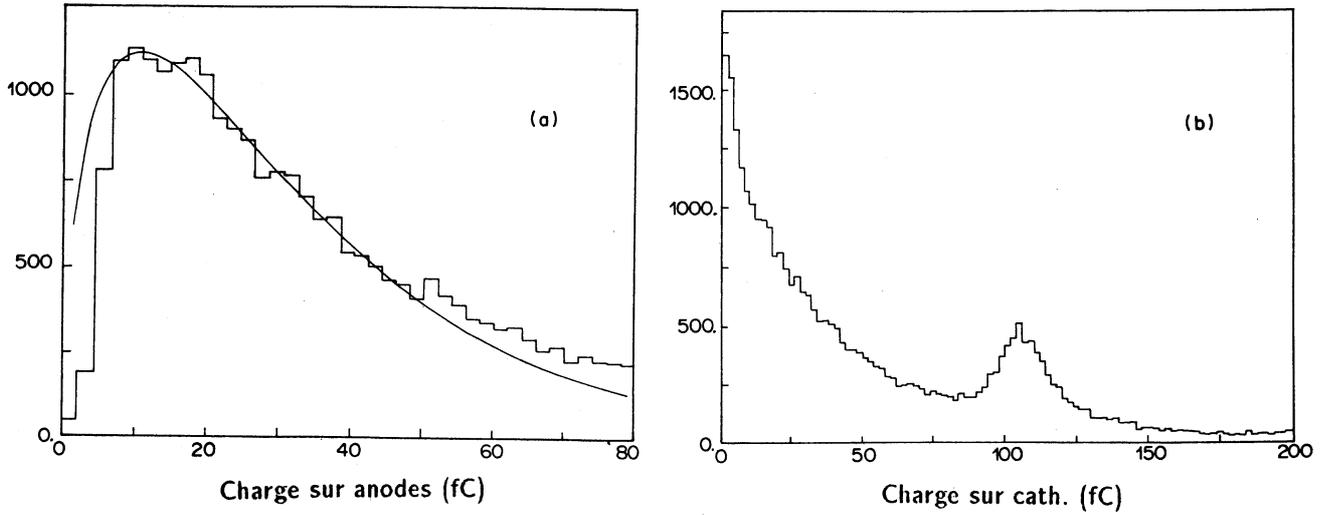
$$Q_c = (0,775 \pm 0,009) Q_a$$

Ce couplage est indépendant de  $U_c$  comme il se doit.

Les figures 10(a) et 10(b) présentent respectivement les distributions de la charge détectée sur l'anode et les cathodes pour  $U_c = -1,625$  kV. Le pic observé sur la distribution de charge cathodique au voisinage de 100 fC provient de la saturation d'un des canaux d'ADC dans la sommation des charges.



**Fig. IV.9 :** (a) Distribution de la charge cathodique en fonction de la charge anodique pour  $U_c = -1,625$  kV.  
(b) Même distribution que (a) avec les fluctuations à  $\pm \sigma$ .



**Fig. IV.10 :** (a) Distribution de la charge anodique pour un photoélectron à  $U_c = -1,625 \text{ kV}$ . La courbe correspond à l'ajustement d'une distribution de Polya entre 6 et 50 fC.  
 (b) Distribution de la charge cathodique correspondante.

La probabilité d'avoir une charge  $q$  développée pendant une avalanche ( $q = ne^-$ ) est donnée par la distribution de Polya [31,32] :

$$P(q) = \frac{1 + \theta}{\bar{q} \Gamma(1 + \theta)} \left[ (1 + \theta) \frac{q}{\bar{q}} \right]^\theta e^{-(1+\theta)q/\bar{q}} \quad (7)$$

où  $\bar{q}$  est la charge moyenne,  $\theta$  un paramètre de la distribution et:

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty e^{-t} t^{z-1} dt$$

une constante de normalisation. Les gains faibles sont plutôt décrits par la distribution de Furry:

$$F(q) = \frac{1}{\bar{q}} e^{-q/\bar{q}} \quad (8)$$

On peut constater que:

$$F(q) = \lim_{\theta \rightarrow 0} P(q)$$

Etant donné que la charge équivalente détectée est proportionnelle à la charge des avalanches, nous avons ajusté ces deux distributions sur la distribution de charge anodique. Pour ces ajustements la région  $q_s < 6 \text{ fC}$  où agit le discriminateur a été exclue.

Les résultats du meilleur ajustement de  $P(q)$  ( $\chi^2$  pour  $n_D$  degrés de liberté) entre 6 et  $q_s$  fC, en fonction de  $U_c$ , sont résumés dans la table VI, en comparaison avec les résultats de l'ajustement de  $F(q)$  dans les mêmes intervalles.

**Table VI**

Paramètres des distributions de Polya et Furry obtenus par ajustement sur les distributions expérimentales

$-U_c$ (kV)	$q_s$ (fC)	Distribution de Polya			Distribution de Furry	
		$\bar{q}_a(fC)$	$\theta$	$\chi^2/n_D$	$\bar{q}(fC)$	$\chi^2/n_D$
1,450	20	$5,35 \pm 1,16$	$0,32 \pm 0,56$	0,63	$4,16 \pm 0,17$	0,60
1,500	30	$9,77 \pm 0,65$	$0,29 \pm 0,25$	0,80	$8,95 \pm 0,29$	0,82
1,550	36	$15,34 \pm 0,57$	$0,19 \pm 0,19$	0,76	$15,10 \pm 0,61$	0,77
1,600	44	$27,93 \pm 1,92$	$0,34 \pm 0,18$	0,67	$32,09 \pm 2,22$	0,84
1,625	50	$32,75 \pm 0,75$	$0,43 \pm 0,05$	1,07	$41,22 \pm 1,08$	4,33
1,650	60	$34,60 \pm 2,30$	$0,38 \pm 0,16$	1,18	$40,80 \pm 3,03$	1,35

Pour les valeurs de  $|U_c| \leq 1,550$  kV, le paramètre  $\theta$  de la distribution de Polya est compatible avec zéro. Les  $\chi^2$  de l'ajustement pour Polya et Furry sont d'ailleurs comparables. Ceci suggère que le gain suit une distribution de type Furry pour ces valeurs de  $U_c$ . Par contre, pour  $U_c = -1,625$  kV (mesure réalisée avec une statistique dix fois plus importante)  $\theta$  est incompatible avec zéro et le  $\chi^2$  de l'ajustement pour la distribution de Furry est d'un facteur 4 supérieur à celui de Polya. D'autre part, la distribution de Polya est nécessaire pour rendre compte de la forme de la distribution expérimentale pour les faibles valeurs de  $q$  ( $<30$  fC) (figure IV.11). Pour les autres valeurs de  $U_c$  la statistique insuffisante ne nous permet pas de conclure aussi affirmativement. Ceci nous suggère néanmoins que le comportement du détecteur est bien représenté par la distribution du type Polya pour  $|U_c| \geq 1,6$  kV.

Si on reporte les valeurs de  $\bar{q}_a$  sur un diagramme  $\log \bar{q}_a$  en fonction de  $U_c$  (figure IV.12), nous ne retrouvons pas la linéarité attendue pour la variation exponentielle du gain du détecteur en fonction de  $U_c$ .

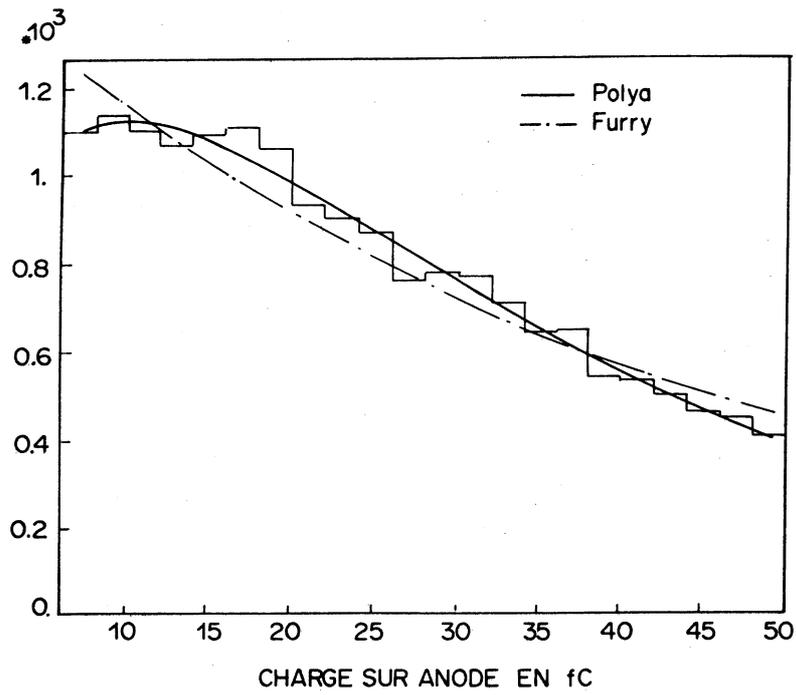


Fig. IV.11 : Distribution de la charge anodique pour un photoélectron à  $U_c = -1,625 \text{ kV}$ .  
 Les courbes représentent le résultat de l'ajustement de la distribution de Furry et de la distribution de Polya entre 6 et 50 fC.

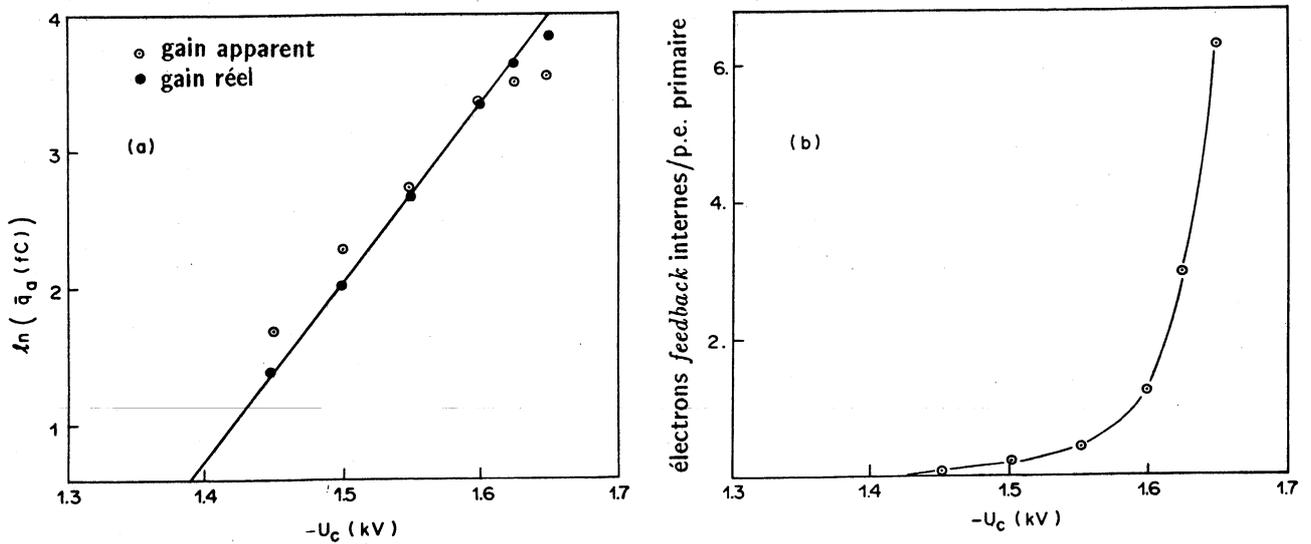


Fig. IV.12 : (a) Variation de la charge anodique réelle et apparente en fonction de  $U_c$ .  
 (b) Variation du nombre de photoélectrons *feedback* internes avec  $U_c$ .

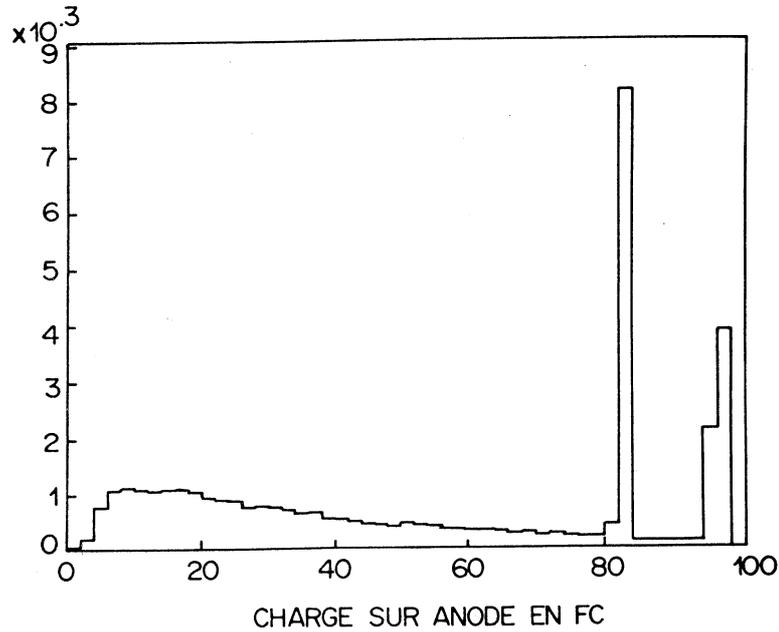


Fig. IV.13 : Distribution de la charge anodique pour un photoélectron à  $U_c = -1,625 \text{ kV}$ .

Nous observons d'autre part, sur la figure IV.13 pour  $U_c = -1,625 \text{ kV}$ , un large excès d'événements pour lesquels la charge anodique mesurée se situe au niveau de la saturation de l'ADC. La comparaison des quantités  $R^{exp}$  et  $R^{th}$  définies comme :

$$R^{exp} = \frac{\int_{q_s}^{\infty} f(q) dq}{\int_{q=6fC}^{\infty} f(q) dq} \quad (9)$$

$$R^{th} = \frac{\int_{q_s}^{\infty} P(q) dq}{\int_{q=6fC}^{\infty} P(q) dq} \quad (10)$$

où  $f(q)$  est la distribution de charge expérimentale et  $P(q)$  la distribution de Polya, nous permet de mettre en évidence cet excès d'événements de charge élevée pour chaque valeur de  $U_c$  (table VII). Le rapport  $R^{exp}/R^{th}$  croît en fonction de  $U_c$ , ce qui suggère que ce phénomène est fonction du gain du détecteur.

**Table VII**

$-U_c$ (kV)	$q_s$ (fC)	$R^{exp}$	$R^{th}$	$R^{exp}/R^{th}$
1,450	20	$0,047 \pm 0,005$	0,042	1,119
1,500	30	$0,098 \pm 0,006$	0,058	1,690
1,550	36	$0,216 \pm 0,008$	0,121	1,785
1,600	44	$0,391 \pm 0,009$	0,229	1,707
1,625	50	$0,528 \pm 0,003$	0,230	2,300
1,650	60	$0,562 \pm 0,009$	0,181	3,105

### 4.3 Photoélectrons *feedback*

La distribution de charge peut être affectée dans le cas où on détecte, dans l'espace  $\Delta t = 400$  ns pendant lequel l'ADC fait l'intégration de la charge, plusieurs photoélectrons produits par la lampe à U.V..

La probabilité  $P_2$  de confondre deux photoélectrons produits par la lampe, déterminée expérimentalement est de l'ordre de 0,04 indépendamment de la tension  $U_c$ . Cette contribution est largement insuffisante pour expliquer l'excès de charge observé. Nous sommes donc conduits à conclure, que lors du développement de l'avalanche primaire, il y a production d'électrons *feedback* qui contribuent à la charge effective détectée et que leur taux de production croît avec le gain du détecteur.

#### 4.3.1 Photoélectrons *feedback* internes et gain vrai de la chambre

Nous appellerons photoélectron *feedback* interne, un électron supplémentaire créé lors du développement de l'avalanche et qui reste confondu avec l'électron primaire au moment de la détection (les deux électrons sont détectés par le même fil dans un intervalle de temps inférieur au temps mort de l'électronique et forment un seul lot de cathodes touchées). Il contribue à la charge totale et peut être lui-même propre générateur de ce type d'électrons.

Nous supposons que le nombre de photoélectrons *feedback*  $n_{fb}$  est directement proportionnel à la charge  $q$ (fC) de l'avalanche qui les a produits :

$$n_{fb} = \alpha q$$

où  $\alpha = n_{e^-}/fC$  est un paramètre à déterminer.

Notre objectif est de reproduire la forme de la distribution de charge anodique expérimentale et plus particulièrement l'excès d'événements pour  $q > q_s$ , par un programme de Monte-Carlo qui simule la production d'électrons *feedback* internes selon le modèle proposé plus haut. Pour ce faire, il est nécessaire de considérer au moins 3 générations successives d'avalanches, néanmoins le nombre de générations a été fixé à 10 dans le programme. Le nombre d'électrons issus d'une avalanche de charge  $q$  est généré suivant la loi de Poisson de moyenne  $\alpha q$ . Pour chacun de ces électrons secondaires une charge  $q$  est choisie selon la même distribution de Polya et additionnée à la charge primaire. Il a été également tenu compte de la probabilité d'avoir 2 photoélectrons confondus issus de la lampe ( $P_2 = 0,04$ ). Au moyen du programme MINUIT [33],  $\alpha$ ,  $\bar{q}_v$  (gain vrai du détecteur) et  $\theta$  sont déterminés par minimisation de  $\chi^2$  résultant de la comparaison de la distribution de charge expérimentale et celle issue de la simulation ( $\chi^2$  à  $n_D = k - 1$  degré de liberté pour 2 histogrammes de  $k$  bins [34]). La table VIII présente les résultats ainsi obtenus.

**Table VIII**

$-U_c$ (kV)	$\bar{q}_v$ (fC)	$\theta$	$\alpha$ (fC <sup>-1</sup> )	$\chi^2/n_D$	$\bar{g}$	$\bar{n}_f$	$P_f(n > 0)$
1,450	3,982	0,025	0,0198	0,48	$2,49 \cdot 10^4$	0,09	0,142
1,500	7,602	0,002	0,0221	1,31	$4,75 \cdot 10^4$	0,18	0,188
1,550	14,504	0,199	0,0213	1,03	$9,06 \cdot 10^4$	0,41	0,269
1,600	27,518	0,402	0,0200	1,14	$1,72 \cdot 10^5$	1,20	0,393
1,625	38,002	0,603	0,0200	1,33	$2,38 \cdot 10^5$	2,90	0,477
1,650	46,609	0,812	0,0200	1,03	$2,91 \cdot 10^5$	6,27	0,520

On peut apprécier la stabilité du paramètre  $\alpha = 0,02 \text{ fC}^{-1}$ , ce qui conforte l'hypothèse faite précédemment.  $\bar{n}_f$  représente le nombre moyen d'électrons *feedback* internes (figure IV.12(b)) et  $P_f(n > 0)$  la probabilité d'avoir au moins 1 photoélectron *feedback* par électron primaire détecté.

La figure IV.12(a) montre que la linéarité de  $\log \bar{q}_v$  est satisfaite jusqu'à  $U_c = -1,625 \text{ kV}$ . En paramétrisant la charge moyenne détectée pour les 5 premières valeurs de  $U_c$ , nous obtenons la relation suivante pour le gain moyen :

$$\bar{g} = e^{12,885(U_c - 0,664)} \quad (U_c \text{ en kV})$$

Pour  $U_c = -1,650$  kV le produit  $\alpha\bar{q} \sim 1$  indique que le détecteur entre dans une région d'instabilité qui explique que le gain moyen pour cette valeur s'écarte de la variation exponentielle attendue.

#### 4.3.2 Photoélectrons *feedback* externes

Contrairement aux photoélectrons *feedback* internes, les photoélectrons *feedback* externes sont ceux qui sont détectés séparément par rapport aux photoélectrons primaires.

Lorsqu'on examine les images produites par la lampe, on observe dans le sillage de chaque spot une longue queue produite par les photoélectrons *feedback* externes (figure IV.14(a)). Cette contribution est également bien illustrée par la figure IV.15 qui présente la distribution dans le plan  $(x, t)$  des photoélectrons *feedback* détectés pour un fil ramené à la position  $x = 0$  et  $t = 0$ . La zone désertée ( $< 200$  ns) située à  $x = 0$  est due au temps mort du discriminateur.

Afin d'obtenir la forme de la distribution en temps des photoélectrons provenant de la lampe nous avons considéré uniquement les événements à un seul photoélectron détecté dans les limites en temps du signal. Cette détermination a été effectuée pour  $U_c = -1,625$  kV, tension pour laquelle l'efficacité anodique est supérieure à 96 %. Nous avons ajusté à la distribution en temps de ces photoélectrons une gaussienne de valeur moyenne  $\bar{t}_0$  et de largeur  $\sigma$  superposée à un bruit de fond uniforme.

Pour estimer le nombre des photoélectrons *feedback* externes nous avons utilisé la distribution du temps d'arrivée sur les fils de tous les photoélectrons (figure IV.14(b)). La distribution des photoélectrons *feedback* produits par un photoélectron primaire détecté au temps  $t'_0$  est supposée être de la forme :

$$f(t) \propto e^{-\frac{t-t'_0}{\tau_0}} \quad (11)$$

où  $\tau_0$  est lié au libre parcours moyen des photons *feedback*.

On peut donc paramétriser la distribution totale en temps de tous les fils touchés par la distribution :

$$P(t) = \alpha + \beta e^{-\frac{(t-\bar{t}_0)^2}{2\sigma^2}} + \frac{\gamma}{\tau_0} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{(t'_0-\bar{t}_0)^2}{2\sigma^2}} e^{-\frac{(t-t'_0)}{\tau_0}} dt'_0 \quad (12)$$

Le premier terme de cette distribution décrit le bruit de fond uniforme, le deuxième le signal de la lampe et le dernier la contribution des photoélectrons *feedback* externes. L'ajustement de cette distribution sur la distribution expérimentale a permis d'estimer le taux de ces photoélectrons *feedback*.

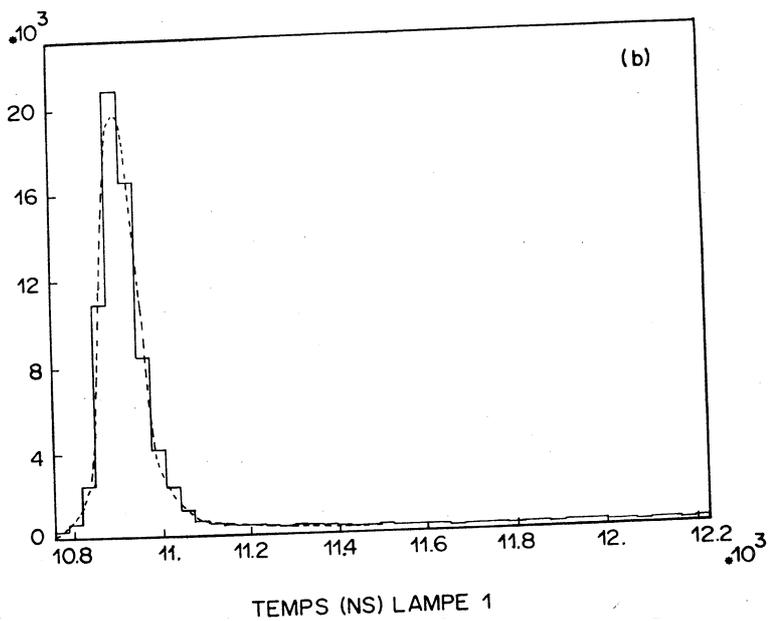
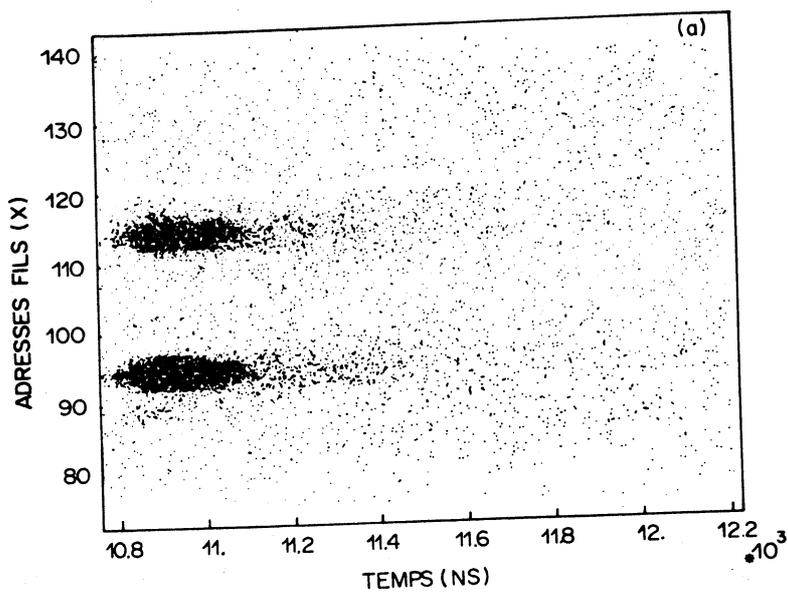
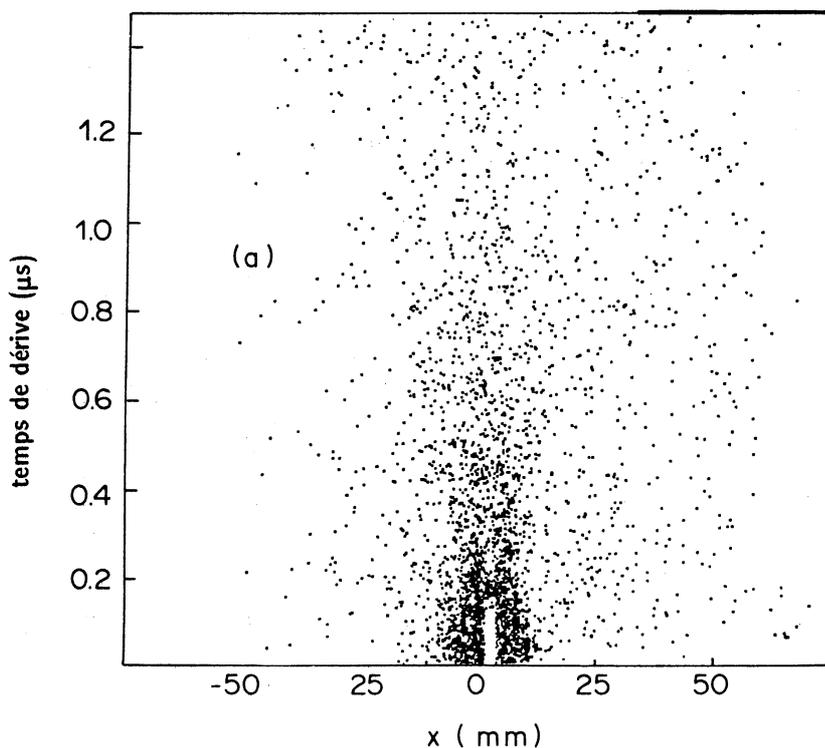


Fig. IV.14 : (a) Images dans le plan  $(x, t)$  produites par les deux spots de la lampe.  
 (b) Projection de (a) sur l'axe  $t$  et ajustement de l'équation (12) sur les données expérimentales. La queue de la distribution représente la contribution des photoélectrons *feedback* externes.

La variation du pourcentage de photoélectrons *feedback* externes en fonction de  $U_c$  est présentée dans la figure IV.16 et comparée avec les résultats obtenus par Monte-Carlo. On constate un large désaccord pour  $U_c = -1,650$  kV, qui confirme les observations déjà faites précédemment au sujet du comportement du détecteur à cette tension.



**Fig. IV.15 :** Distribution  $(x, t)$  des photoélectrons *feedback* externes après soustraction du photoélectron primaire pour  $U_c = -1,625$  kV (photoélectrons vus derrière le 1er photoélectron arrivant dans la chambre supposés provenir de la lampe). La région désertée à  $x = 0$  est due au temps mort du discriminateur.

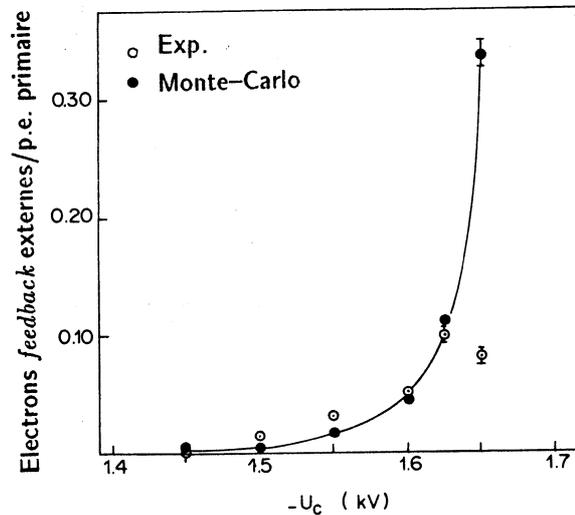


Fig. IV.16 : Variation du nombre de photoélectrons *feedback* externes en fonction de  $U_c$ .

#### 4.4 Simulation de la réponse du détecteur et efficacité de détection

Nous nous proposons ici de simuler la réponse du détecteur et de l'électronique associée, tant du point de vue anodique que cathodique, en prenant en compte les photoélectrons *feedback*. Pour ce faire, nous devons remonter à leur origine qui est l'émission de photons U.V. qui a lieu lors du développement des avalanches. En effet, jusqu'alors nous nous sommes contentés de déterminer le taux d'électrons *feedback* effectifs produits lors d'une avalanche. Nous allons maintenant rendre compte de leur effet sur les caractéristiques complètes du détecteur.

Nous ne tiendrons compte que des raies d'émission du carbone contenu dans le méthane ( $\text{CH}_4$ ) ou l'éthane ( $\text{C}_2\text{H}_6$ ) [35]. Comme l'éthane absorbe complètement les photons de longueur d'onde inférieure à  $1500 \text{ \AA}$  (figure IV.17) on ne considérera que les raies suivantes :

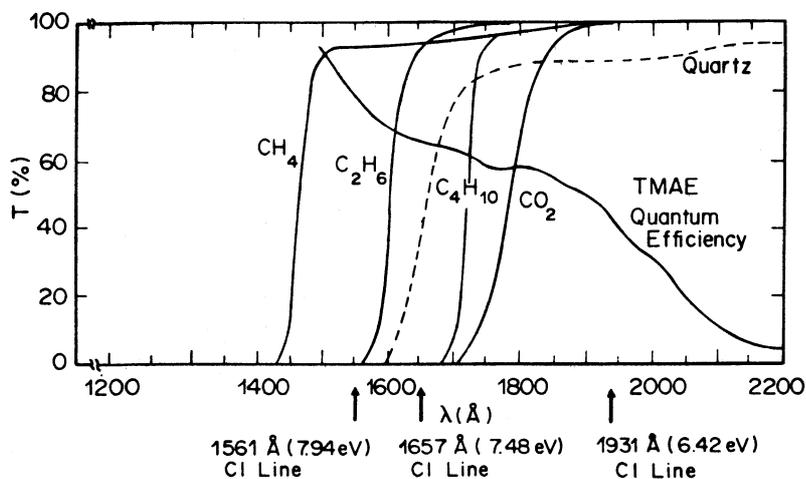
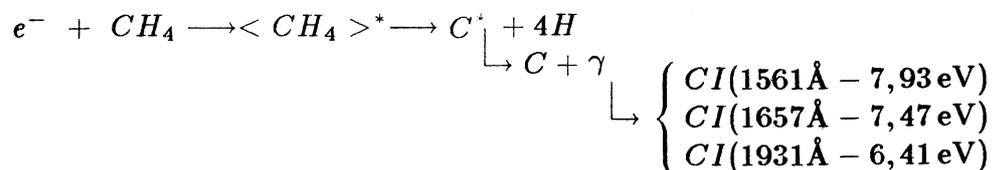


Fig. IV.17 : Transparence de différents gaz.



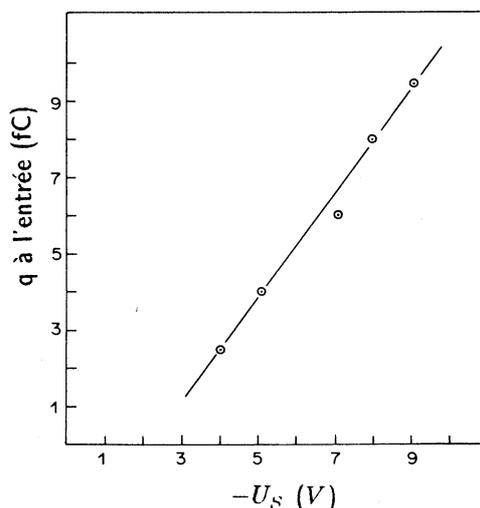
Nous supposons que l'émission des photons U.V. a lieu isotropiquement. Cette considération n'est évidemment pas justifiée si l'émission d'U.V. dépend de la forme des avalanches.

La table IX donne le libre parcours moyen dans le TMAE (déterminé expérimentalement) dans le gaz de dérive (tel qu'il est considéré dans la simulation), les intensités relatives et l'efficacité quantique  $E_Q$  du TMAE pour chacune des 3 raies.

La charge équivalente au seuil du discriminateur a été mesurée en fonction de la valeur de la tension de fonctionnement  $U_S$  (figure IV.18). Le seuil du discriminateur est défini comme le point moyen sur la montée de la distribution de charge. La dispersion sur le seuil induite par le bruit électronique est compatible avec une gaussienne d'écart type  $\sigma = 1,2$  fC et 1,8 fC respectivement pour l'anode et la cathode [19].

**Table IX**

Energie (eV)	Libre parcours moyen (cm)			Intensité relative	$E_Q$
	TMAE 15°C	TMAE 25°C	Gaz de dérive		
7,93	4,00	1,67	0,3	3/11	0,45
7,47	4,00	1,91	15	5/11	0,37
6,41	4,00	1,93	$\infty$	3/11	0,25



**Fig. IV.18 :** Variation de la valeur du seuil du discriminateur en équivalent charge en fonction de la tension de seuil  $U_s$ .

Pour la simulation de la réponse des cathodes, le rapport de charge cathode-anode mesuré de 0,775 est introduit. La charge est répartie géométriquement sur les bandes cathodiques suivant la distribution montrée sur la figure A.3 donnée en Appendice.

Les photoélectrons sont générés suivant  $y$  selon la décroissance exponentielle en tenant compte la probabilité d'avoir deux photoélectrons pour un même déclenchement lampe. Les résultats de cette simulation sont comparés aux données expérimentales.

L'estimation des efficacités de détection anodique et cathodique présentées dans la

figure IV.19 est en bon accord avec les valeurs mesurées. A  $U_c = -1,625$  kV l'efficacité anodique est estimée à 97% pour un photoélectron unique, alors que, étant donné le couplage cathode-anode mesuré, l'efficacité cathodique est de 92% conformément à la valeur expérimentale.

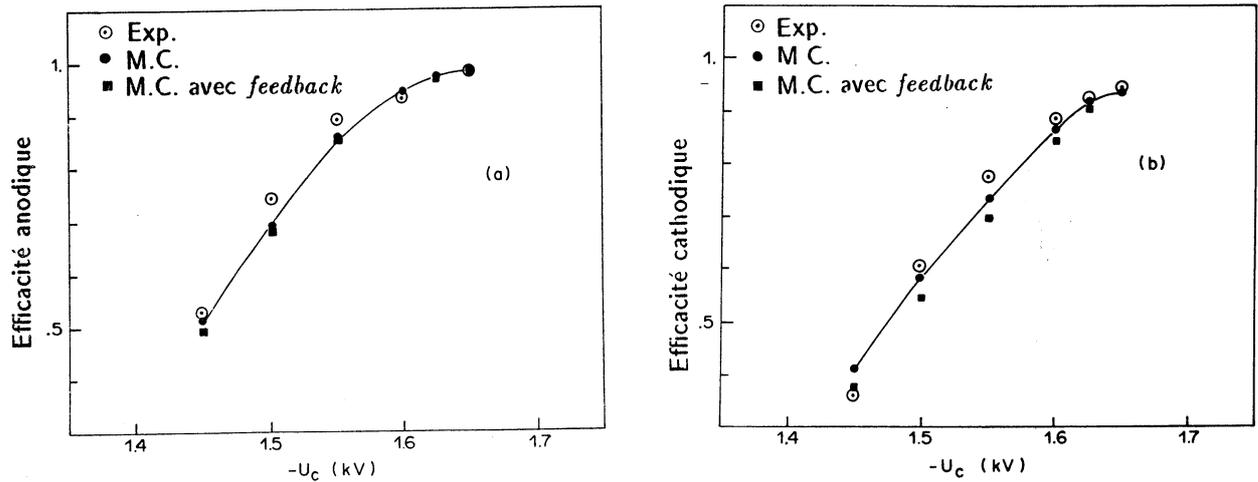


Fig. IV.19 : Efficacité de détection expérimentale comparée aux résultats de la simulation Monte-Carlo pour (a) l'anode et (b) les cathodes.

On constate que les photoélectrons *feedback* contribuent peu à l'efficacité de détection apparente aussi bien pour l'anode que pour la cathode.

La figure IV.20 illustre le bon accord obtenu entre les résultats Monte-Carlo et les données, en ce qui concerne la multiplicité de lots de cathodes  $m_c$  par fil, la multiplicité de cathodes par lot  $m_s$  et les distributions des probabilités  $P(0)$  et  $P(1)$  d'avoir 0 ou 1 lot de cathodes par fil. Le niveau de diaphonie de 10% entre bandes cathodiques voisines introduit dans la simulation a été estimé expérimentalement. Dans la figure IV.20(b) la comparaison entre la multiplicité de cathodes par lot  $m_s$  avec et sans contribution des photoélectrons *feedback* montre la nécessité de leur contribution pour la reproduction des résultats observés expérimentalement.

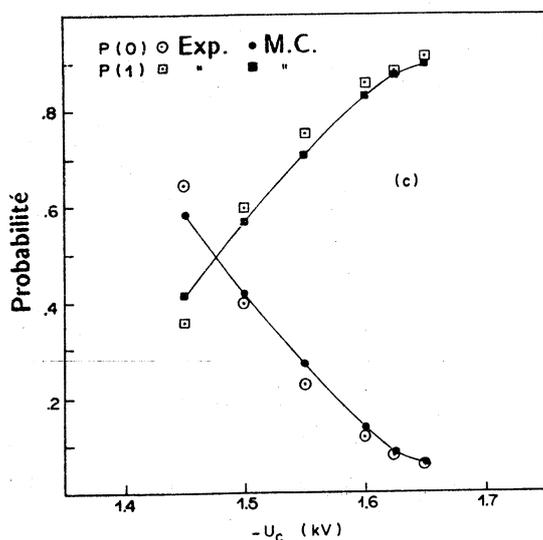
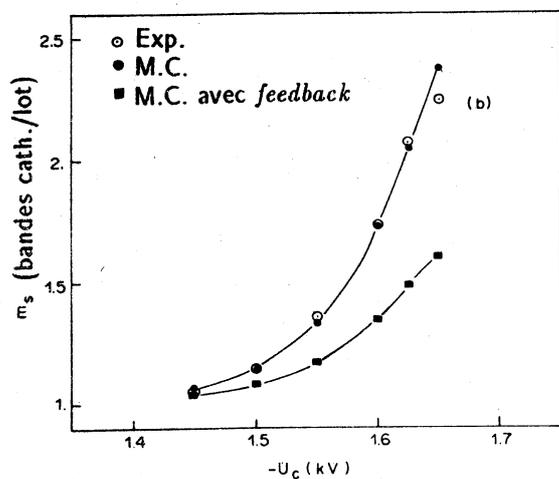
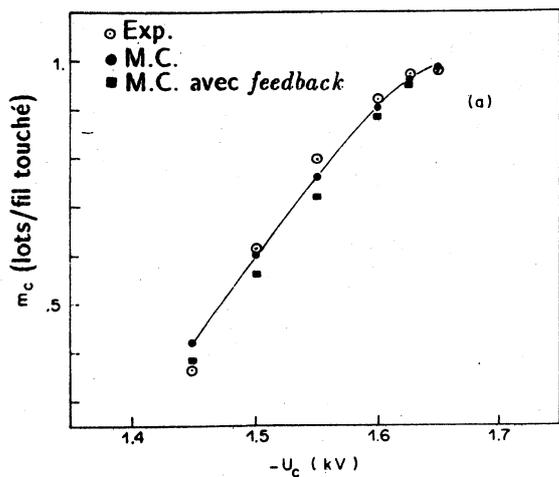
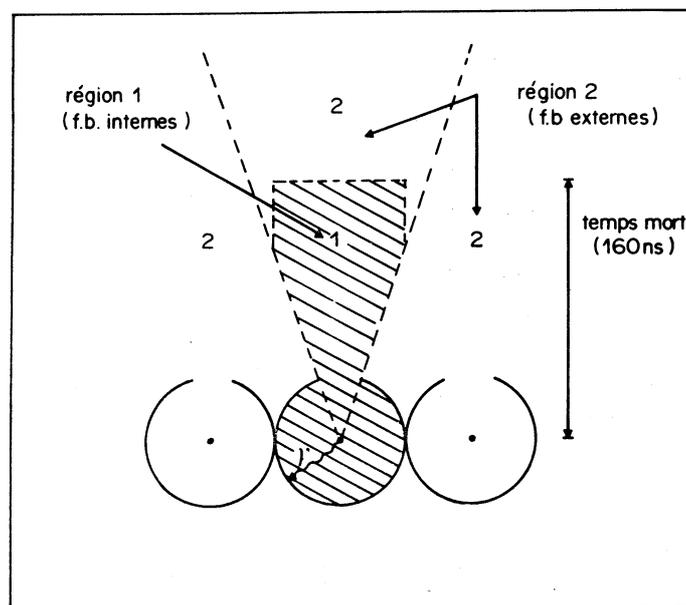


Fig. 20 : Comparaison des résultats de la simulation de la réponse du détecteur avec les données expérimentales pour (a) la multiplicité de lots de cathodes  $m_c$ , (b) la multiplicité de cathodes par lot  $m_s$  et (c) les probabilités  $P(0)$  et  $P(1)$  d'avoir 0 et 1 lot de bandes cathodiques par fil.

La table X donne l'estimation Monte-Carlo du nombre de photoélectrons *feedback* internes  $n_{fb}(1)$  et externes  $n_{fb}(2)$  produits en fonction de  $U_c$ . Les indices (1) et (2) se

réfèrent aux deux régions géométriques définies dans la figure IV.21. Pour obtenir une bonne concordance entre le taux de photoélectrons internes et externes mesurés expérimentalement, il est nécessaire de tenir compte de l'effet photoélectrique à la surface de la cathode avec une efficacité équivalente à la photoionisation du TMAE. On peut remarquer dans la table X que les électrons produits par effet photoélectrique  $n_{fb}$  (photoélect.) constituent la contribution majeure au nombre de photoélectrons *feedback* internes  $n_{fb}(1)$ . Cet effet quantique de surface – par adsorption de TMAE dans l'acier inoxydable constituant la cathode – est étonnamment élevé. Il est favorisé par la présence d'un champ électrique à la surface de l'ordre de 3,5 kV/cm et par l'incidence non normale des photons émis lors de l'avalanche[36].



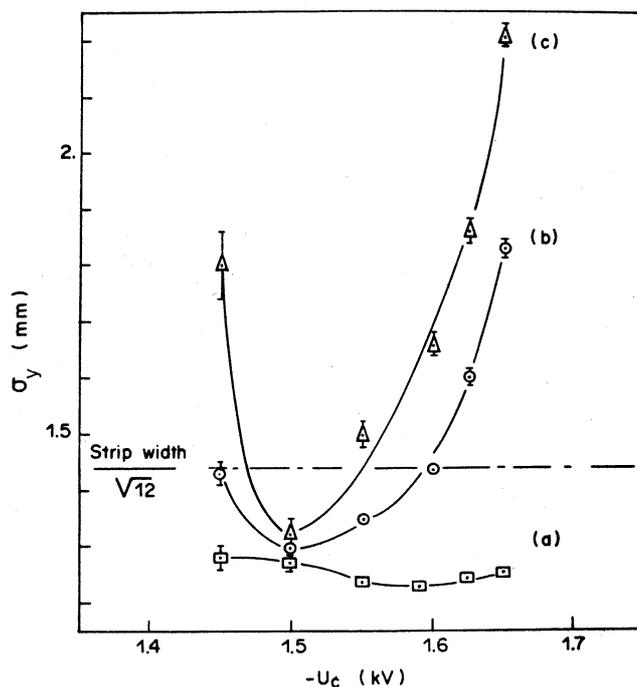
**Fig. IV.21 :** Définition géométrique des régions (1) et (2) utilisées pour le comptage respectifs des photoélectrons *feedback* internes et externes.

**Table X**

$-U_c$ (kV)	1,450	1,500	1,550	1,600	1,625	1,650
$n_{fb}(1)$	0,090	0,180	0,410	1,200	2,900	6,270
$n_{fb}(2)$	0,006	0,009	0,021	0,060	0,148	0,258
$n_{fb}(\text{photoél.})$	0,080	0,170	0,390	1,140	2,760	6,020

Pour conforter les résultats précédents nous avons simulé le signal de la lampe et imposé la

production des photoélectrons *feedback* connaissant le nombre de photoélectrons primaires créés. Nous avons vérifié que la méthode d'analyse permet de retrouver le nombre de photoélectrons *feedback* externes avec une incertitude  $< 5\%$ . La figure IV.16 montre le taux de production de photoélectrons *feedback* externes mesuré comparé aux valeurs calculées par la simulation Monte-Carlo. Il y a un bon accord entre les données expérimentales et la simulation sauf pour  $U_c = -1,650$  kV où, comme nous l'avons déjà mentionné, la chambre entre dans une phase d'instabilité.



**Fig. IV.22 :** Variation avec  $U_c$  de la résolution  $\sigma_y$  obtenue à partir des cathodes d'après la simulation Monte-Carlo de la réponse du détecteur. Si  $n$  est le nombre de photoélectrons *feedback* internes, la courbe (a) correspond à  $n = 0$ , la courbe (b) au nombre moyen de photoélectrons *feedback* internes  $\bar{n}$ , et la courbe (c) à  $n \geq 1$ .

L'effet des photoélectrons *feedback* sur la résolution spatiale  $\sigma_y$  est très bien illustré sur la figure IV.22 qui montre la variation de  $\sigma_y$  en fonction de  $U_c$ , obtenue en supposant une distribution uniforme des photoélectrons primaires sur la largeur d'une cathode de 5 mm.

Les valeurs obtenues sans la contribution des photoélectrons secondaires (figure IV.22 courbe (a)) sont inférieures à la valeur attendue  $5/\sqrt{12}$ , quand on suppose une cathode touchée par électron ce qui est réalisé à bas gain du détecteur. Néanmoins, dans ce cas, l'efficacité de

détection cathodique sur les bords des bandes cathodiques décroît rapidement créant une largeur apparente de la cathode plus petite qui de ce fait améliore la résolution. Par contre pour les valeurs de  $U_c$  élevées, la multiplicité de cathode par lot ( $m_s \sim 1,5$ ) améliore la résolution car  $y$  est alors défini comme le barycentre de l'ensemble des cathodes corrélées.

La courbe (b) représente la résolution moyenne en présence de photoélectrons *feedback* et la courbe (c) la contribution à la résolution des événements avec au moins 1 photoélectron *feedback*.

A  $U_c = -1,625$  kV la production des photoélectrons *feedback* internes entraîne une détérioration de 29% de la résolution sur la mesure de la coordonnée de profondeur  $y$  obtenue à partir des cathodes : 1,6 mm au lieu de 1,25 mm. La contribution de cet effet sur la résolution de l'angle Cerenkov sera abordée au chapitre VI.

En conclusion la table XI résume les principales caractéristiques des chambres à tubes à la tension nominale de travail  $U_c = -1,625$  kV. Cette tension est la limite de fonctionnement au-delà de laquelle, la contribution des photoélectrons *feedback* devient très importante compromettant la stabilité du détecteur et détériorant significativement la résolution  $\sigma_y$  de la mesure de la position de l'avalanche le long du fil.

**Table XI**

Distri. de Polya		$\epsilon_a$	$\epsilon_c$	$m_s$	$m_c$	<i>feedback</i>
$\bar{q}(fc)$	$\theta$					externes
38,002	0,603	0,966	0,924	2,06	0,971	9%

#### 4.5 Blocage du transfert des charges (*gating*)

Comme nous l'avons déjà vu, une grande quantité d'ions positifs est libérée pendant chaque avalanche. Ces ions migrent lentement vers le fond du volume de dérive provoquant ainsi des distorsions des lignes de champ. Il est donc nécessaire de limiter le fonctionnement du détecteur aux événements intéressants.

Pour réduire la présence d'ions positifs il faut limiter le fonctionnement de la chambre à l'acquisition des photoélectrons des événements sélectionnés. Ainsi on réduit le nombre

d'avalanches au minimum et on empêche les ions positifs de sortir de la chambre. Dans le Barrel RICH de DELPHI, les chambres, fermées en permanence, sont ouvertes au moment du croisement des faisceaux et maintenues ouvertes pendant environ  $25 \mu\text{s}$  si les déclenchements de 1er et 2-ème niveau le permettent.

Si  $U_{F_1}$  et  $U_{F_2}$  sont les valeurs des tensions assurant un transfert maximum (figure IV.3), les valeurs appliquées aux plans  $F_1$  et  $F_2$  dans la situation de fermeture sont respectivement  $U_{F_1} - 100 \text{ V}$  et  $U_{F_2} + 100 \text{ V}$ . Dans ces conditions les électrons sont collectés par le plan de fils  $F_2$  (figure IV.2(b)). Pour obtenir la focalisation vers les fils d'anode (figure IV.2(a)) la technique du *gating* de la chambre consiste à envoyer des impulsions de tension de  $\pm 100 \text{ V}$  aux fils  $F_1$  et  $F_2$  de manière à rétablir les valeurs  $U_{F_1}$  et  $U_{F_2}$ .

Le circuit de *gating* utilisé montré par la figure IV.23 est disposé à l'arrière du détecteur. La figure IV.24 montre l'efficacité de transfert de la chambre en fonction de la valeur de l'impulsion de tension appliquée sur les plans de fils  $F_1$  et  $F_2$ . L'application de ces impulsions provoque des oscillations sur les signaux cathodiques tandis qu'aucune perturbation n'est observée sur les signaux anodiques (figure IV.25) grâce à la protection des fils par les bandes cathodiques cylindriques.

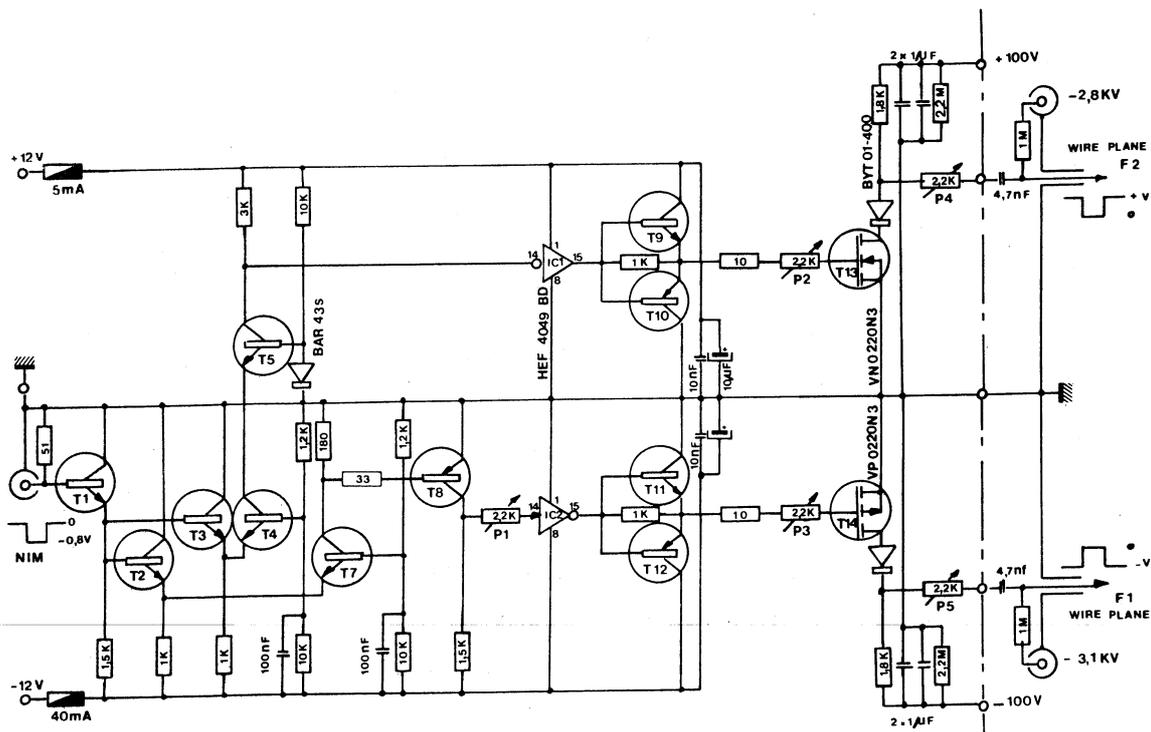


Fig. IV.23 : Schéma électronique du *gating*[30].

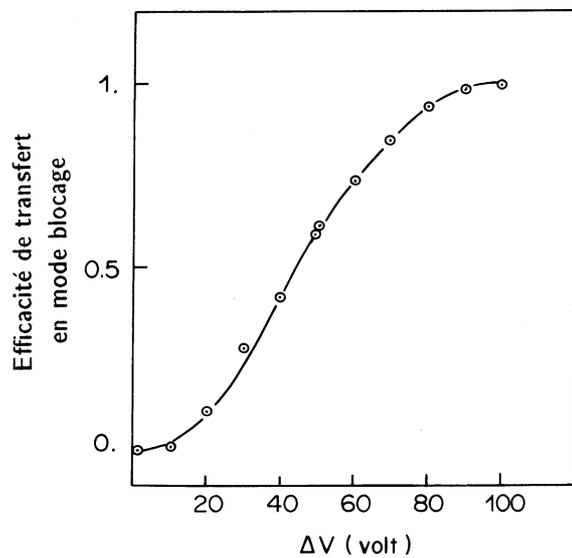


Fig. IV.24 : Efficacité de transfert en fonction de la tension de porte  $\Delta V$ .

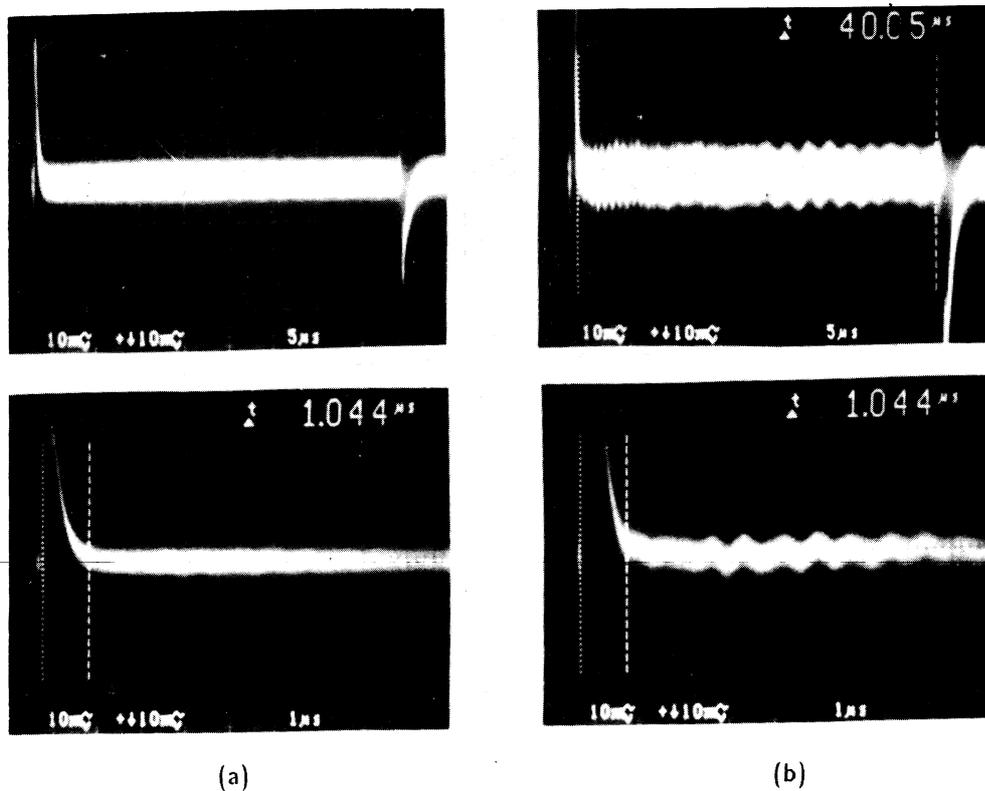


Fig. IV.25 : Photographie de la réponse de l'amplificateur, induite par le gating sur (a) l'anode et (b) les cathodes.

La table XII donne l'efficacité cathodique ( $\epsilon_c$ ), le nombre de photoélectrons vus sur le même fil et en même temps ( $m_c$ ) et le nombre de cathodes associées à chaque photoélectron ( $m_s$ ) pour trois valeurs du champ de dérive en absence et en présence de l'application du blocage des chambres.

**Table XII**

$E_d$ kV/cm	sans blocage			avec blocage		
	$\epsilon_c$	$m_c$	$m_s$	$\epsilon_c$	$m_c$	$m_s$
0,339	0,865	1,098	2,114	0,884	1,194	2,110
0,488	0,883	1,240	2,281	0,902	1,329	2,390
0,577	0,890	1,289	2,368	0,900	1,334	2,405

Ces résultats sont issus de mesures réalisées à l'aide de la lampe se trouvant à la distance de dérive  $d_{dér} = 136$  cm de la chambre. Le bruit engendré sur les cathodes dans les conditions de fonctionnement avec blocage accroît l'efficacité cathodique apparente de  $\sim 2\%$ . L'augmentation de  $m_c$  dans le cas du blocage de la chambre provient de l'élimination de la focalisation des photoélectrons pendant la dérive due à la charge d'espace qui permet une meilleure séparation des photoélectrons dans la direction  $y$ .

Pendant les 2 à 3  $\mu s$  qui suivent l'application des impulsions de tension, les préamplificateurs restent saturés, ce qui équivaut à perdre 10 à 15 cm de longueur de dérive.

Les tests à l'aide des lampes ont montré qu'une perte de 7% de photoélectrons est observée dans le cas où le blocage de la chambre est appliqué. L'origine de cette perte est discutée au chapitre VI.

On évalue par calcul qu'environ 12% des photoélectrons sont captés par les fils de focalisation  $F_2$ . Des tests en présence d'un champ magnétique [37] ont montré que la défocalisation des photoélectrons entrant dans la chambre due à l'effet  $\vec{E} \wedge \vec{B}$  provoque une perte de 25% pour  $B = 1,2$  Tesla (champ magnétique dans le détecteur DELPHI). Par simulation on peut montrer qu'on s'affranchit de cette perte par addition d'un troisième plan de fils  $F_0$  (figure IV.1). Sa présence permettrait de plus de limiter la perte sur le plan de fils  $F_2$  en réduisant la puissance de focalisation des fils  $F_1$  et  $F_2$ .

## CHAPITRE V

### PHÉNOMÈNES LIÉS À LA LONGUE DÉRIVE

---

Le pari le plus audacieux du Barrel RICH réside dans la dérive des électrons uniques sur des distances pouvant aller jusqu'à 170 cm. Par conséquent, une des préoccupations majeures a été d'étudier les problèmes susceptibles d'affecter la qualité de la dérive des électrons.

## 5.1 Etude de l'absorption des photoélectrons pendant la dérive

Les premières études ont nécessité l'usage des quatre lampes à U.V., l'une servant de génératrice de bruit.

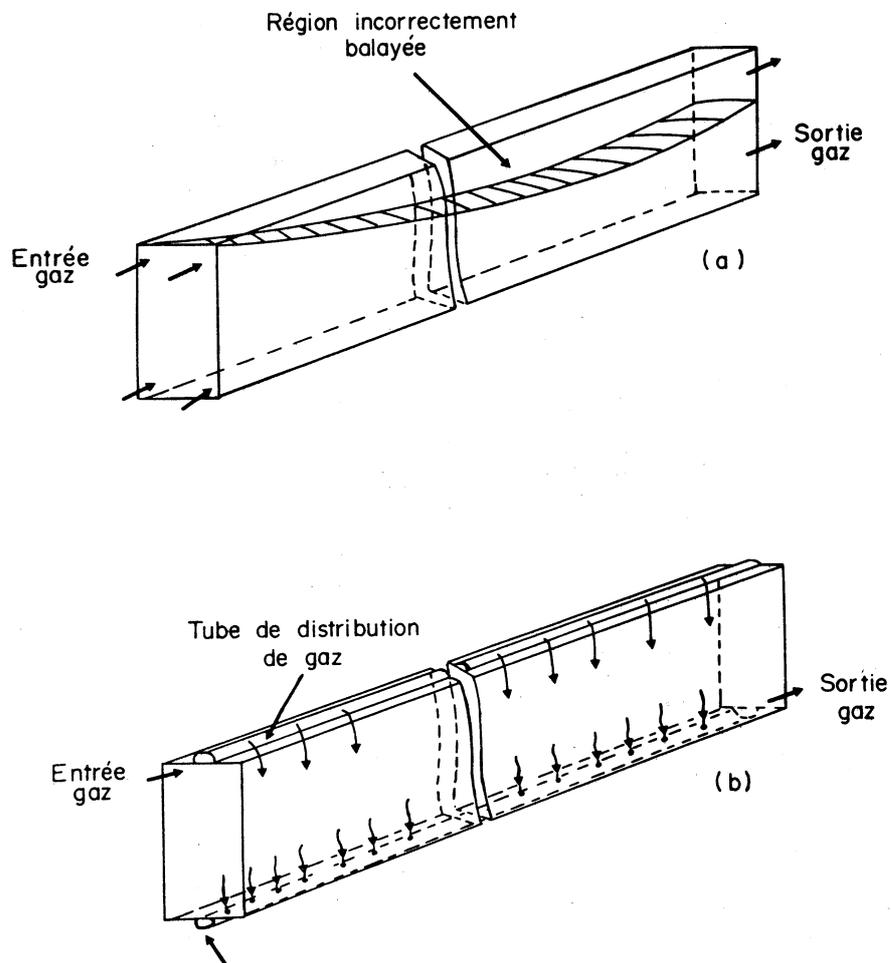
Le flux de lumière U.V. passe à travers une large fente de façon à produire des photoélectrons suivant toute la largeur du tube central, à trois distances de dérive différentes. La distribution de la réponse des fils pour les photoélectrons produits à 100 cm de la chambre montre que la collection dans la région centrale (en  $x$ ) et droite ( $x > 0$ ) est mauvaise. La collection s'améliore en fonction du champ électrique ou du débit du gaz de dérive. Ce phénomène (discuté dans la référence [38]) est dû à un mauvais balayage gazeux (phénomène de stratification) des tubes à dérive, le gaz de dérive étant distribué longitudinalement par 4 orifices d'entrée côté chambre de détection et évacué par 2 orifices de sortie situés à l'autre extrémité du tube à dérive (figure V.1(a))

Dans la région incorrectement balayée, le dégazage de  $O_2$  et de vapeur d'eau entraîne la réduction du TMAE qui perd ses propriétés photoionisantes et devient électronégatif. Pour cette raison on observe une forte absorption des photoélectrons.

Pour s'affranchir de ce problème, un système de distribution latérale a été proposé (figure V.1(b)). Il consiste à injecter le gaz de dérive transversalement tout le long d'une face des volumes de dérive, à travers des tubes percés de trous de 0,6 mm de diamètre, espacés de 25,4 mm suivant deux angles différents. La sortie du gaz est assurée par un dispositif identique disposé sur la face opposée.

Pour étudier l'influence du gaz de dérive sur la longueur d'absorption des photoélectrons, plusieurs mélanges gazeux ont été utilisés pour différentes valeurs du champ électrique de dérive. Les mélanges étudiés sont les suivants:

- a)  $CH_4$  + traces de TMAE
- b)  $CH_4$  + TMAE à 15°C (~ 0,1% TMAE)
- c)  $CH_4$  + 0,05  $iC_4H_{10}$  + TMAE à 15°C



**Fig. V.1 :** Schéma de la distribution (a) longitudinale et (b) transversale du gaz dans les tubes à dérive.

Les nombres de photoélectrons observés à chaque distance ont été normalisés compte-tenu de la tronconicité des tubes. Dans les cas b) et c), des filtres ont été placés devant les lampes de façon à avoir moins de 1 photoélectron par fil et par déclenchement de la lampe pour diminuer les effets de la chaîne électronique (temps mort, saturation).

Dans le cas a) on observe un libre parcours moyen  $\lambda$  des photoélectrons de plus de 10  $m$  (qui correspond à une durée de vie  $\tau_0 \simeq 100 \mu s$ ). L'adjonction de TMAE diminue

considérablement  $\lambda$  :

$$\lambda(\text{CH}_4 + \text{TMAE } 15^\circ\text{C}) \simeq 2 \text{ m } (\tau_0 \simeq 21 \mu\text{s})$$

$$\lambda(\text{CH}_4 + 0,05 \text{ iC}_4\text{H}_{10} + \text{TMAE } 15^\circ\text{C}) \simeq 1,2 \text{ m } (\tau_0 \simeq 14 \mu\text{s})$$

Nous concluons que cette diminution de la durée de vie des électrons est due à la présence d'impuretés électronégatives dans le TMAE. En effet, le TMAE contient du tetraméthyloxamide (TMO) et du tetraméthylurea (TMU), deux agents très électronégatifs. Il contient aussi du diméthylamine (DMA) dont la section efficace d'absorption de photons *U.V.* est assez importante [39].

Les courbes de la figure V.2[38] présentent le libre parcours moyen  $\lambda$  et la vitesse de dérive  $V_d$  pour les deux mélanges gazeux avec TMAE, en fonction du champ électrique de dérive  $E_d$ . L'augmentation de  $\lambda$  en fonction de  $E_d$  pour un même mélange gazeux est due à la vitesse de dérive  $V_d$  qui croît,  $\tau_0 = \lambda/V_d$  reste constant.

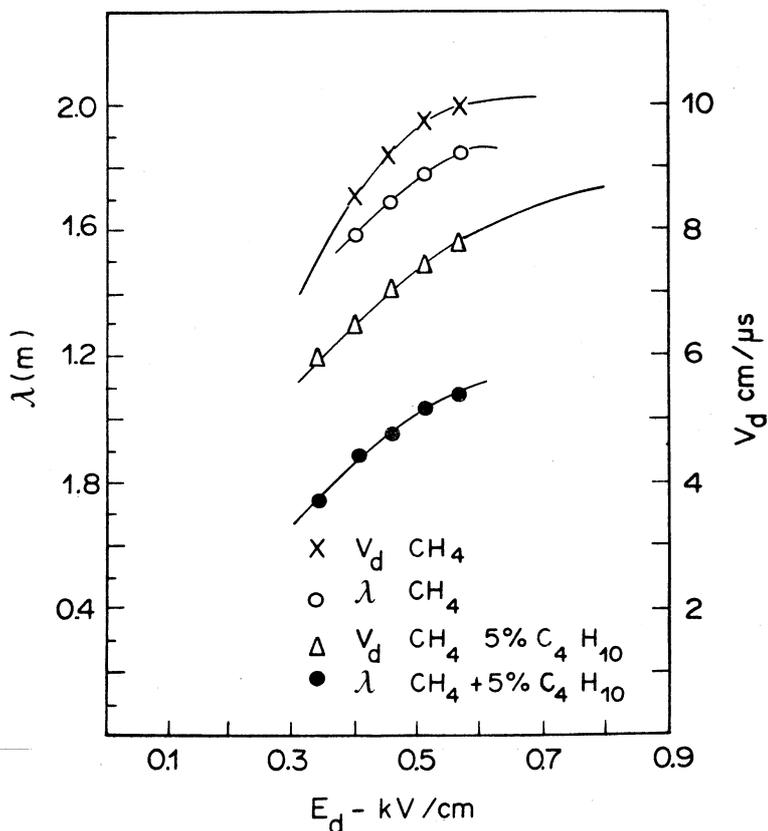


Fig. V.2 : Libre parcours moyen et vitesse de dérive des photoélectrons dans différents mélanges gazeux.

La valeur de  $\tau_0$  étant insuffisante (55% de perte pour  $\lambda \simeq 2 \text{ m}$  et une dérive de  $1,6 \text{ m}$ ), une élimination des impuretés contenues dans le TMAE liquide utilisé est nécessaire. Cette

élimination est réalisée par lavage du TMAE à l'eau distillée déionisée. Avant le remplissage du bulleur, le TMAE est séché et filtré à travers de la silice. Ensuite il est mélangé au gaz de dérive dans la proportion de  $1 \text{ cm}^3$  pour 10 à 20 litres de gaz.

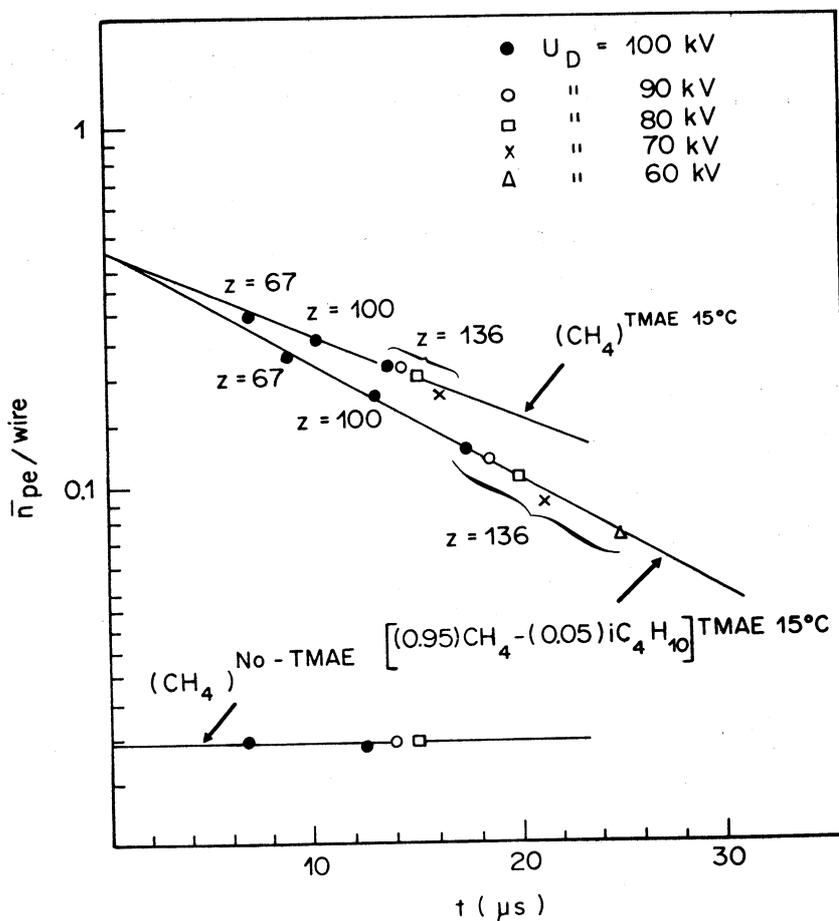
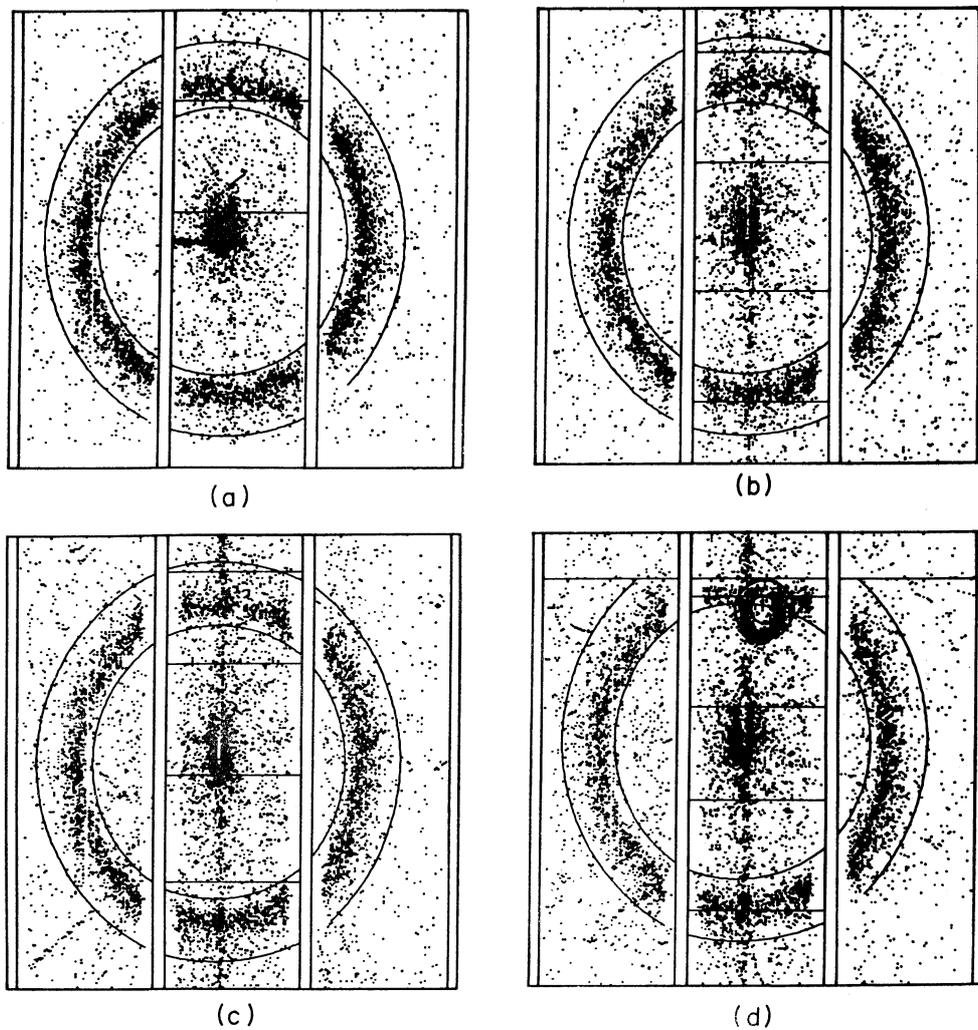


Fig. V.3 : Variation du nombre de photoélectrons en fonction du temps de dérive pour différents mélanges gazeux.

Les courbes de la figure V.3 représentant la variation du nombre de photoélectrons collectés par fil en fonction du temps de dérive amènent aussi à conclure que la présence de l'isobutane ( $\text{iC}_4\text{H}_{10}$ ) contribue à diminuer la durée de vie des électrons. Ceci est probablement dû à une faible électronégativité de ce gaz tel qu'il est trouvé dans le commerce. Pour cette raison l'isobutane est remplacé par l'éthane ( $\text{C}_2\text{H}_6$ ) moins électronégatif et ayant de plus, un domaine de transparence aux ultra violets plus étendu que l'isobutane (figure IV.17).



**Fig. V.4 :** Images Cerenkov produites à différentes distances de dérive par le radiateur liquide (incidence du faisceau normale au radiateur liquide) :

- (a)  $d_{dér} = 25 \text{ cm}$
- (b)  $d_{dér} = 86 \text{ cm}$
- (c)  $d_{dér} = 126 \text{ cm}$
- (d)  $d_{dér} = 146 \text{ cm}$ .

Avec le mélange  $CH_4 + (0,25)C_2H_6 + TMAE$  à deux températures,  $15^\circ C$  et  $22^\circ C$ , nous avons utilisé les images Cerenkov produites par des  $\pi^-$  de  $10 \text{ GeV}/c$  pour déterminer la longueur d'absorption des photoélectrons. Différentes distances entre images et chambres de détection ont été obtenues en déplaçant le prototype horizontalement et perpendiculairement au faisceau (figure V.4). Le nombre de photoélectrons Cerenkov est obtenu à partir de la distribution  $N_{p.e.}(R + \Delta R)/R$  ( $R$  étant la distance entre photoélectrons et centre-image) par simple comptage à l'intérieur des limites fiducielles et après soustraction du bruit de fond (figure V.5). Pour normaliser le nombre de photoélectrons, le libre parcours moyen des photons pour chaque température du TMAE (4 cm à  $15^\circ C$  et 2,3 cm à  $22^\circ C$ ) ainsi que la tronconicité des tubes à dérive ont été pris en compte.

Un libre parcours moyen des électrons de plus de 10 m a été obtenu (figure V.6[16]), réduisant la perte en photoélectrons générés à 1,6 m à moins de 15%. Ce résultat est un des succès principaux du prototype.

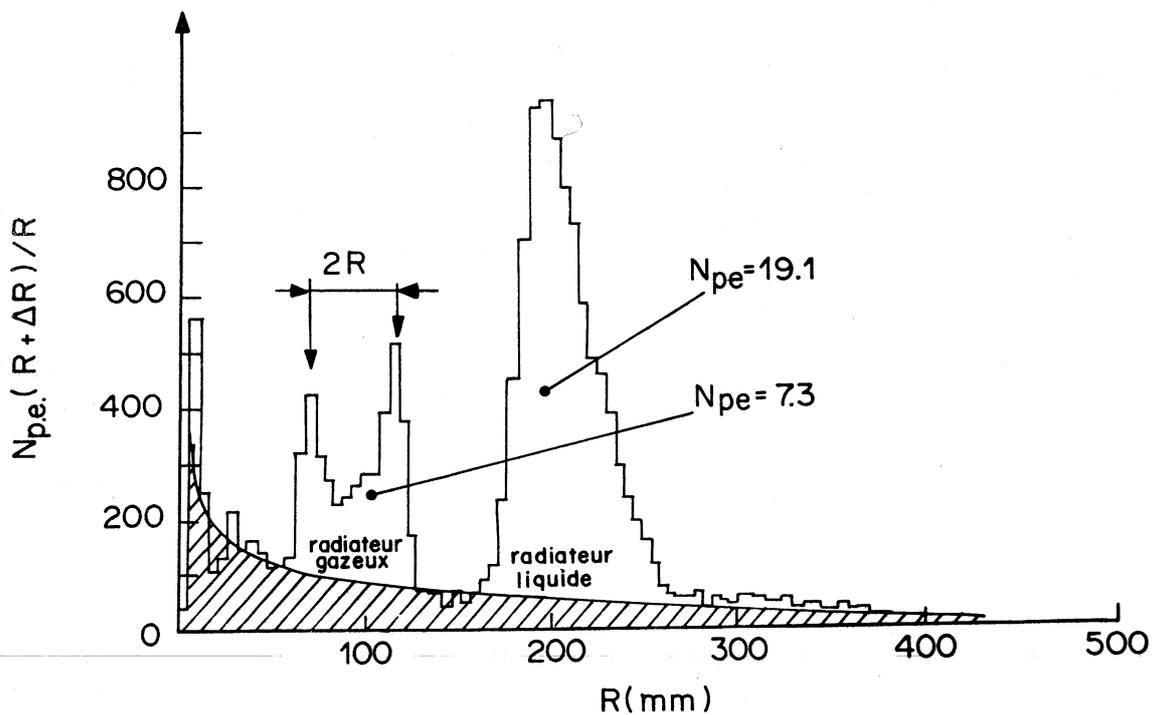
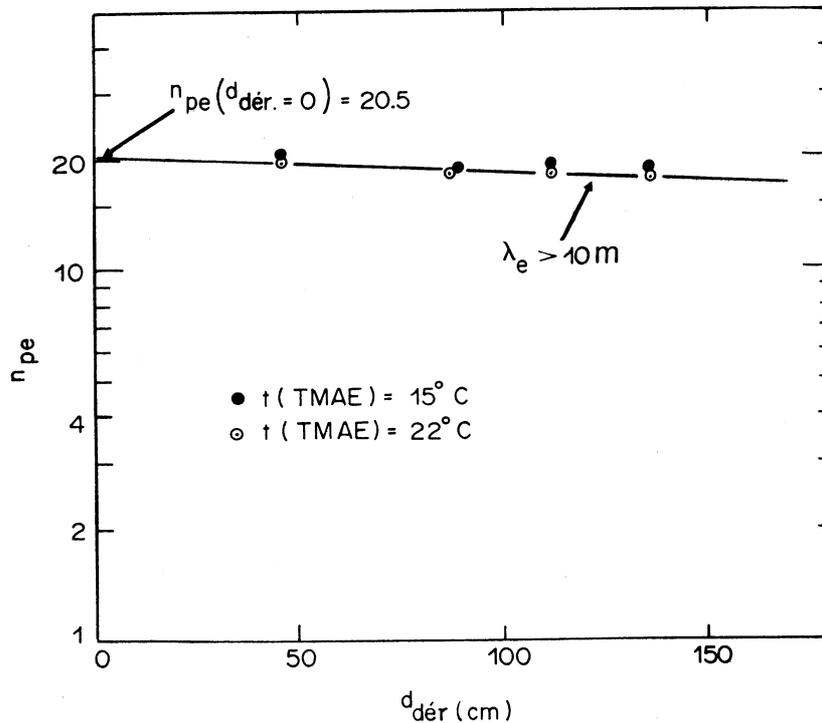


Fig. V.5 : Distribution pondérée du nombre de photoélectrons en fonction de la distance ( $R$ ) photoélectron-centre image du radiateur liquide.



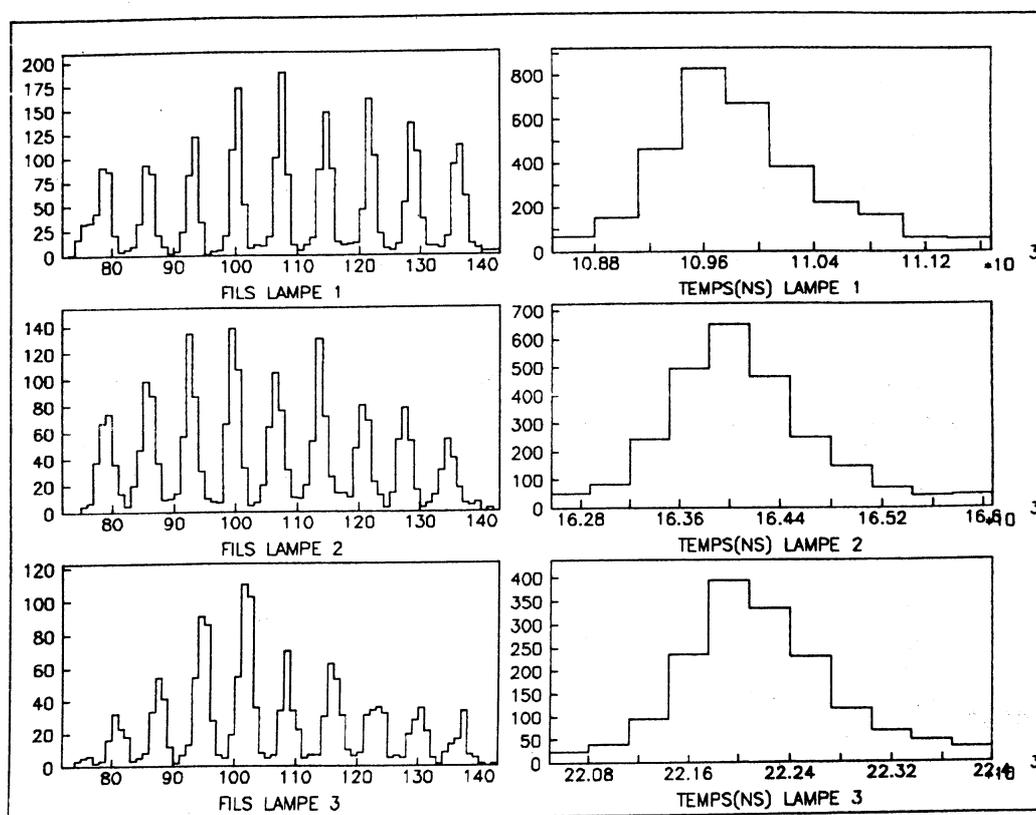
**Fig. V.6 :** Variation du nombre de photoélectrons dans l'image du radiateur liquide en fonction de la distance de dérive pour deux températures différentes du TMAE ( $15^\circ$  et  $22^\circ$ ).

## 5.2 Charge d'espace

Un électron arrivant sur l'anode se multiplie, produisant ainsi une importante quantité d'ions positifs ( $> 10^5$ ) qui migrent très lentement ( $\sim 10^{-4} \times$  la vitesse de dérive des électrons) vers le fond des tubes à dérive. La composante transversale du champ électrique créée par cette concentration d'ions positifs tend à focaliser les électrons vers l'axe du tube. Par conséquent, plus la dérive est longue plus le déplacement des photoélectrons vers le centre du tube est important.

### 5.2.1 Mise en évidence du phénomène

Pour mettre en évidence l'effet dû à la charge d'espace, nous avons utilisé les lampes à U.V.. Les photons issus de chacune des 3 lampes sont émis au travers d'un masque comportant une dizaine de fentes (figure III.8). On obtient ainsi une rangée de spots (suivant la largeur du tube) aux trois différentes distances, la distance entre spots d'une même rangée étant d'environ 20 mm (figure V.7). La quatrième lampe placée près de la chambre est utilisée comme génératrice de bruit, donc d'ions positifs pour faire varier leur concentration à l'intérieur du tube.



**Fig. V.7 :** Positions des spots de chaque lampe (en numéro de fils- $x$ ) et distribution des temps d'arrivée des photoélectrons des trois lampes.

La position moyenne apparente de chaque spot ( $x_{mes}$ ,  $y_{mes}$ ) est obtenue à partir de l'image reconstruite après détection des photoélectrons. Connaissant leur position théorique ( $x_{th}$ ,  $y_{th}$ ) compte-tenu de la géométrie du système, on peut calculer l'écart entre ces deux

positions dans les trois dimensions :

$$\Delta x = x_{mes} - x_{th}$$

$$\Delta y = y_{mes} - y_{th}$$

$$\Delta t = t_{mes} - t_{min}$$

$t_{mes}$  est le temps de dérive mesuré des photoélectrons et  $t_{min}$  la valeur inférieure du temps d'arrivée des spots d'une même rangée. Cette analyse est appliquée à chacune des lampes.

Les courbes de la figure V.8 présentent  $\Delta x$  en fonction de  $x_{th}$  pour la distance de dérive  $d_{dér} = 100 \text{ cm}$ . La courbe  $Q_0$  est obtenue sans le fonctionnement de la quatrième lampe (c'est-à-dire sans addition d'ions positifs supplémentaires, à part ceux produits par les photoélectrons des spots des trois lampes). Par contre, la courbe  $Q^+$  est obtenue en faisant fonctionner la lampe de bruit produisant ainsi une concentration d'ions positifs de l'ordre de  $1,4 \times 10^7 / \text{cm}^3$ , qui est à peu près le nombre d'ions produits par le faisceau de particules ( $\sim 500$  électrons d'ionisation par particule à la traversée du volume de dérive).

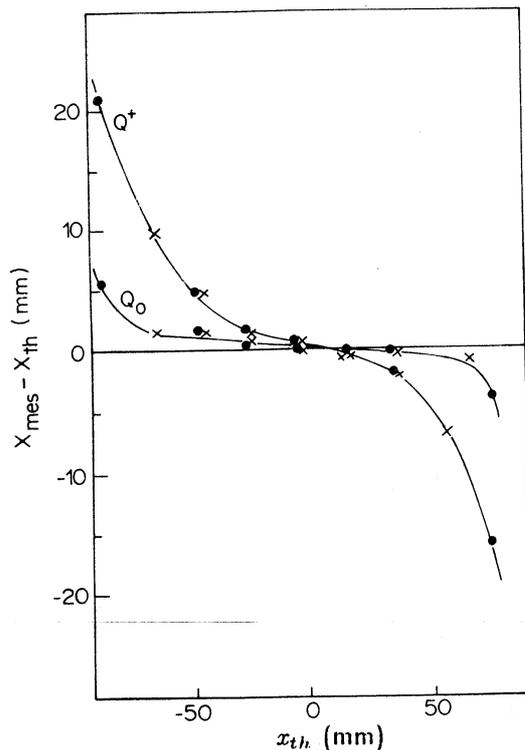
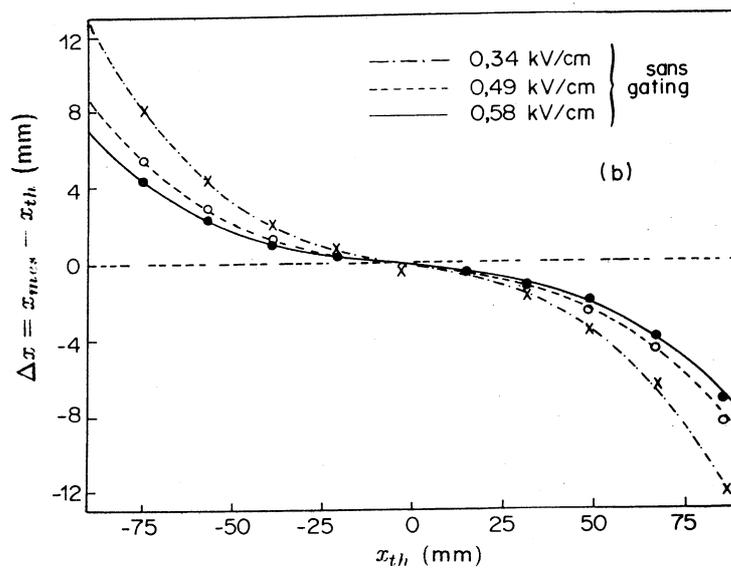
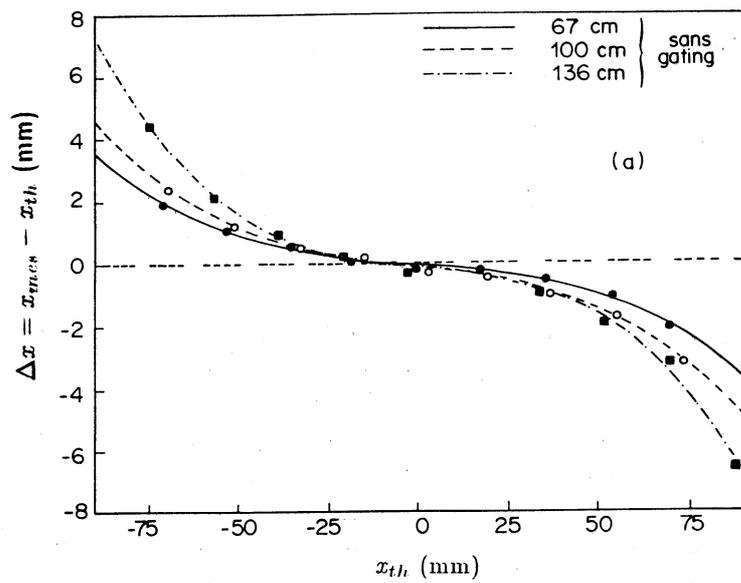


Fig. V.8 :  $\Delta x = x_{mes} - x_{th}$  en fonction de  $x_{th}$  pour une distance de dérive de 100 cm et  $E_d = 0,5 \text{ kV/cm}$  sans (courbe  $Q_0$ ) et avec (courbe  $Q^+$ ) la lampe de bruit en fonctionnement.

On peut ainsi constater que plus les spots se trouvent près du bord du tube plus l'écart  $\Delta x$  par rapport à leur position théorique est grand, ce qui met clairement en évidence l'effet de focalisation. Par apport d'ions positifs supplémentaires,  $\Delta x$  augmente considérablement (plus de 20 mm aux bords), ce qui montre bien que cet effet est dû à la présence de charges positives dans le volume de dérive.



**Fig. V.9 :**  $\Delta x = x_{mes} - x_{th}$  en fonction de  $x_{th}$  en l'absence de blocage des chambres, pour :

- (a) différentes distances de dérive et  $E_d = 0,58 \text{ kV/cm}$
- (b) différentes valeurs du champ électrique à  $d_{dér} = 136 \text{ cm}$ .

La figure V.9(a) présente la distribution de  $\Delta x$  pour les trois distances de dérive (67, 100 et 136 cm) sans ions positifs supplémentaires. On voit que pour une même position  $x$ ,  $\Delta x$  augmente en fonction de la distance de dérive.

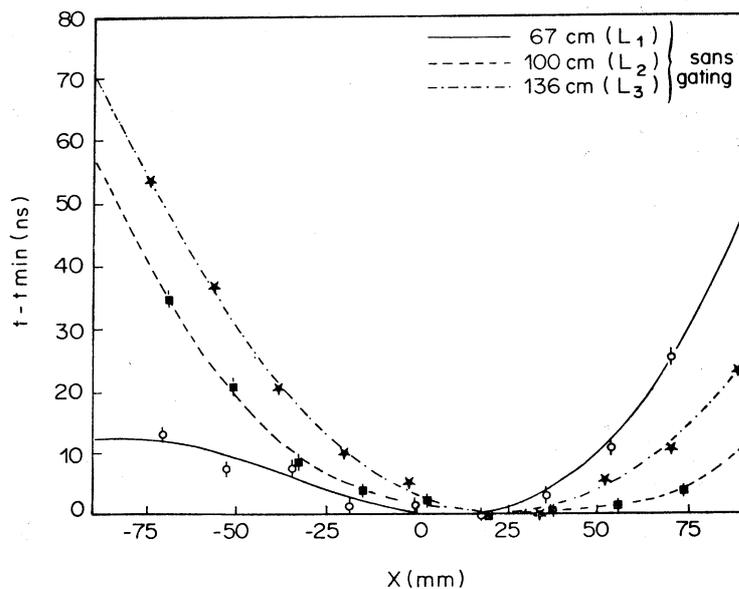
L'effet de focalisation dépend aussi du champ de dérive appliqué dans les tubes puisqu'on ne fait varier que sa composante longitudinale (le rapport  $E_T/E_L$  diminue) (figure V.9(b)).

Les mesures du déplacement  $\Delta x$  en fonction de  $x_{th}$  permettent de revenir à la position vraie des photoélectrons à l'aide de la relation :

$$x_{\text{corrigé}} = f(x_{\text{mes}})$$

qui peut être paramétrisée par un polynôme. Ceci a été fait pour tenter d'apporter une correction à la position de chaque photoélectron (cf Chapitre VI).

La figure V.10 montre le temps moyen d'arrivée des photoélectrons appartenant à chaque spot en fonction de leur position  $x_{th}$ . Les spots de bords sont en retard par rapport aux spots du milieu du tube. Ceci peut être dû aux effets de surface et à une différence de trajet liée à l'effet de focalisation. La coordonnée  $t$  peut être paramétrisée de la même manière que  $x_{\text{corrigé}}$ .

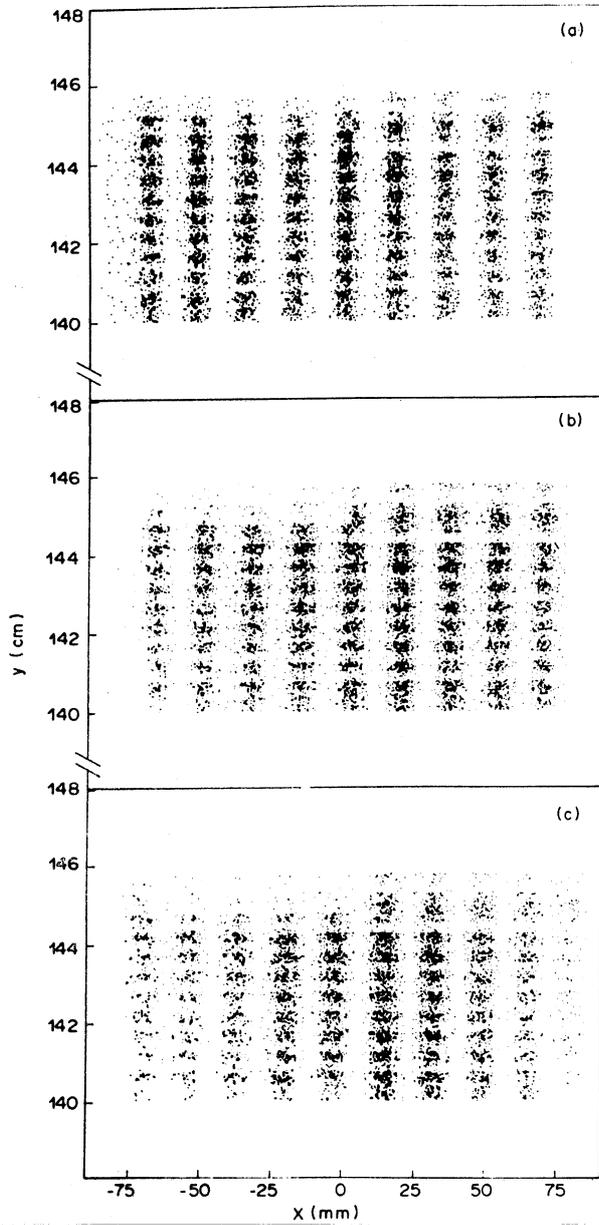


**Fig. V.10 :** Temps moyen d'arrivée des photoélectrons en fonction de  $x$  pour trois distances de dérive différentes.

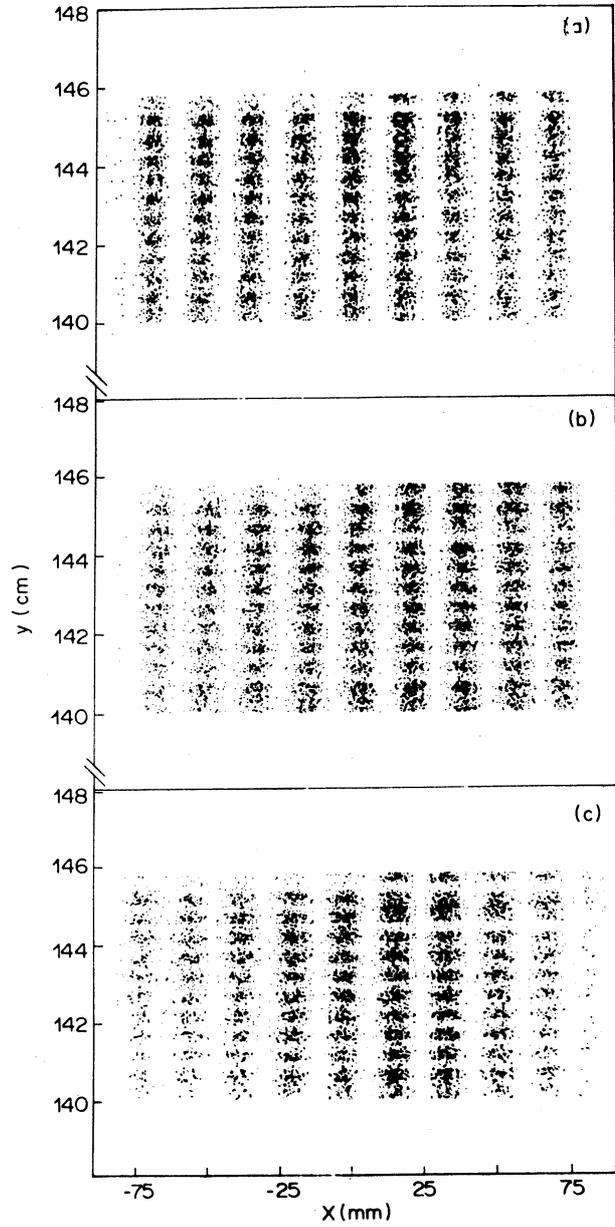
En examinant l'image des spots dans le plan  $x - y$  (figure V.11(1)), on constate qu'il existe un déplacement  $\Delta y$  similaire à  $\Delta x$ . Le déplacement  $\Delta y$  dépend de la distance de dérive et de la position  $x$  des photoélectrons (le déplacement est plus important au centre qu'aux bords du tube).

Sans blocage

Avec blocage



(1)

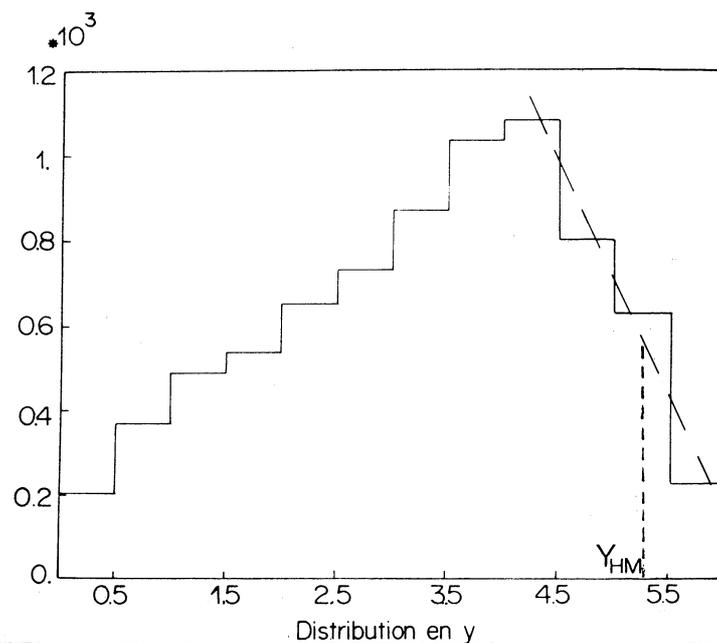


(2)

Fig. V.11 : Distribution  $(x, y)$  des photoélectrons provenant des trois lampes ((a) 67 cm, (b) 100 cm, (c) 136 cm), (1) sans blocage et (2) avec blocage de la chambre ( $E_d = 0,58 \text{ kV/cm}$ ).

Ce déplacement n'est observable que sur la partie haute de l'image (côté radiateur gazeux). Ceci peut provenir d'un déplacement global ( $\Delta y_g$ ) des photoélectrons vers le bas (côté radiateur liquide) dû à une inclinaison des lignes de champ par rapport à l'axe du tube à dérives. Cet effet est probablement dû à une contrainte insuffisante des lignes de champ du côté du radiateur gazeux et surtout à un défaut de construction des tubes à dérives. Si l'angle  $\theta$  entre les lignes de champ et l'axe du tube est supérieur à 4,48 mrad (angle de tronconicité des tubes) un certain nombre de photoélectrons entrent en contact avec les bords pendant la dérives et sont ainsi perdus.

Compte-tenu du fait que les spots sont disposés suivant  $x$  et non pas suivant  $y$ , les mesures de  $\Delta y$  et de  $\Delta y_g$  sont difficiles. Cependant à partir des distributions  $y$  des photoélectrons contenus dans les spots on peut donner une estimation de ces déplacements. Cette estimation est faite en calculant la distance entre la fenêtre de quartz et le point obtenu à mi-hauteur de cette distribution (figure V.12). La figure V.13 présente  $\Delta y$  en fonction de  $x$  pour les trois distances de dérives.

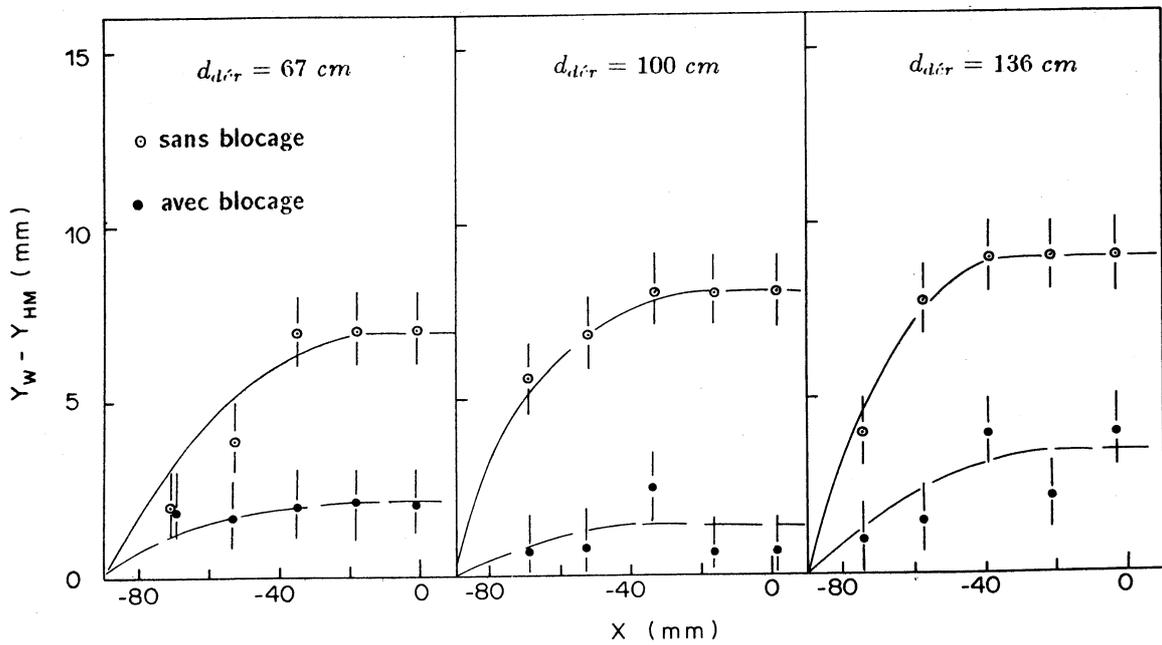


**Fig. V.12 :** Distribution en  $y$  des photoélectrons utilisés pour obtenir le premier point de conversion  $Y_{HM}$ .

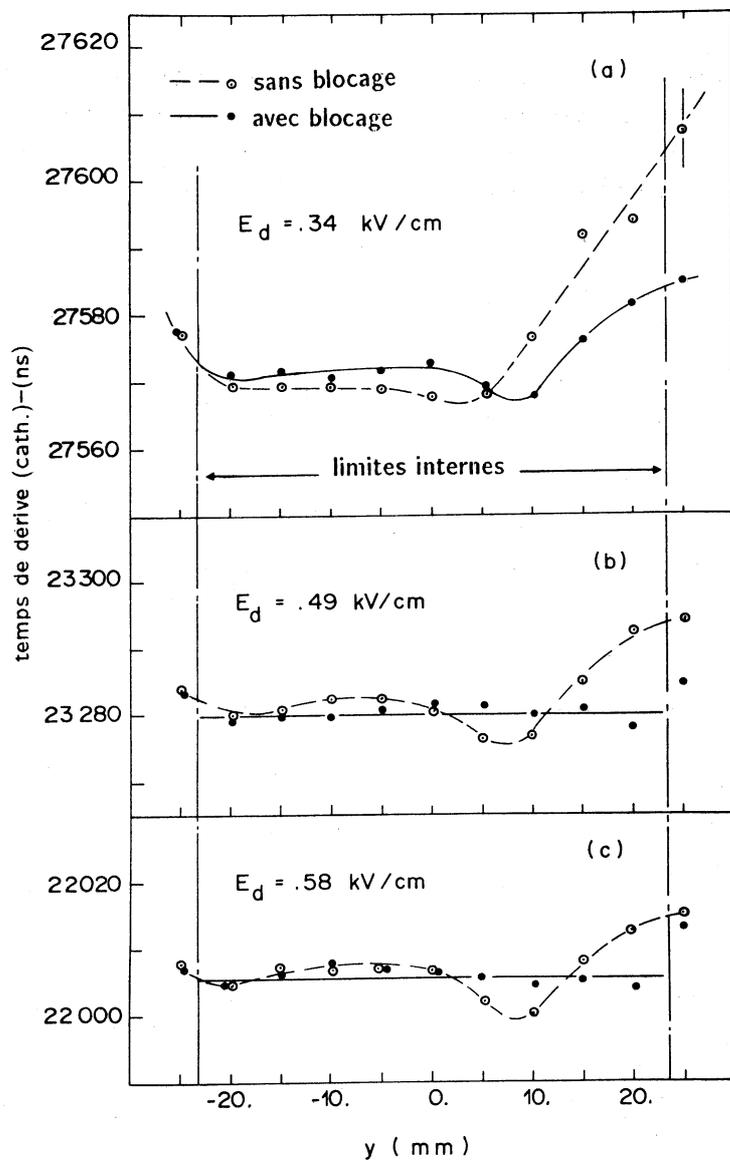
Par cette méthode  $\Delta y_g$  est estimé être de l'ordre de 0,8 cm pour les photoélectrons partis du fond du tube ce qui nous donne un angle  $\theta$  entre trajectoires des photoélectrons et

axe du tube de l'ordre de 4,8 mrad (cf aussi Chapitre VI).

La figure V.14 présente la réponse des cathodes en fonction du temps pour les photoélectrons se trouvant dans la région en temps du signal des lampes. On voit là aussi des distorsions aux bords (sans blocage de la chambre) dues probablement à des effets de surface.



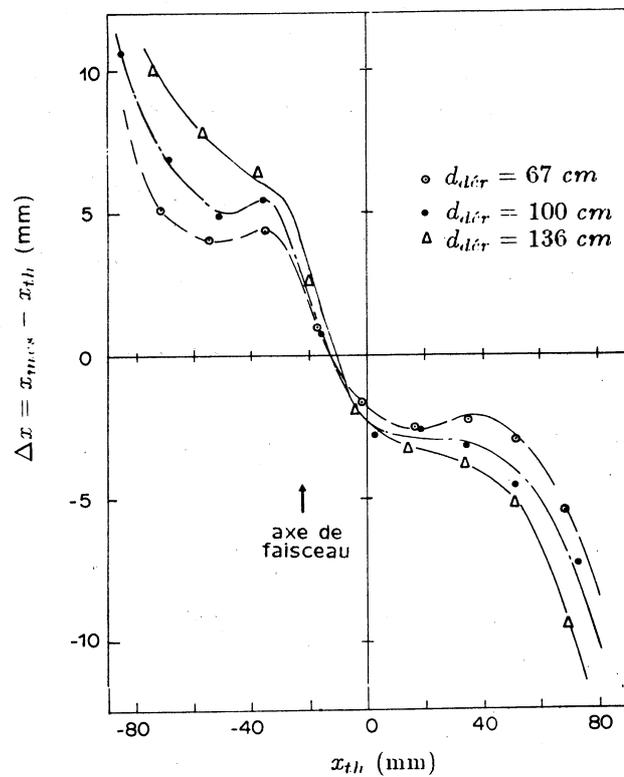
**Fig. V.13 :** Déviation  $\Delta Y = Y_W - Y_{HM}$  entre l'entrée de la fenêtre de quartz ( $Y_W$ ) et le premier point de conversion ( $Y_{HM}$ ) des distributions expérimentales pour trois distances de dérive différentes et  $E_d = 0,58 \text{ kV/cm}$  avec et sans blocage de la chambre.



**Fig. V.14 :** Variation du temps de dérive mesuré avec les cathodes, en fonction de  $y$  à  $d_{dér} = 136$  cm pour différentes valeurs du champ électrique avec et sans blocage des chambres.

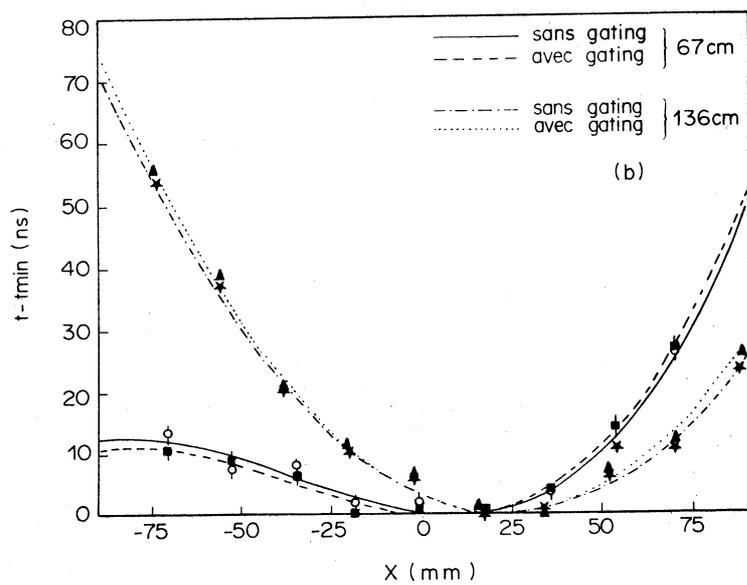
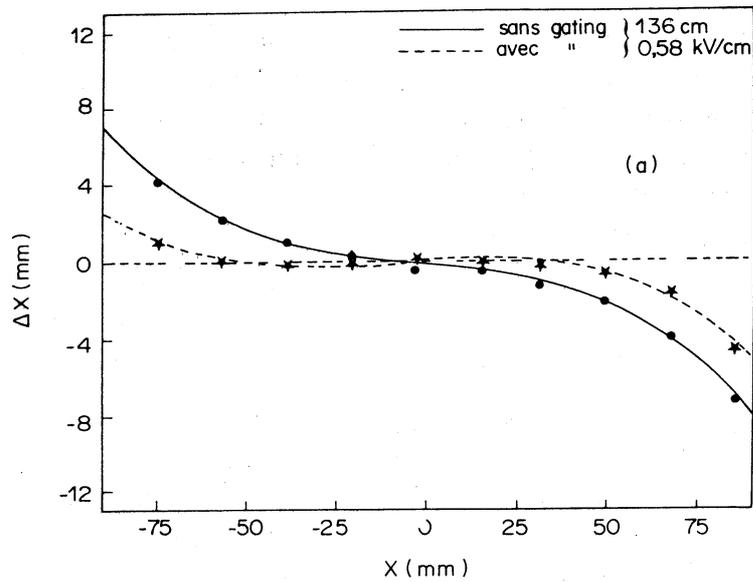
### 5.2.2 Solution adoptée pour limiter les effets de charge d'espace

Pour étudier les distorsions dans les conditions réelles de production d'images, nous avons répété les mêmes tests en présence du faisceau. Le déclenchement est donné par les lampes ou par le faisceau. De cette façon, on collecte les images des spots ou les images Cerenkov. Une perturbation est observée dans la région de passage du faisceau (en  $x$ ) montrée par la figure V.15.



**Fig. V.15 :**  $\Delta x = x_{mes} - x_{th}$  mesuré dans le cas où le faisceau passe en même temps que le fonctionnement des lampes. La flèche indique le point de passage du faisceau (en  $x$ ).

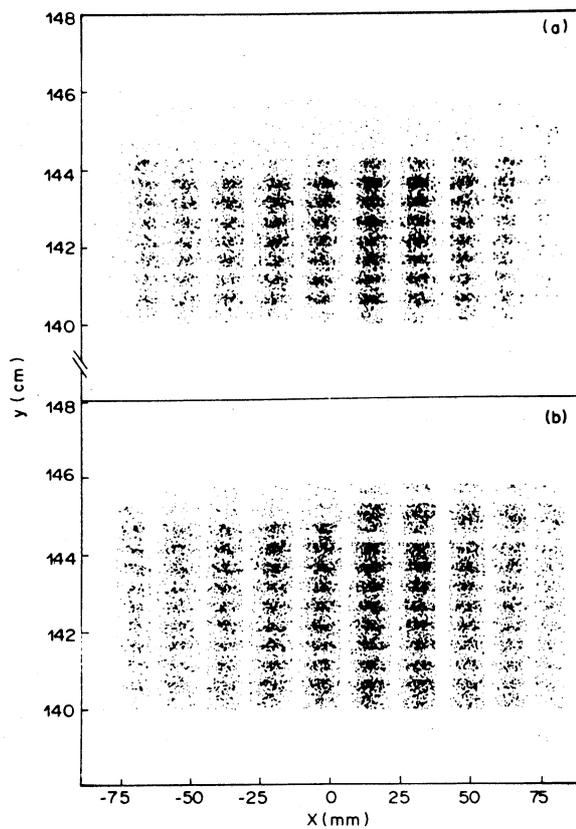
Il est possible de limiter le phénomène de la charge d'espace par blocage du transfert des électrons vers la chambre que l'on ne désire pas détecter et des ions positifs vers le volume de dérive (*gating*). Cette technique a déjà été exposée au chapitre IV.



**Fig. V.16 :** (a)  $\Delta x = x_{mes} - x_{th}$   
 (b)  $\Delta t = t_{mes} - t_{min}$   
 en fonction de  $x_{th}$  pour différentes distances de dérive, avec et sans blocage de la chambre ( $E_d = 0,58 \text{ kV/cm}$ ).

Les figures V.16 et V.13 présentent  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta t$  avec et sans blocage. On observe en effet une nette diminution de  $\Delta x$  et  $\Delta y$  dans le cas de l'application du blocage de la chambre, tandis que  $\Delta t$  reste le même. Ce dernier effet est probablement dû à des effets de surface. Nous

avons aussi vérifié que  $\Delta t$  ne dépendait pas non plus du champ électrique. La figure V.11(2) présente  $y = f(x)$  pour les 3 lampes et un champ de dérive  $E_d = 0,58 \text{ kV/cm}$  dans les conditions de blocage de la chambre. Ce résultat est à comparer avec celui de la figure V.11(1) sans blocage de la chambre. La figure V.17 permet de comparer  $y = f(x)$ , pour la lampe 3 ( $d_{\text{dér}} = 136 \text{ cm}$ ), avec et sans blocage de la chambre, pour  $E_d = 0,34 \text{ kV/cm}$ . La distorsion en  $y$  dans ce cas, sans blocage de la chambre, est considérable ( $> 15 \text{ mm}$ ).



**Fig. V.17 :** Distribution  $(x, y)$  des photoélectrons à  $d_{\text{dér}} = 136 \text{ cm}$ , (a) sans et (b) avec blocage de la chambre ( $E_d = 0,34 \text{ kV/cm}$ ).

Les tests à l'aide des lampes montrent qu'avec l'application du blocage, l'effet de focalisation est très nettement atténué et que la dégradation de la résolution spatiale due à cet effet reste de l'ordre de la résolution intrinsèque de la chambre à fils ( $\sim 1 \text{ mm}$ ).

## 5.3 Bruit de fond

Nous allons étudier ici le bruit de fond provoqué par le passage des particules et le bruit de fond uniforme dont les sources sont multiples et difficiles à mettre en évidence.

### 5.3.1 Bruit dû aux traces des particules chargées

En plus de l'augmentation considérable de la charge d'espace, le passage du faisceau à travers les tubes à dérive provoque un important bruit de fond. En effet, on estime que  $\sim 500 e^-$  sont produits par ionisation tout le long du parcours de la trace dans les tubes. La charge de tous ces électrons sature les préamplificateurs et la chaîne électronique reste aveugle pendant plus de  $1 \mu s$ . Ces électrons arrivant à la chambre provoquent un nombre important d'électrons *feedback*.

En plus des électrons d'ionisation, le passage du faisceau provoque l'émission de rayons  $\delta$ . Nous verrons dans le Chapitre VI que la plupart de ces traces peuvent être soustraites lors de l'analyse des données.

Sur les images de la figure V.4 on peut voir le bruit provoqué par le faisceau autour de son point de passage, ainsi que la zone morte provoquée par la saturation de l'électronique.

Un autre bruit provoqué par le faisceau est celui observé sur l'image de la figure V.18. Sa caractéristique est d'être localisé dans la région du faisceau en  $x$  et présent dans tout l'espace en temps d'acquisition. Les points appartenant à cette zone se comportent comme les photoélectrons; au signal anodique on arrive à corrélérer un signal cathodique de la même façon que pour les photoélectrons. Ils subissent aussi la focalisation provoquée par la charge d'espace. Ces observations nous amènent à supposer que ces électrons constituent un courant continu. Une explication plausible de l'existence de ce courant est la suivante :

Le nombre d'électrons d'ionisation étant très importante, certains d'entre eux sont captés par les traces de gaz électronégatifs contenues dans le TMAE ou le gaz de dérive, pour former des ions négatifs qui migrent très lentement vers la chambre de détection. Il est possible qu'il existe d'autres mécanismes de productions d'ions négatifs comme par exemple la brisure de molécules de gaz par le faisceau de particules.

Si ces ions négatifs ont un certain temps de vie ils peuvent relâcher par la suite l'électron supplémentaire qui dérive rapidement vers la chambre mais avec un certain retard. Le photodétachement est un autre mécanisme par lequel l'ion peut perdre l'électron [40]. Un photon interagissant avec un ion négatif peut donner un ion neutre et un électron libre. Ce phénomène peut se produire préférentiellement au voisinage de la chambre où l'émission de photons  $U.V.$  lors des avalanches est assez importante, en particulier dans la région où arrivent les électrons d'ionisation du faisceau.

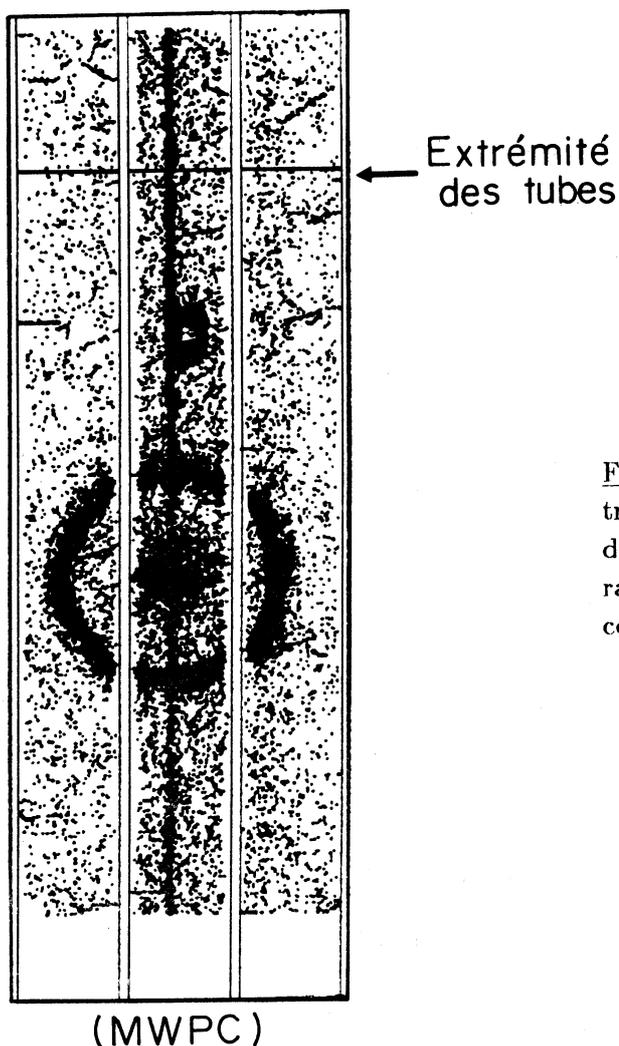


Fig. V.18 : Distribution  $(x, t)$  des photoélectrons détectés sur un intervalle de  $32 \mu s$  (300 déclenchements). On distingue les images des radiateurs liquide et gazeux, la région du faisceau et les différentes contributions au bruit.

Le bruit provoqué par ces électrons est gênant, puisqu'il s'étend sur toute la longueur du tube par lequel passent les particules du faisceau et peut ainsi se superposer aux images Cerenkov. Il risque d'être plus gênant dans le cas des jets de particules où plusieurs particules peuvent traverser un même tube au même moment.

### 5.3.2 Bruit de fond uniforme

Ce bruit de fond est réparti uniformément dans tout le volume des tubes à dérive. Sa source principale est l'arrachement d'électrons sur les différentes surfaces. L'estimation de ce bruit peut être obtenue en considérant des régions éloignées du signal. Pour les images de la

figure V.4 on obtient :

$$\frac{\text{bruit}}{\text{signal}} = 12\% \quad \text{liquide}$$
$$\frac{\text{bruit}}{\text{signal}} = 2\% \quad \text{gaz}$$

La densité de ce bruit par unité de volume et par déclenchement est présenté dans la table XIV.

**Table XIV**

conditions de fonctionnement	Densité de bruit par m <sup>3</sup>		
	Tube 1	Tube 2	Tube 3
sans blocage	0,95	4,45	1,06
avec blocage	1,06	3,82	1,06

La valeur du bruit de fond du tube 2 comprend aussi le bruit décrit au § 5.3.1. La différence relevée pour le tube 2 avec et sans application du blocage est due au déplacement global  $\Delta y_g$  (cf chapitre VI). On voit donc, qu'avec et sans blocage de la chambre le bruit uniforme reste constant. La présence du faisceau dans le tube 2 augmente la densité du bruit d'un facteur 4.

## 5.4 Mesure de la diffusion des électrons

Une fois les problèmes de la longue dérive résolus, nous avons vérifié qu'aucun autre problème ne subsistait en mesurant le coefficient de diffusion des électrons dans différents mélanges gazeux.

La méthode utilisée pour faire cette mesure est la suivante :

Les photons produits par les lampes à U.V. passent à travers une fente de 100  $\mu\text{m}$ . L'intensité des lampes est réglée de façon à avoir un faible nombre de photoélectrons par flash ( $< 0,4$  photoélectron/flash) de manière à pouvoir reconstruire la position de ces photoélectrons sans ambiguïté. La mesure du temps d'arrivée des photoélectrons est assurée par un TDC 2228A de 2048 canaux d'une résolution de 320 psec/canal mesurée avec l'ADC/TDC testeur de Lecroy.

La distribution des photoélectrons suivant la dérive (axe  $z$ ) suit la loi normale :

$$P(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} e^{-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2}}$$

où  $z_0$  la position moyenne des spots et :

$$\sigma_z^2 = \sigma_0^2 + \sigma_l^2 z$$

$\sigma_0$  = dispersion due à l'ouverture des fentes, à la durée du signal des lampes et à l'électronique.

$\sigma_l$  = dispersion due à la diffusion.

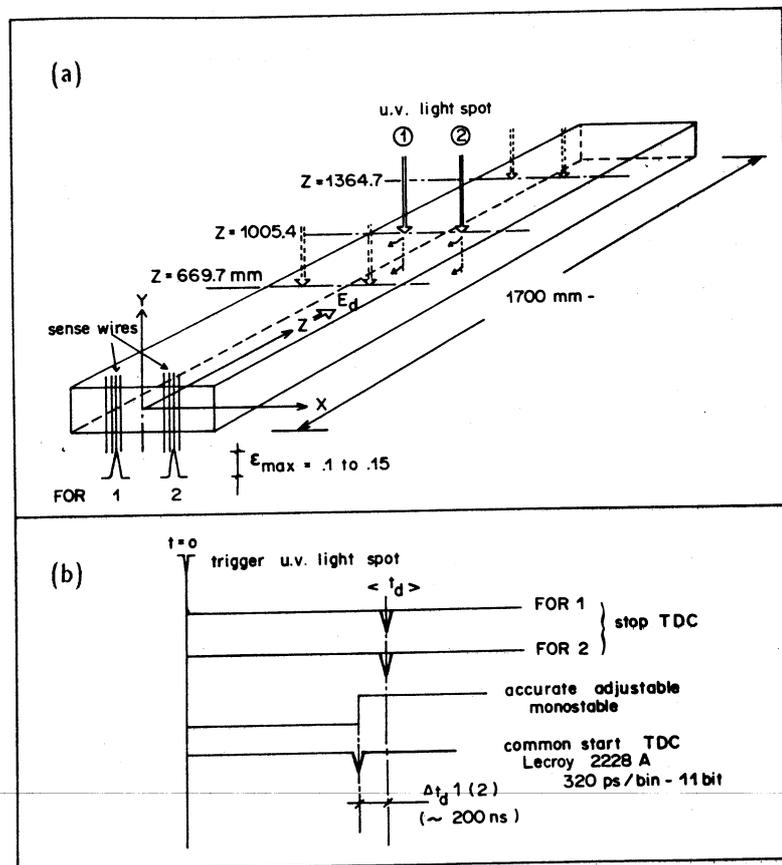


Fig. V.19 : (a) Vue schématique du dispositif expérimental utilisé pour la mesure du coefficient de diffusion longitudinal.

(b) Diagramme en temps de l'électronique de détection.

Un schéma du dispositif expérimental est présenté dans la figure V.19. Pour s'affranchir de la dispersion éventuelle du déclenchement dans le temps nous avons utilisé une méthode par différence. La difficulté d'avoir la reproductibilité du même temps initial pour chaque événement nous a conduit à utiliser deux fentes par lampe et sélectionner les événements à un seul photoélectron par spot et par déclenchement.

Pour éviter d'éventuelles distorsions des trajectoires des photoélectrons pendant la dérive nous avons disposé les fentes de façon à avoir les deux spots près du centre du tube et de façon symétrique par rapport à celui-ci (suivant  $x$ ).

De cette façon on étudie la dispersion de la distribution  $|\Delta t_1 - \Delta t_2|$  (figure V.20) où  $\Delta t_1$  et  $\Delta t_2$  sont les temps d'arrivée des photoélectrons des deux spots. La déviation standard de cette distribution est :

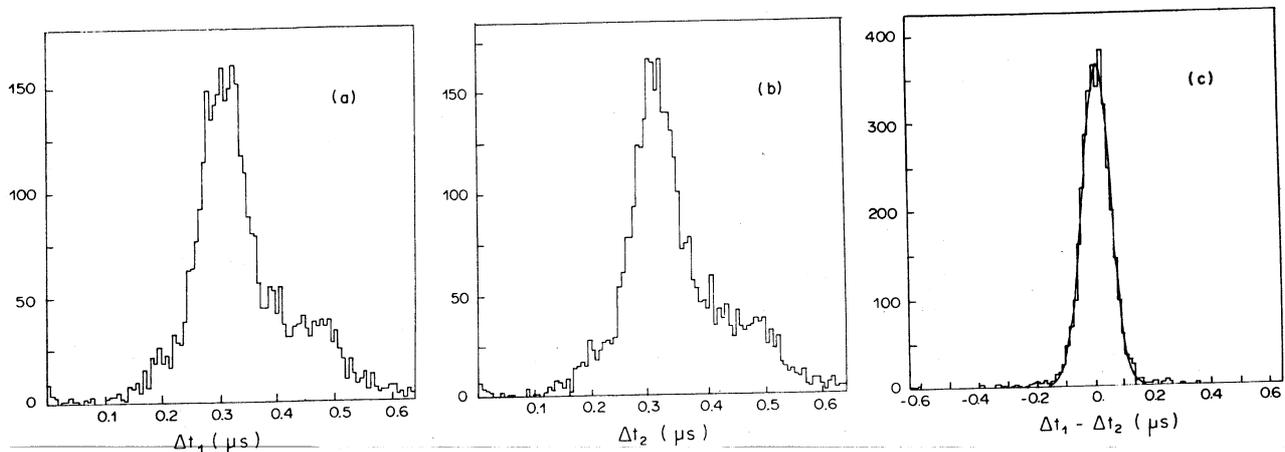
$$\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$$

où  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  sont les déviations standard des distributions du temps d'arrivée de chacun des deux spots. Comme les deux fentes produisant les spots sont identiques :

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_z$$

On aura alors :

$$\sigma_z = \frac{\sigma}{\sqrt{2}}$$



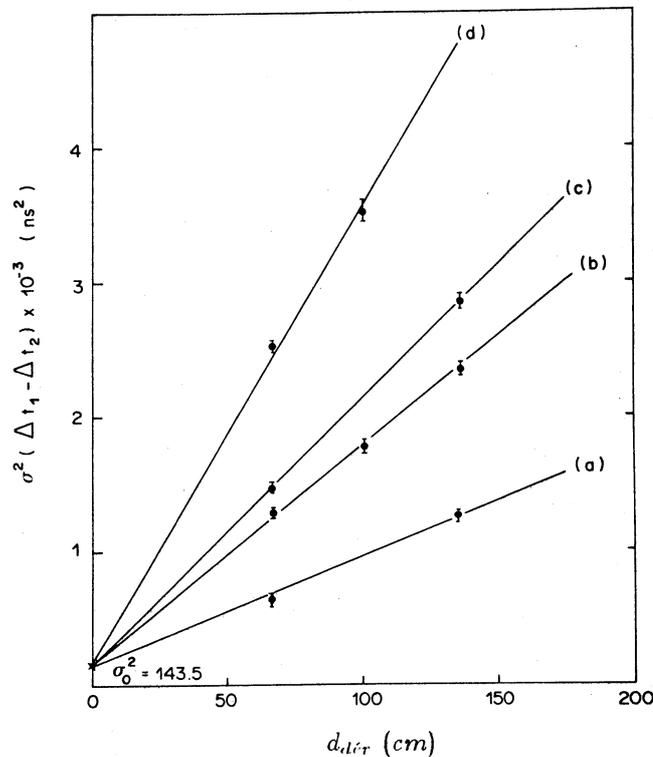
**Fig. V.20 :** Distribution en temps de  $\Delta t_1$  et  $\Delta t_2$  respectivement, pour les photoélectrons des spots (a) 1 et (b) 2 à  $d_{dér} = 136$  cm pour  $E_d = 0,58$  kV/cm et un mélange gazeux  $CH_4 + (0,25)C_2H_6$ .  
(c) Distribution de la différence en temps  $|\Delta t_1 - \Delta t_2|$  avec la gaussienne ajustée.

La figure V.21 présente  $\sigma^2$  ( $ns^2$ ) en fonction de la distance de dérive pour différents mélanges gazeux. La valeur du champ électrique est de 0,58 kV/cm et la température du TMAE de 15°C. La pente des droites ajustées  $\sigma^2 = az + b$  donne :

$$\sigma_0 = V_d \sqrt{\frac{b}{2}}$$

$$\sigma_l = V_d \sqrt{\frac{a}{2}}$$

où  $V_d$  est la vitesse de dérive dans chaque mélange.



**Fig. V.21 :** Variation de  $\sigma^2(|\Delta t_1 - \Delta t_2|)$  en fonction de la distance de dérive ( $E_d = 0,58$  kV/cm) pour différents mélanges gazeux : (a)  $CH_4$ , (b)  $CH_4 + (0,25)C_2H_6$ , (c)  $CH_4 + (0,50)C_2H_6$  et (d)  $0,95[CH_4 + (0,25)C_2H_6] + (0,05)CO_2$ .

La table XV donne les valeurs de la vitesse de dérive ( $V_d$ ), de la mobilité ( $\mu$ ), de  $\sigma_l$ , du coefficient de diffusion  $D$  et de l'énergie caractéristique ( $\epsilon_k$ ) pour les différents mélanges.

**Table XV**

Vitesse de dérive, mobilité, coefficient de diffusion et énergie caractéristique des électrons dans quelques mélanges gazeux pour un champ électrique de 0,58 kV/cm

Gaz de dérive	$V_d$ (cm/ $\mu$ s)	$\mu$ ( $cm^2 \cdot atm / \mu s \cdot kV$ )	$\sigma_l$ ( $\mu m \cdot cm^{-1/2}$ )	$D$ ( $cm^2/s$ )	$\epsilon_k$ (eV)
$CH_4$	10,254	17,679	207 $\pm$ 4	2197	0,124
$CH_4 + (0,25)C_2H_6$	6,301	10,864	179 $\pm$ 4	1009	0,093
$CH_4 + (0,50)C_2H_6$	5,762	9,934	181 $\pm$ 4	944	0,095
0,95 [ $CH_4 + (0,25)C_2H_6$ ] +(0,05) $CO_2$	4,345	7,491	179 $\pm$ 5	696	0,093

Dans le cas du mélange  $CH_4 + (0,25)C_2H_6$  (TMAE à 15°C),  $\sigma_l$  a été mesuré pour différentes valeurs du champ électrique. La table XVI résume les différentes valeurs ainsi obtenues :

**Table XVI**

Variation du coefficient de diffusion  $\sigma_l$  et de la vitesse de dérive  $V_d$  en fonction du champ électrique.

Champ électrique (kV/cm)	$\sigma_l$ ( $\mu m \cdot cm^{-1/2}$ )	$V_d$ (cm/ $\mu$ s)
0,34	215 $\pm$ 5	5,018
0,49	185 $\pm$ 4	5,961
0,58	179 $\pm$ 4	6,301

La variation de  $\sigma_l$  en fonction du champ électrique est donnée par :

$$\sigma_l = \frac{a}{\sqrt{E}} \text{ avec : } a = \sqrt{\frac{2\epsilon_k}{e}}$$

On obtient :

$$a = 131 \pm 2 \frac{\mu m}{cm} kV^{1/2} \text{ soit : } \Rightarrow \epsilon_k = 0,086 eV$$

La valeur de  $\sigma_l$  pour le méthane pur est en bon accord avec des résultats de mesures de la référence [41]. La cohérence de nos mesures du coefficient de diffusion longitudinale conforte la confiance que nous mettons dans notre compréhension de la réponse du prototype.

# CHAPITRE VI

## ÉTUDE DES IMAGES CERENKOV

---

Les performances d'un détecteur RICH sont caractérisées principalement par la résolution  $\sigma_c$  de la mesure de l'angle Cerenkov  $\theta_c$  par photon détecté et son facteur de mérite  $N_0$ . Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats expérimentaux du prototype du Barrel RICH concernant ces deux points essentiels. Nous décrirons en détail la procédure de traitement des données et le programme de reconstruction pour la détermination de l'angle  $\theta_c$  et de sa résolution. Les caractéristiques expérimentales précédemment discutées sont utilisées comme données de départ pour un programme de simulation des tests du prototype que nous avons développé. L'interprétation de l'ensemble des données expérimentales sera renforcée par les résultats de cette simulation.

## 6.1 Programme de reconstruction des angles Cerenkov

Un organigramme simplifié du programme de reconstruction de l'angle  $\theta_c$  est donné dans la figure VI.1.

On peut traiter indifféremment les images produites par le radiateur liquide ou le radiateur gazeux ainsi que celles produites par les fenêtres de quartz et le gaz situé entre le radiateur liquide et le volume de dérive. A la phase d'initialisation on définit :

- la géométrie du dispositif
- les indices de réfraction des différents milieux.

### 6.1.1 Définition de la trajectoire des particules

Etant donné que l'utilisation des hodoscopes pour définir la trajectoire de chaque particule s'est avérée très difficile, nous avons utilisé pour la reconstruction de l'angle  $\theta_c$ , une trajectoire moyenne pour toutes les particules. Les hodoscopes ont néanmoins permis la détermination de la dispersion du faisceau :

$$\sigma_{x_F} \simeq 0,25 \text{ cm}$$

$$\sigma_{z_F} \simeq 0,25 \text{ cm}$$

$$\sigma_{\theta_F} \simeq 0,95 \text{ mrad}$$

$x_F$ ,  $z_F$  sont les coordonnées de l'intersection du faisceau avec le plan médian du tube à dérive central et  $\theta_F$  l'angle avec l'axe  $y$  (cf Appendice). Ces dispersions sont valables dans le cas où la direction du faisceau est normale à ce plan ( $\theta_F \sim 0$ ). Lorsque  $\theta_F \neq 0$ , les dispersions sont obtenues après transformation géométrique. Ces valeurs sont destinées à être utilisées dans le programme de simulation du prototype (cf Appendice).

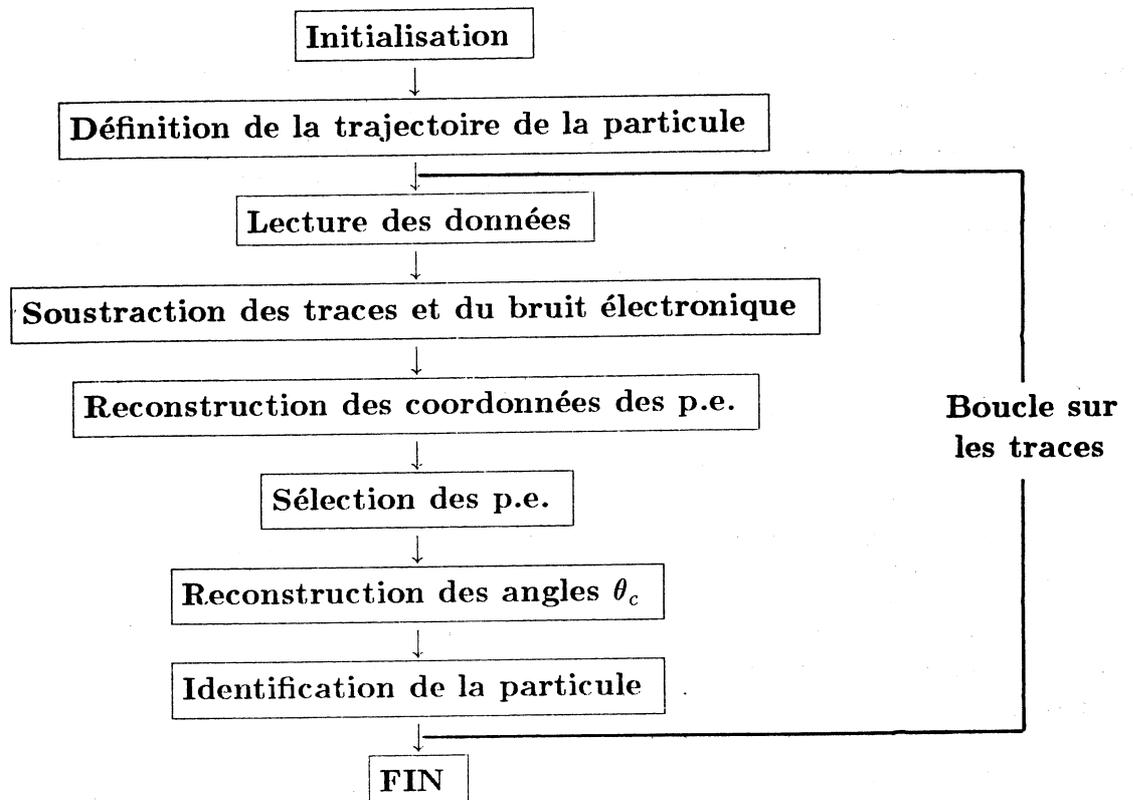


Fig. VI.1 : Organigramme simplifié du programme de reconstruction de l'angle Cerenkov.

Une première estimation des 4 paramètres  $(x_F, z_F, \theta_F, \varphi_F)_i$  de la trajectoire moyenne des particules est fournie par la mesure de la position des particules reconstruite dans le tube à dérive central (par les électrons d'ionisation) et de l'inclinaison (lue sur un vernier) du prototype par rapport à l'axe du faisceau défini par les géomètres. Par la suite, à l'aide du programme MINUIT [33], avec comme valeurs initiales  $(x_F, z_F, \theta_F, \varphi_F)_i$ , les paramètres finaux  $(x_F, z_F, \theta_F, \varphi_F)_f$  retenus correspondent à la résolution  $\sigma_c$  minimum de l'angle Cerenkov pour un photoélectron. La résolution  $\sigma_c$  obtenue en utilisant les images du radiateur liquide est particulièrement sensible à  $x_F$  et  $z_F$ , alors que celle obtenue en utilisant les images du radiateur gazeux contraint fortement  $\theta_F$  et  $\varphi_F$ .

La distance de dérive d'un photoélectron est donnée par la relation  $d_{dér} = V_d(t_{mes} -$

$t_0$ ). Dans le référentiel choisi la coordonnée  $z$  du photoélectron est égale à  $z = z_0 - d_{\text{dér}}$  avec  $z_0 = 168,23$  cm. La vitesse de dérive  $V_d$  ainsi que le temps de référence inconnu  $t_0$ , sont déterminés à l'aide de la mesure du point de passage du faisceau pour plusieurs intervalles de distances de dérive obtenus en déplaçant le prototype. Cette mesure peut également être faite à l'aide des lampes à U.V. dont les positions géométriques sont bien connues. Pour le mélange gazeux  $CH_4 + 0,25 C_2H_6$  et un champ de dérive  $E_d = 0,58$  kV/cm nous obtenons :

$$\left. \begin{array}{l} V_d = 6,208 \text{ cm}/\mu\text{s} \\ t_0 = 172 \text{ ns} \end{array} \right\} \text{ à l'aide du faisceau}$$

$$\left. \begin{array}{l} V_d = 6,192 \text{ cm}/\mu\text{s} \\ t_0 = 147 \text{ ns} \end{array} \right\} \text{ à l'aide des lampes}$$

La différence sur  $V_d$  obtenue par les deux méthodes est inférieure à  $3/100$ . La différence sur  $t_0$  est purement instrumentale.

### 6.1.2 Soustraction des traces et du bruit électronique

Pour améliorer le rapport signal sur bruit les signaux provenant de certaines sources de bruit facilement identifiables sont soustraits dans le programme d'analyse. Il s'agit :

- a) des traces dues au rayonnement cosmique ou aux rayons  $\delta$  provoqués par le passage du faisceau
- b) d'un bruit électronique isochrone qui est induit par un rayonnement électromagnétique de l'accélérateur.

Pour éliminer le bruit de type a) on rejette les signaux où au moins 4 fils consécutifs répondent dans un intervalle de temps inférieur ou égal à 64 ns. L'élimination du bruit électronique isochrone b) se fait en rejetant les signaux où au moins 5 fils sont touchés au même temps.

La figure VI.2 présente des images Cerenkov avec et sans le traitement ci-dessus, ainsi que la contribution du bruit soustrait. D'après une estimation par Monte-Carlo, la perte de bons photoélectrons provoquée par ce traitement est négligeable.

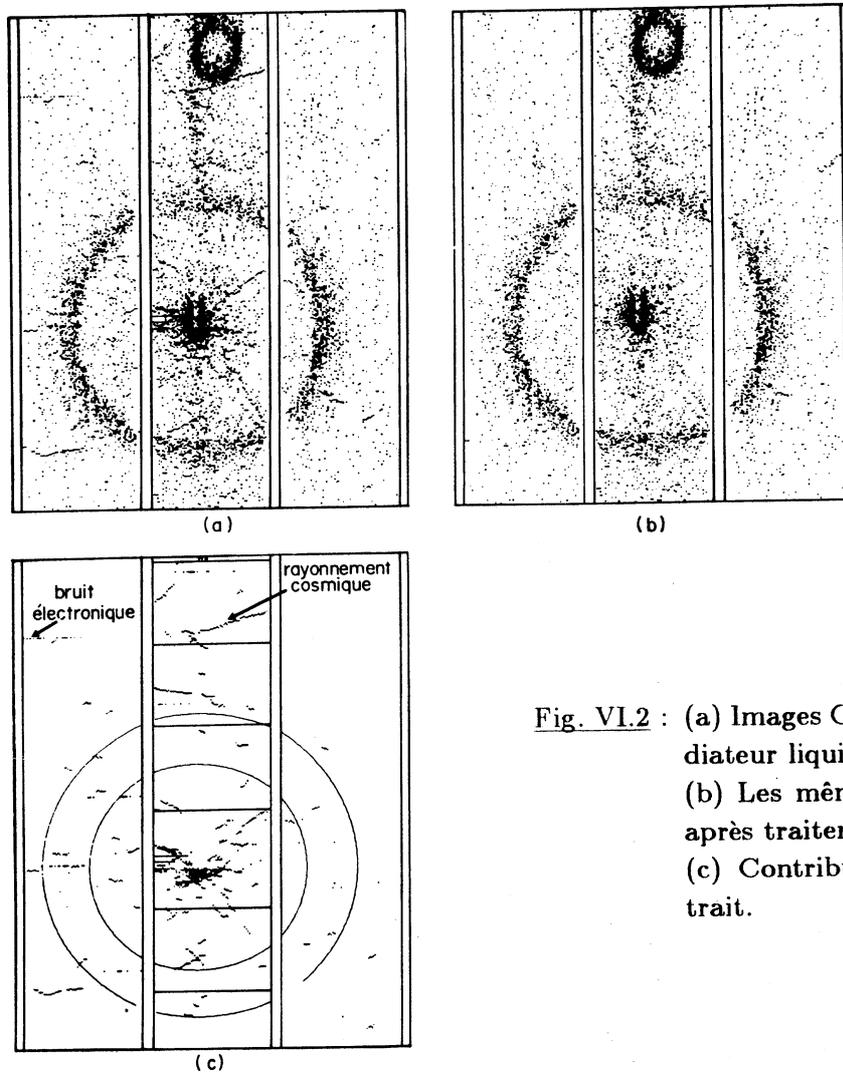


Fig. VI.2 : (a) Images Cerenkov issues du radiateur liquide.  
 (b) Les mêmes images qu'en (a) après traitement défini à § 6.1.2.  
 (c) Contribution du bruit soustrait.

### 6.1.3 Reconstruction de la position des photoélectrons

A chaque adresse fil enregistrée au temps  $t$ , sont associées les adresses cathodiques du bloc en regard du fil enregistrées au temps  $t$  ou  $t+32$  ns. La figure VI.3 présente la différence de temps mesurée entre les signaux cathodiques et anodiques pour deux valeurs de la tension anode-cathode ( $U_c = -1,625, -1,500$  kV). On observe que le temps de réponse d'environ

25% de signaux cathodiques se trouve dans le canal en temps suivant ( $t + 32$  ns) par rapport au temps anodique  $t$  correspondant. Ceci est dû au fait que les signaux cathodiques sont plus faibles que les signaux anodiques et passent le seuil du discriminateur plus tard que ces derniers. Quand la tension  $U_c$  diminue, les corrélations à 32 ns augmentent (les signaux deviennent plus faibles).

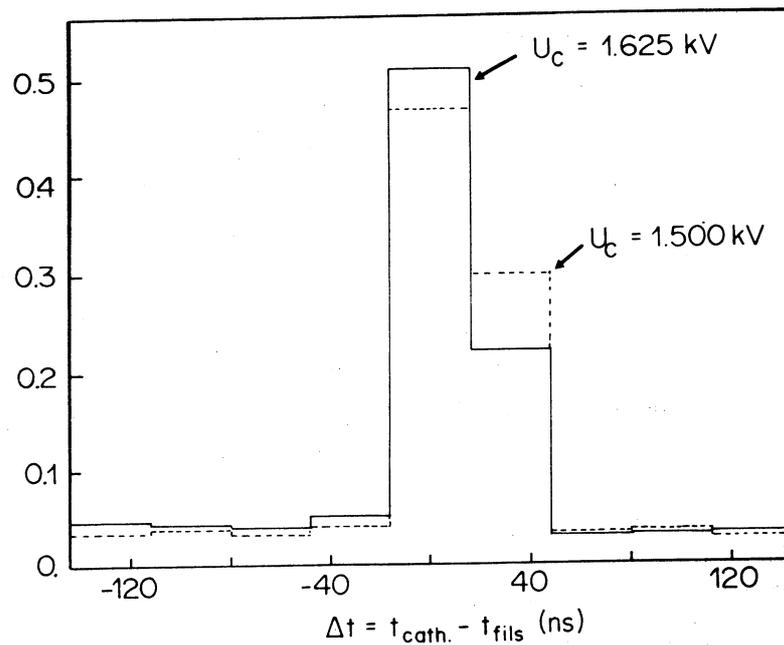


Fig. VI.3 : Différence en temps entre signaux cathodiques et anodiques pour deux valeurs de  $U_c$ .

En prenant en compte les corrélations à  $\Delta t=0$  et 32 ns l'efficacité cathodique  $\epsilon_c$  est de l'ordre de 90% tandis que dans le cas où on ne considère que les corrélations à  $\Delta t=0$  ns,  $\epsilon_c$  avoisine 70% ( $U_c = -1,625$  kV).

La coordonnée  $x$  est obtenue par l'adresse fil, la coordonnée  $z$  est déterminée par le temps de dérive mesuré par les fils anodiques. La coordonnée  $y$  est donnée par la moyenne des positions des bandes cathodiques corrélées à chaque signal fil. Pour que deux ou plusieurs photoélectrons soient détectés de façon distincte sur le même fil au même temps, il est nécessaire que les groupes de cathodes associées temporellement à ce fil soient séparés par au moins une bande cathodique non touchée.

On rejette les cas où :

- a) un groupe de cathodes associé à un fil comprend plus de 3 cathodes,
- b) 4 groupes cathodiques ou plus sont observés sur un seul fil.

Ces choix sont faits pour éviter d'avoir trop de confusions entre les photoélectrons.

La table I donne le pourcentage des cas rejetés ( $U_c = -1,625$  kV).

**Table XVII**

	(a)	(b)
liquide	~ 9%	~ 0%
gaz	~ 11,7%	~ 0,1%

#### 6.1.4 Reconstruction des angles Cerenkov

Une fois la position de chaque photoélectron reconstruite, on procède à la reconstruction de l'angle Cerenkov  $\theta_c$  correspondant.

Le point d'émission du photon étant inconnu, on suppose qu'il se situe au milieu du segment de la trajectoire de la particule dans chaque radiateur. De cette façon on a le point de départ et le point d'arrivée de chaque photon.

La reconstruction de la trajectoire du photon est un problème difficile dont la solution analytique est compliquée compte-tenu de la réfraction au passage de milieux d'indice différents. Pour cette raison on reconstruit la trajectoire par itérations. Partant d'une direction d'émission initiale (obtenue en joignant le point de départ et d'arrivée), on propage la trajectoire du photon à travers les différents milieux pour arriver à un point sur la face interne du tube à dérive avec une certaine direction. La distance  $\Delta S$  entre la droite ainsi définie et le point mesuré est calculée. En variant les paramètres de départ (angles polaire  $\theta_c$  et azimuthal  $\varphi_c$  de l'émission Cerenkov par rapport à la trajectoire de la particule), le programme calcule l'angle Cerenkov  $\theta_c$  par une minimisation du paramètre  $\Delta S$ . Généralement, trois à quatre itérations suffisent pour converger.

Il est alors possible d'appliquer un test d'hypothèse de masse de la particule selon la méthode qui est décrite au paragraphe 6.6.

## 6.2 Production d'images Cerenkov avec blocage des chambres

La tentative de correction des distorsions spatiales créées par l'effet de charge d'espace, au moyen de la paramétrisation proposée au paragraphe 5.2.1, s'est avérée inefficace. Par contre, après les résultats satisfaisants obtenus à l'aide de la technique du blocage des chambres (*gating*), cette technique a été appliquée lors de la production d'images Cerenkov.

### 6.2.1 Tentative de correction de la position des photoélectrons

Alors que le système de blocage des chambres était en cours de développement, nous avons essayé d'apporter une correction aux positions des photoélectrons des images Cerenkov en utilisant les paramétrisations de  $x$ ,  $y$  et  $t$  déterminées au chapitre V. Les corrections appliquées pour les photoélectrons du tube central, sont celles obtenues quand les lampes fonctionnent en même temps que le déversement du faisceau.

L'application simultanée ou séparée des corrections sur les coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $t$  des photoélectrons des images Cerenkov n'a apporté aucune amélioration significative sur  $\sigma_c$ . Cet échec est clairement imputable à une mauvaise estimation de la correction suivant la profondeur de conversion  $y$ . Il sera montré plus loin l'importance de cette coordonnée dans le calcul de l'angle Cerenkov pour les images produites par le radiateur liquide. D'une part nous avons supposé que les 3 tubes à dérive avaient le même comportement alors que les tests à l'aide des lampes n'ont été effectués que sur le tube central. D'autre part, il existe de fortes corrélations entre les déformations en  $x$ ,  $y$  et  $t$  qu'il nous a été impossible d'évaluer.

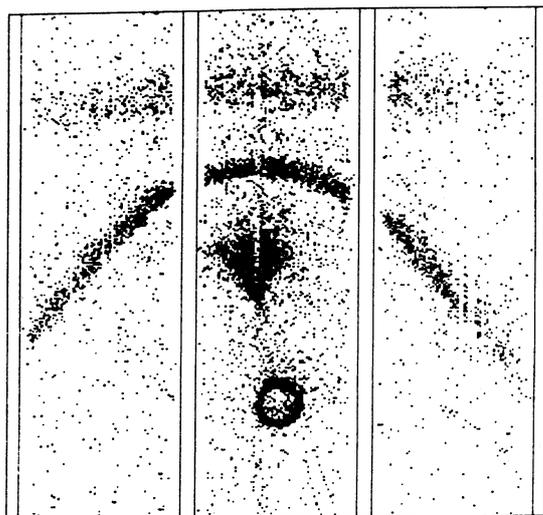
### 6.2.2 Blocage du transfert des électrons vers la chambre

La figure VI.4 permet de comparer les images obtenues avec et sans l'utilisation de la technique de blocage du transfert des charges entre les volumes de dérive et les détecteurs multifils. Les conditions géométriques sont indiquées dans la légende de la figure.

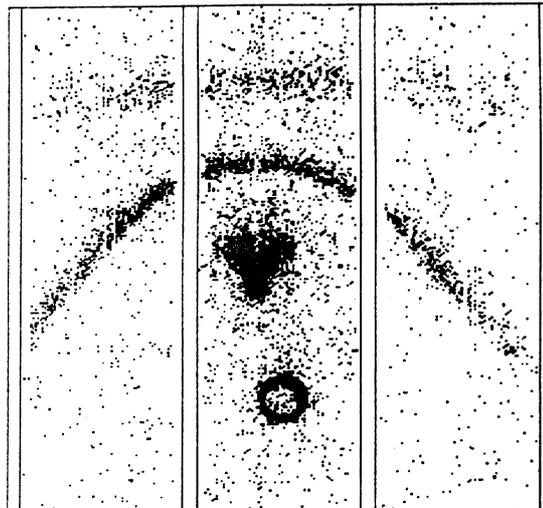
On observe clairement l'amélioration de la qualité des images lorsque la technique de blocage est utilisée; les photoélectrons des images obtenues sont collectés plus près des bords que ceux des images obtenues sans blocage. Il reste néanmoins un effet de focalisation résiduel au voisinage des bords des tubes.

Les images du radiateur gazeux produites sans blocage présentent une forte déformation à cause des ions positifs qui attirent les photoélectrons vers le centre du tube. Avec l'application du blocage cette déformation disparaît complètement (les images redeviennent

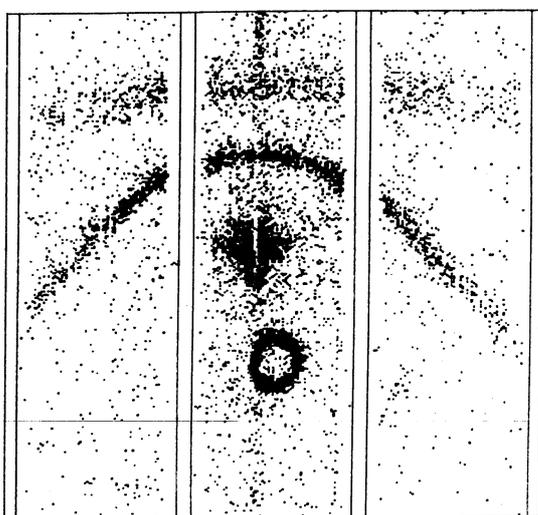
des cercles). On peut encore apprécier l'effet drastique du blocage de la chambre en observant, par exemple, les images du radiateur gazeux en profondeur ( $x - y$ ) (figure VI.5). Sans blocage les photoélectrons sont fortement focalisés vers l'axe du tube.



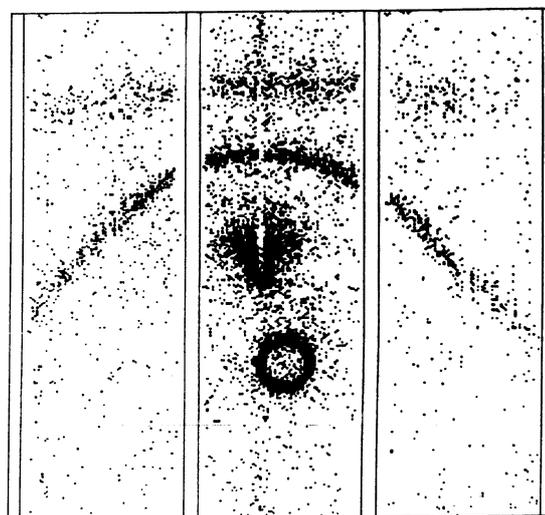
(a)



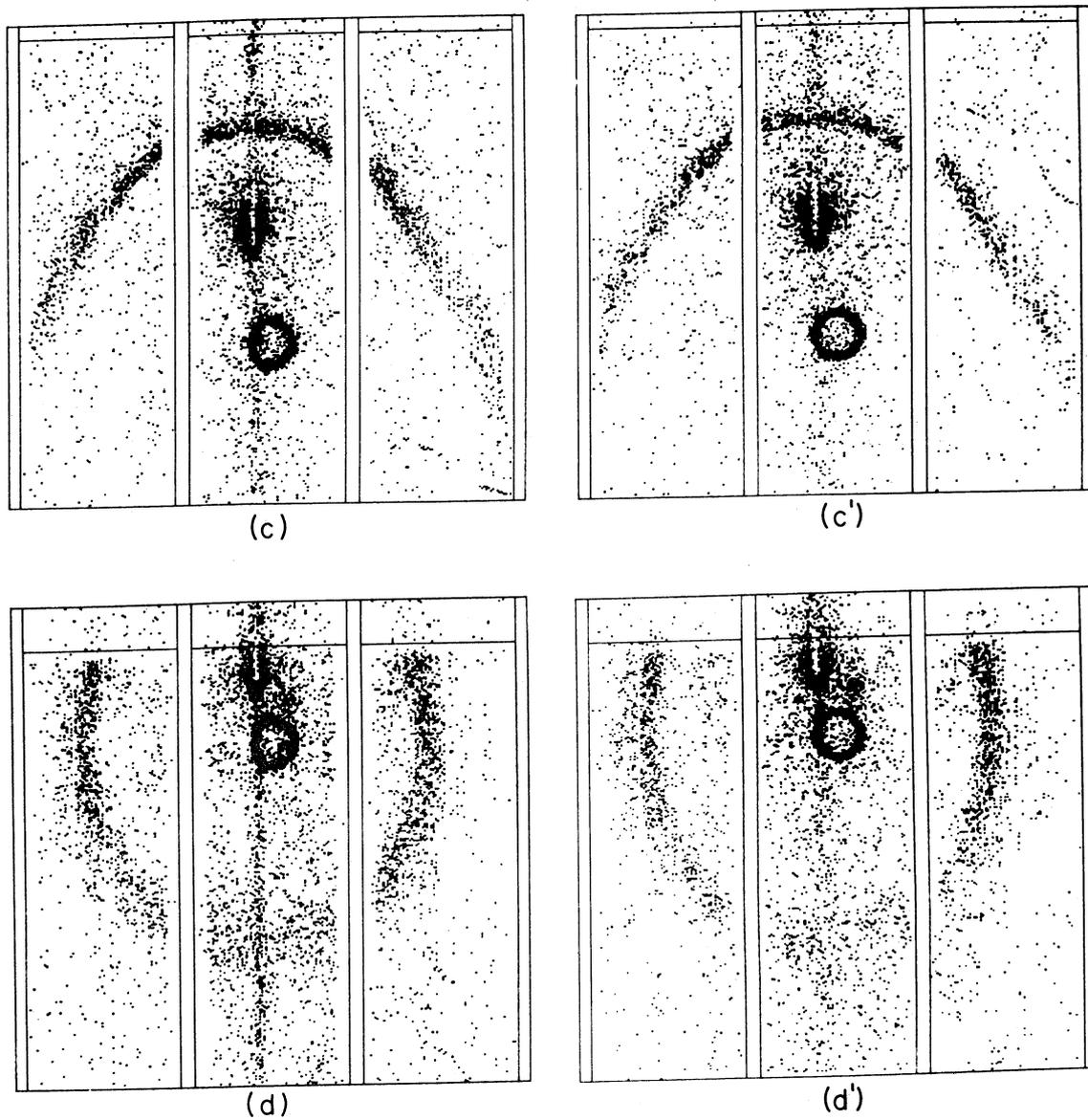
(d')



(b)



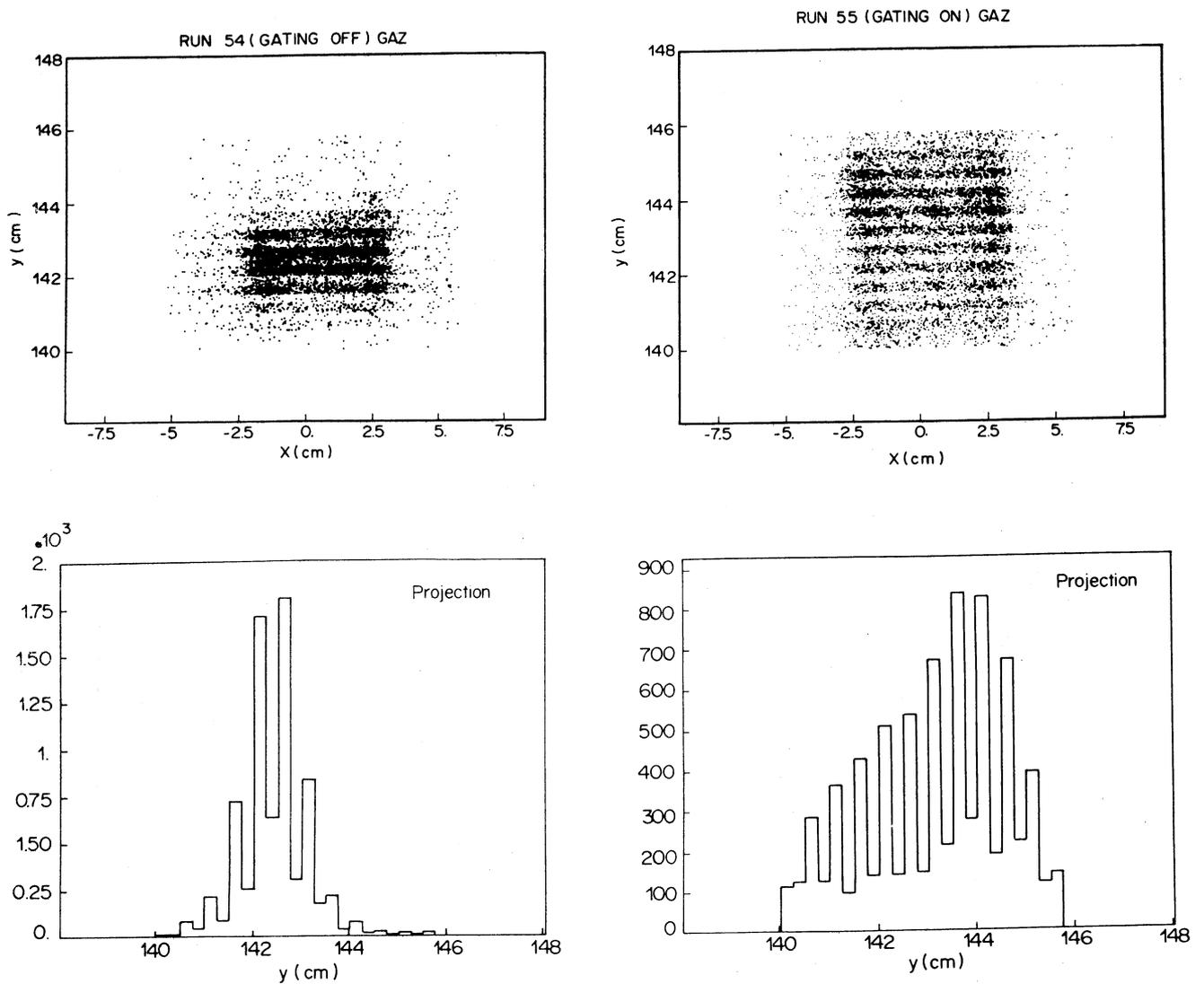
(b')



**Fig. VI.4 :** Comparaison des images Cerenkov issues des radiateurs liquide et gazeux sans (à gauche) et avec (à droite) blocage des chambres de détection, dans les conditions géométriques suivantes :

- (a)  $d_{dér} = 50 \text{ cm}$ ,  $\theta_F = 25^\circ$
- (b)  $d_{dér} = 113 \text{ cm}$ ,  $\theta_F = 28^\circ$
- (c)  $d_{dér} = 142 \text{ cm}$ ,  $\theta_F = 18^\circ$
- (d)  $d_{dér} = 164 \text{ cm}$ ,  $\theta_F = 8^\circ$

Après cette présentation purement qualitative des effets spectaculaires du blocage, nous discuterons par la suite de l'amélioration qu'il apporte sur la mesure de l'angle Cerenkov.



**Fig. VI.5 :** Comparaison des distributions  $(x - y)$  et de leurs projections sur l'axe  $y$  pour des photoélectrons des images du radiateur gazeux, sans (à gauche) et avec (à droite) blocage des chambres de détection ( $d_{dér} = 156 \text{ cm}$ ).

### 6.3 Angle Cerenkov et résolution

La figure VI.6 présente les distributions de l'angle Cerenkov par photon reconstruit selon la méthode déjà exposée au paragraphe 6.1 pour des images provenant des radiateurs liquide ( $d_{dér} = 25 \text{ cm}$ ) et gazeux ( $d_{dér} = 50 \text{ cm}$ ) par  $400 \pi^-$  de  $10 \text{ GeV}/c$  sans blocage du transfert. La courbe ajustée à ces distribution est la somme d'une gaussienne décrivant le signal et d'un polynôme qui reproduit le bruit de fond.

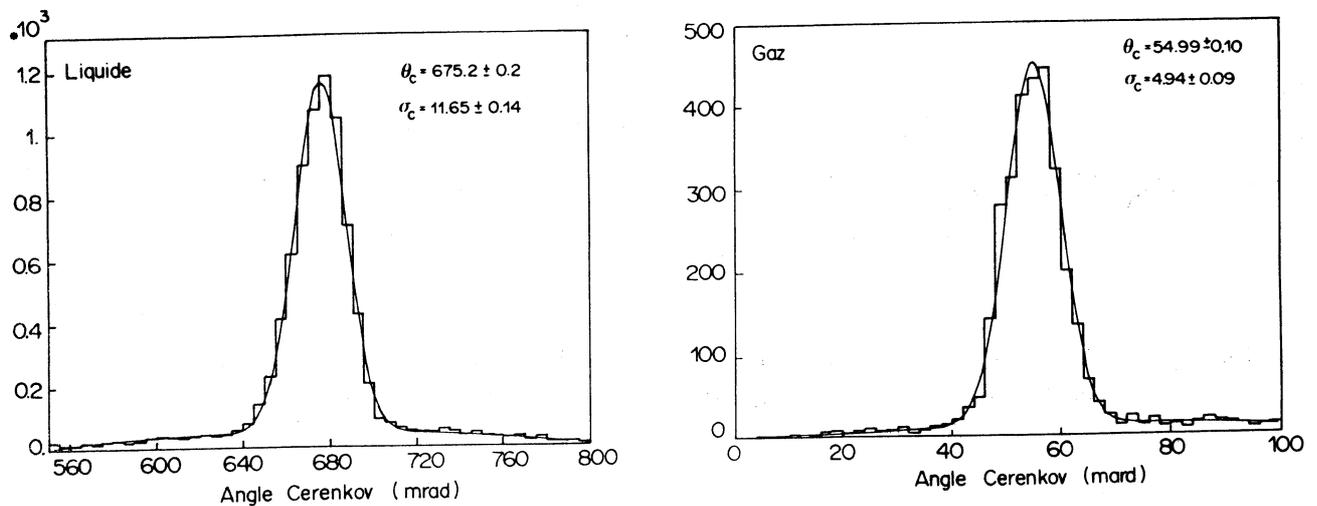


Fig. VI.6 : Distribution de l'angle Cerenkov  $\theta_c$  pour les images des radiateurs liquide et gazeux. La courbe ajustée est la somme d'une gaussienne décrivant le signal et d'un polynôme reproduisant le bruit de fond.

On obtient dans ce cas :

$$\left. \begin{array}{l} \theta_c = 675,2 \pm 0,2 \text{ mrad} \\ \sigma_c = 11,65 \pm 0,14 \text{ mrad} \end{array} \right\} \text{ pour le radiateur liquide } (\theta_F \simeq 1,4^\circ)$$

et

$$\left. \begin{array}{l} \theta_c = 54,99 \pm 0,10 \text{ mrad} \\ \sigma_c = 4,94 \pm 0,09 \text{ mrad} \end{array} \right\} \text{ pour le radiateur gazeux } (\theta_F \simeq 24,9^\circ)$$

Afin d'apprécier l'importance de la mesure de la coordonnée  $y$ , la figure VI.7 montre la comparaison des distributions  $\theta_c$  obtenues avec et sans utilisation de la lecture cathodique pour les images utilisées pour la figure VI.6. L'amélioration est spectaculaire pour les images

du radiateur liquide, tandis qu'elle est moins significative pour celle du radiateur gazeux à cause de l'incidence presque normale des photons à la surface du tube à dérive.

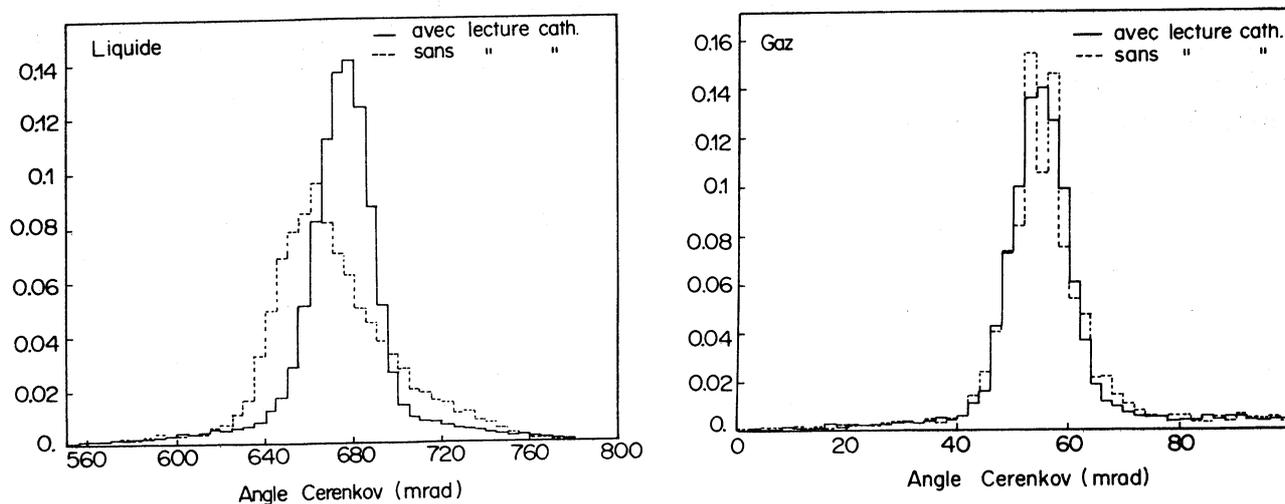


Fig. VI.7 : Comparaison des distributions de l'angle Cerenkov  $\theta_c$  avec et sans lecture cathodique, pour les images des radiateurs liquide et gazeux.

Sans la mesure de la profondeur du point de conversion on obtient :

$$\left. \begin{array}{l} \theta_c = 666,4 \text{ mrad} \\ \sigma_c = 20,00 \text{ mrad} \end{array} \right\} \text{ pour le radiateur liquide } (\theta_F \simeq 1,4^\circ)$$

et

$$\left. \begin{array}{l} \theta_c = 54,86 \text{ mrad} \\ \sigma_c = 5,33 \text{ mrad} \end{array} \right\} \text{ pour le radiateur gazeux } (\theta_F \simeq 24,9^\circ)$$

La figure VI.8 montre que les distributions de  $\theta_c$  pour le liquide et le gaz sont en bon accord avec celles que l'on peut obtenir à l'aide du programme de simulation du prototype sans lecture cathodique.

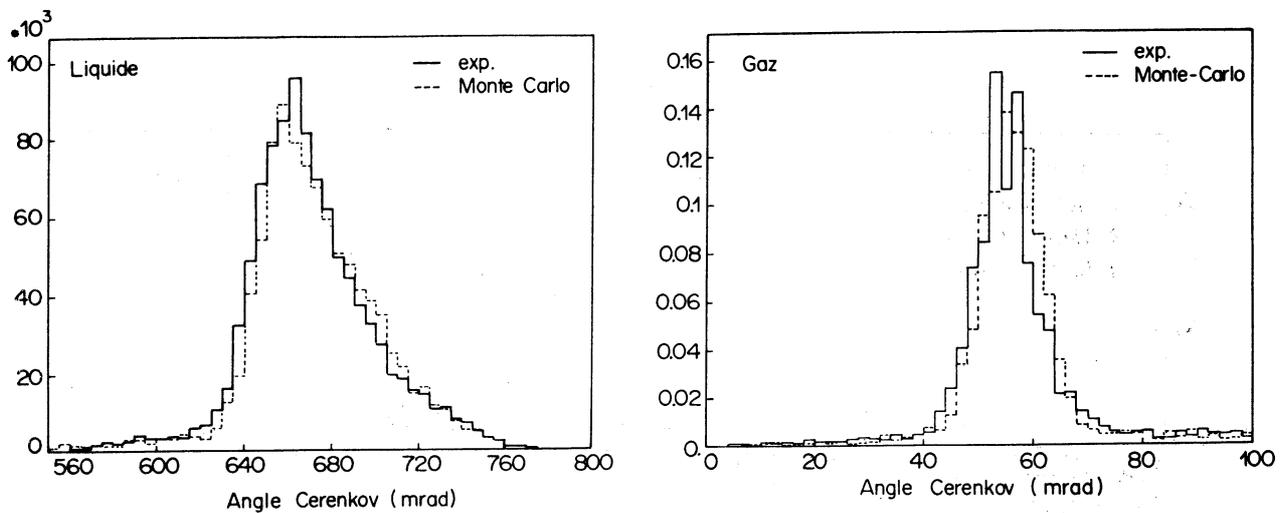


Fig. VI.8 : Comparaison des distributions de  $\theta_c$  expérimentale et obtenue par simulation, sans lecture cathodique, pour des images des deux radiateurs.

La lecture cathodique permet une amélioration de la résolution d'environ 40% pour le liquide et 6% pour le gaz ainsi qu'une détermination précise de l'angle Cerenkov moyen. Le choix arbitraire de la profondeur de conversion des photoélectrons (égale au libre parcours moyen des photons) ne permet pas de déterminer l'angle Cerenkov moyen avec précision pour le radiateur liquide.

### 6.3.1 Variation de la résolution $\sigma_c$ en fonction de la distance de dérive

Les résultats de l'analyse des images du radiateur liquide à différentes distances de dérive ( $d_{dér}$ ) et pour une incidence normale du faisceau, avec et sans blocage du transfert, sont montrés sur la figure VI.9.

On observe une très nette amélioration de  $\sigma_c$  avec le blocage du transfert des charges. Dans ces conditions, la variation linéaire mesurée avec la distance est compatible avec la contribution de la diffusion des électrons dans le gaz de dérive.

Cependant, il reste une différence de l'ordre de 3,5 mrad par rapport à la résolution prédite par le programme de simulation Monte-Carlo, indépendante de la distance, qui peut être justifiée, comme nous le montrerons, par l'indétermination de la position du prototype

par rapport au faisceau et par la présence de photoélectrons *feedback*.

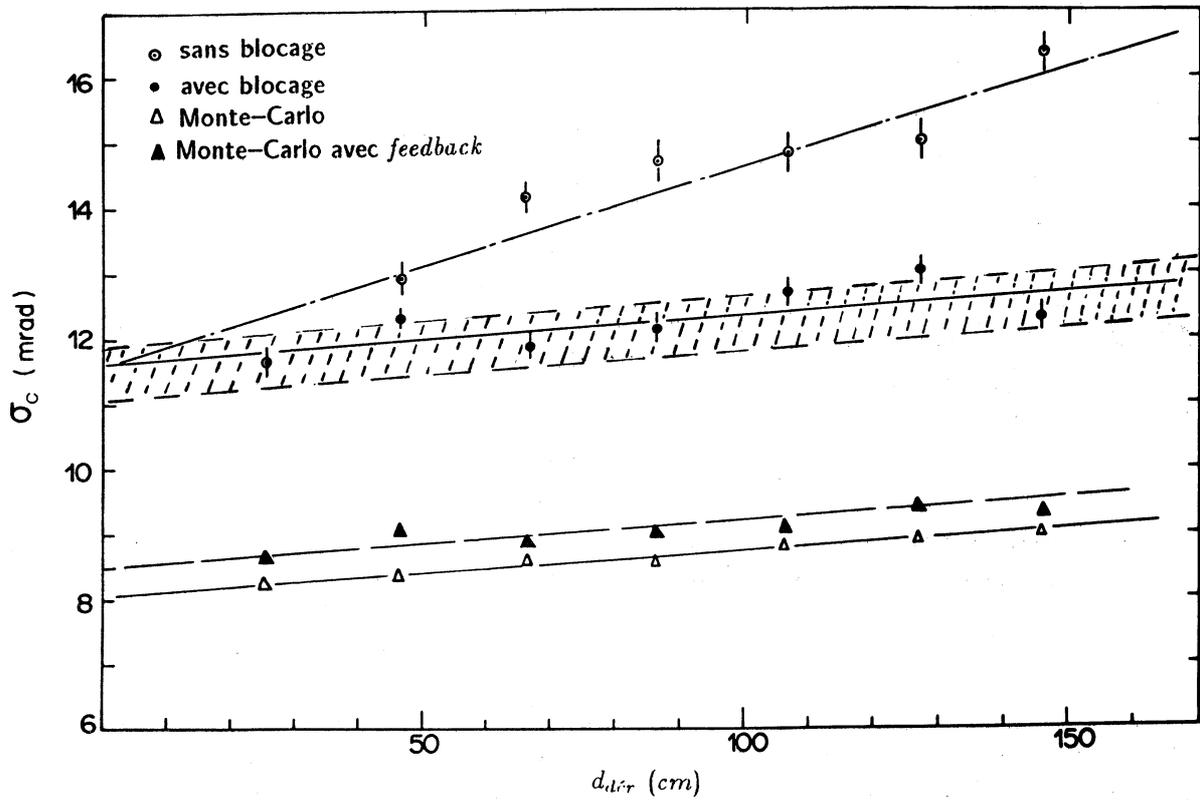


Fig. VI.9 : Variation de la résolution  $\sigma_c$  mesurée en fonction de la distance de dérive, pour les images du radiateur liquide (faisceau à incidence normale), avec et sans blocage des chambres et comparaison avec les résultats de la simulation avec et sans prise en compte des photoélectrons *feedback*. La zone hachurée correspond aux résultats obtenus par Monte-Carlo en utilisant la procédure de minimisation de  $\sigma_c$  pour la détermination des paramètres du faisceau.

### 6.3.2 Prise en compte des électrons *feedback*

Comme nous l'avons montré au chapitre IV, les électrons *feedback* contribuent à la dégradation de la résolution sur la mesure de la coordonnée  $y$ .

On observe sur la figure VI.9 que leur contribution entraîne une dégradation significative de la résolution  $\sigma_c$  de l'ordre de 0,5 mrad, mais insuffisante pour reproduire les données expérimentales. Il faut remarquer que cette contribution représente une erreur de  $\sim 3$  mrad sur l'angle  $\theta_c$  (les erreurs s'ajoutent quadratiquement) d'importance comparable à l'erreur géométrique (cf chapitre II).

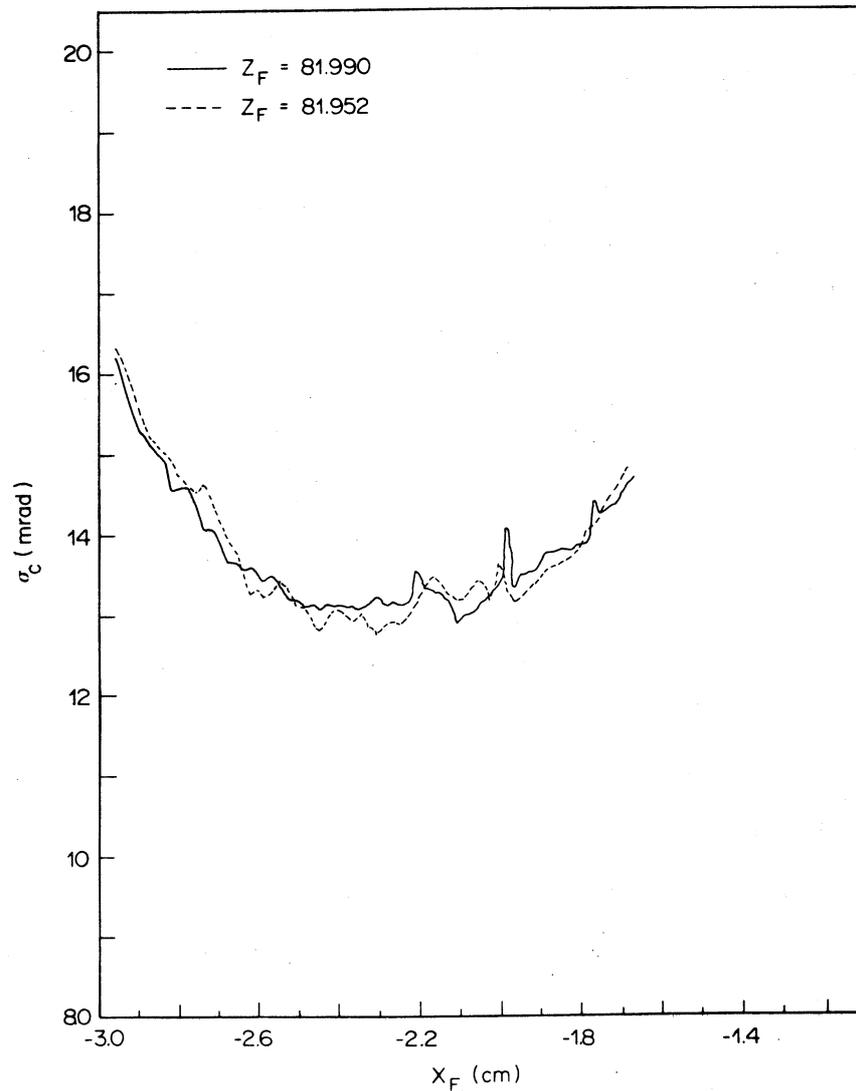
La différence qui subsiste entre la résolution  $\sigma_c$  expérimentale et celle estimée par la simulation incluant la contribution des photoélectrons *feedback* est due à la procédure suivie pour déterminer la direction moyenne du faisceau à partir des données expérimentales. Si on recherche la direction moyenne du faisceau pour la reconstruction de  $\theta_c$  des données simulées en minimisant  $\sigma_c$ , comme pour les données expérimentales, en partant de paramètres  $(x_F, z_F, \theta_F, \varphi_F)_i$  légèrement différents de ceux utilisés à la génération, on constate que  $\sigma_c$ (M.C.) ainsi obtenu, est en accord avec  $\sigma_c$ (exp.) (figure VI.9). Ceci provient du fait que la fonction  $\sigma_c$  est une fonction très complexe dépendant des paramètres :

- $x_F, z_F, \theta_F, \varphi_F$ .
- vitesse de dérive  $V_d$  et  $t_0$ .
- nombre de photoélectrons de l'échantillon sélectionné. Un grand nombre de photoélectrons nécessite un temps de calcul énorme, nous nous sommes limités à environ 3000 photoélectrons.
- l'ajustement de la gaussienne et du polynôme décrivant le signal et le bruit de fond pour déterminer  $\sigma_c$  introduit également des fluctuations.

La figure VI.10 montre la variation de  $\sigma_c$  en fonction de  $x_F$ . On voit que pour deux valeurs très voisines de  $z_F$  ( $\Delta z < 0,05$  cm) on peut observer des fluctuations supérieures à 1 mrad. Les figures VI.11 présentent la variation de  $\sigma_c$  en fonction de chacun des paramètres du faisceau, les autres étant fixés, respectivement pour les données expérimentales et simulées. A proximité du minimum des fluctuations sont observées. Pour les données simulées on constate que des écarts sur  $z_F$  de l'ordre de 0,5 cm peuvent provoquer une dégradation de  $\sigma_c$  de plus de 2 mrad (les autres paramètres étant fixés à leur valeur exacte).

Si  $\theta_F \sim 0$  pour les images du radiateur liquide,  $\varphi_F$  est presque complètement indéterminé mais entraîne néanmoins une dégradation sur  $\sigma_c$  de plus de 1 mrad. La très forte corrélation des paramètres rend encore plus difficile la recherche du minimum.

Dans le cas où  $\theta_F$  est important ( $> 20^\circ$ )  $\sigma_c$  est très sensible aux variations des angles  $\theta_F$  et  $\varphi_F$  ce qui contraint davantage  $x_F$  et  $z_F$  et permet ainsi de trouver une valeur de  $\sigma_c$  plus proche du vrai minimum.



**Fig. VI.10 :** Variation de  $\sigma_c$  en fonction de  $x_F$  pour deux valeurs différentes de  $z_F$ .

En effet, on peut observer sur la figure VI.12 montrant la variation de  $\sigma_c$  en fonction de  $\theta_F$  que dans les cas où  $\theta_F = 25^\circ, 28^\circ$  les résultats expérimentaux pour les images du radiateur liquide sont en parfait accord avec ceux obtenus par simulation sans passer par la procédure de minimisation. Quand  $\theta_F$  diminue les deux courbes se séparent.

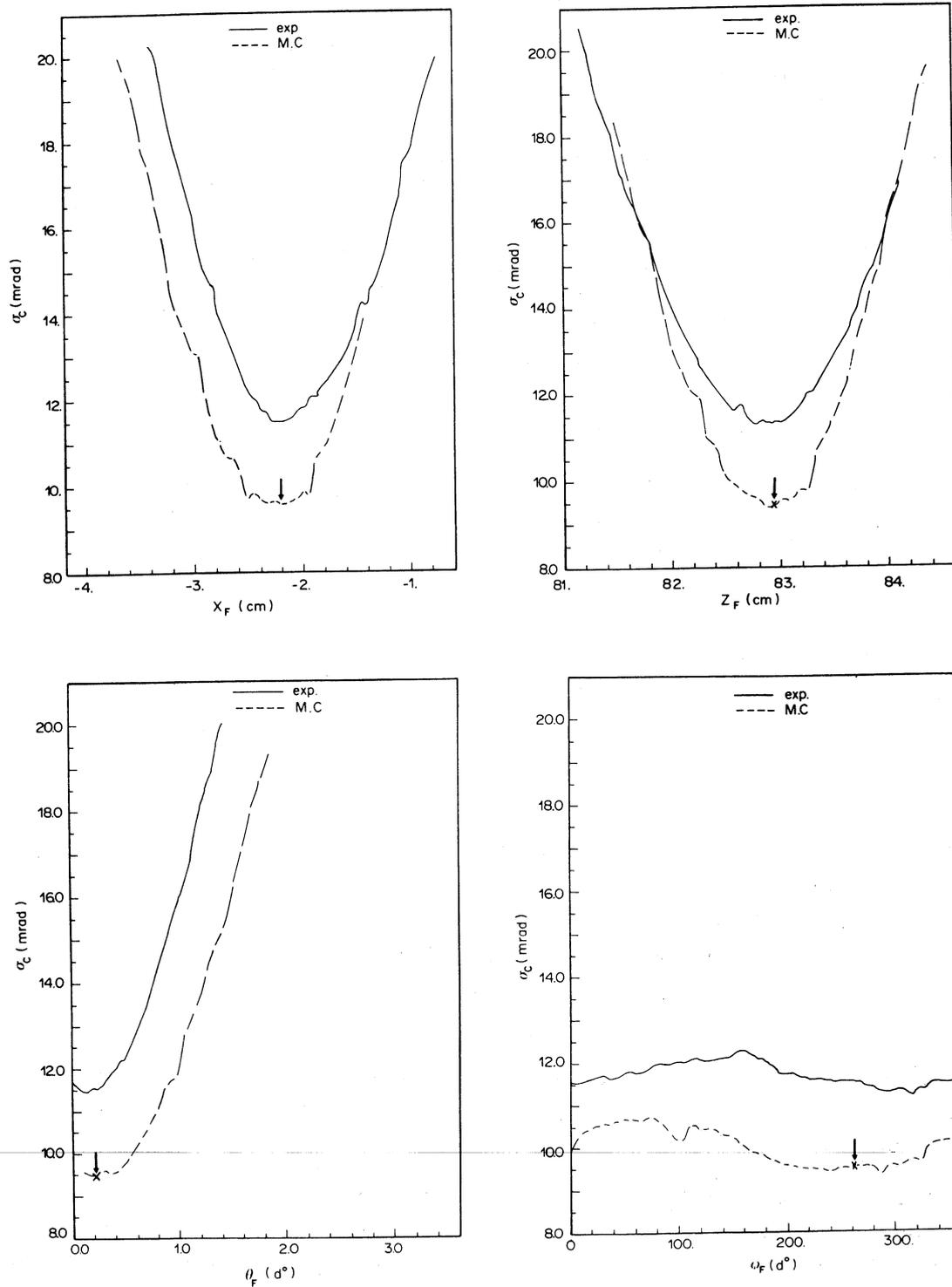


Fig. VI.11 : Variation de  $\sigma_c$  pour les données expérimentales et simulées en fonction de chacun des paramètres du faisceau alors que les trois autres sont fixés. La flèche indique la valeur exacte de chaque paramètre dans le cas des données simulées.

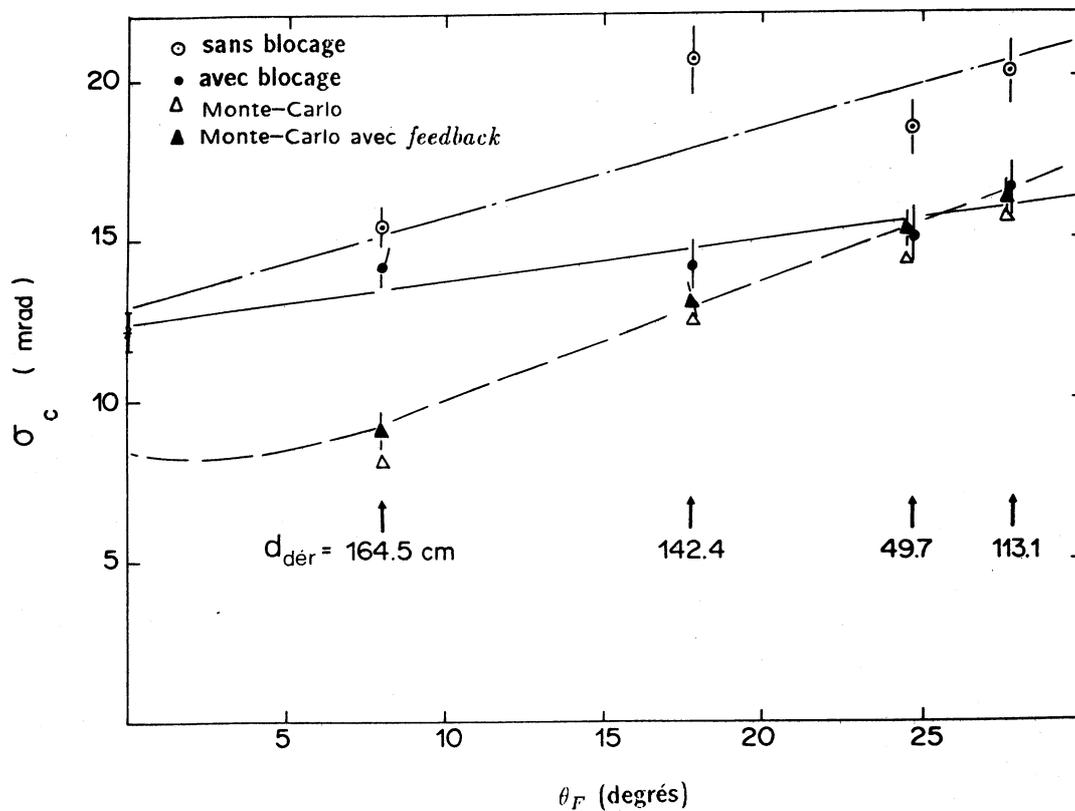


Fig. VI.12 : Résolution  $\sigma_c$  mesurée à l'aide des images provenant du radiateur liquide avec et sans blocage des chambres dans les conditions géométriques définies dans la figure VI.4 et comparaison avec les résultats de la simulation Monte-Carlo, avec et sans prise en compte des photoélectrons *feedback*.

En plus du fait que  $\theta_F$  était non nul, nous avons aussi des images provenant du radiateur gazeux (figure VI.4), ce qui ajoute une contrainte supplémentaire pour les paramètres du faisceau (surtout pour  $\theta_F$  et  $\varphi_F$ ).

Pour les images du radiateur gazeux (figure VI.13) les valeurs expérimentales et simulées sont en bon accord. Ceci provient du fait que les images du radiateur gazeux ne sont pas sensibles à  $x_F$  et  $z_F$  (deux particules de trajectoires parallèles et de vitesses égales produisent la même image et au même endroit).

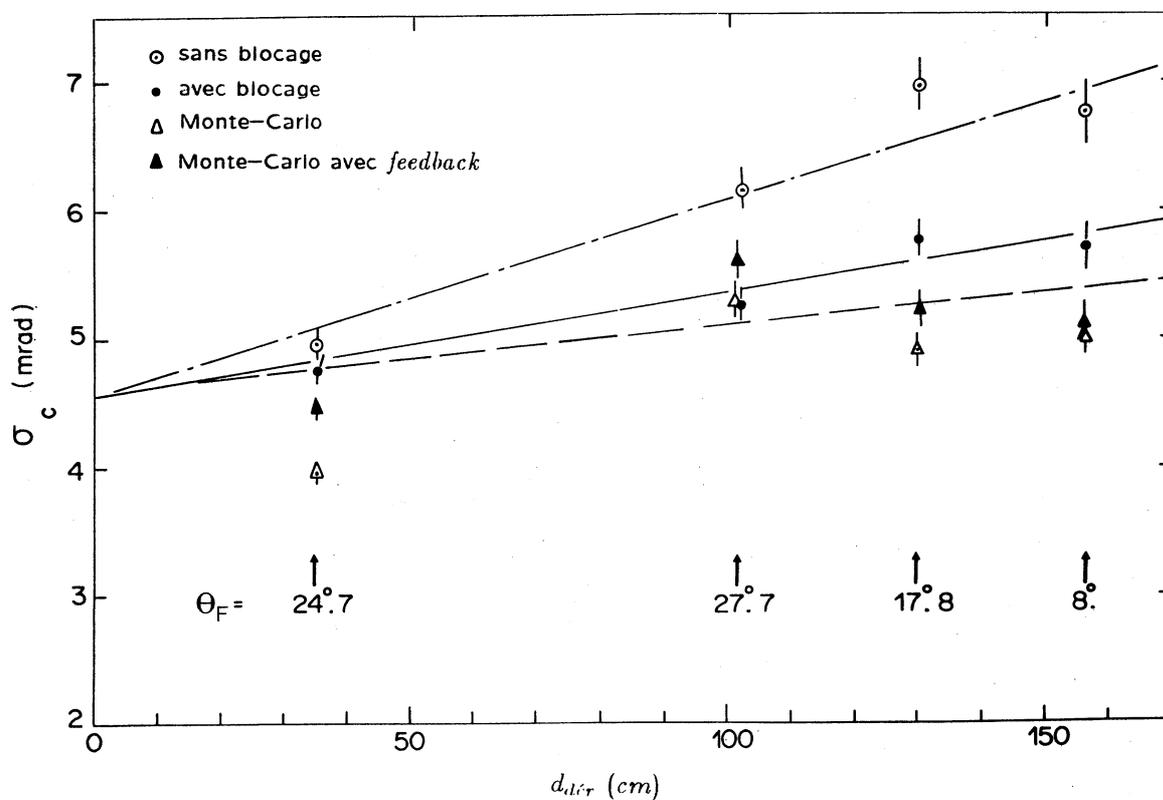


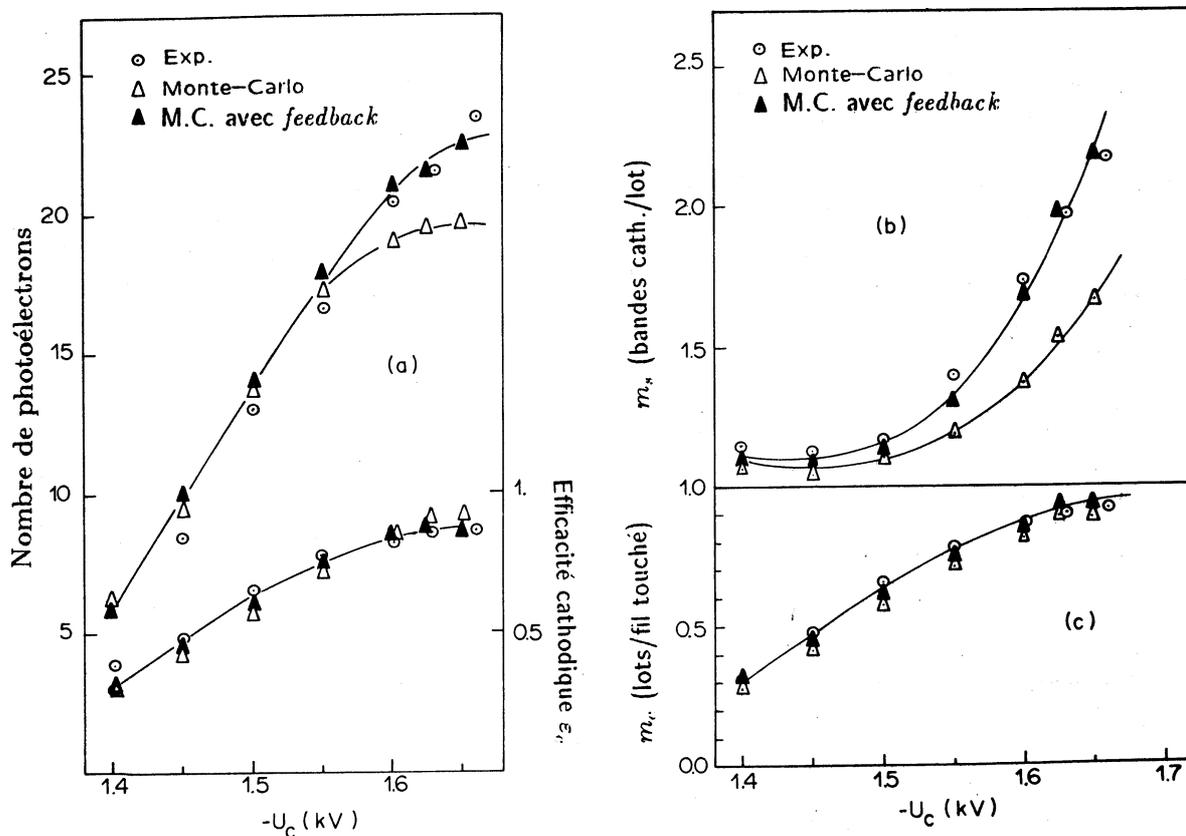
Fig. VI.13 : Résolution  $\sigma_c$  mesurée à l'aide des images provenant du radiateur gazeux avec et sans blocage des chambres dans les conditions géométriques définies dans la figure VI.4 et comparaison avec les résultats de la simulation Monte-Carlo, avec et sans prise en compte des photoélectrons *feedback*.

### 6.3.3 Influence de la tension $U_c$ sur les images Cerenkov

Au chapitre IV nous avons exposé la variation des paramètres  $\epsilon_c$ ,  $m_c$ , et  $m_s$  en fonction de  $U_c$  pour les images produites par les lampes à U.V.. Nous allons comparer la variation de ces mêmes paramètres et de la résolution de l'angle Cerenkov avec celle prédites par Monte-Carlo (figures VI.14 et VI.15).

Les courbes expérimentales ont été obtenues à partir des images du radiateur liquide

produites à incidence du faisceau normale à  $d_{dér} \approx 25 \text{ cm}$  sans blocage de la chambre.



**Fig. VI.14 :** Variations en fonction de  $U_c$  pour les images du radiateur liquide comparées avec celles obtenues par simulation :  
 (a) nombre de photoélectrons par image et efficacité cathodique ( $\epsilon_c$ )  
 (b) multiplicité de cathodes par lot ( $m_s$ )  
 (c) multiplicité de lots de cathodes par fil ( $m_c$ ).

Les variations de l'efficacité cathodique et de la multiplicité de photoélectrons arrivant simultanément sur un même fil ( $m_c$ ) observées expérimentalement, sont en accord avec celles prévues par le programme de simulation. Cet accord est aussi observé pour les variations de la multiplicité de bandes cathodiques ( $m_s$ ) associées à un photoélectron et du nombre de photoélectrons par image. Ces deux dernières variations montrent clairement la nécessité de la prise en compte des photoélectrons *feedback*. La différence entre  $\sigma_c(\text{exp.})$  et  $\sigma_c(\text{M.C.})$  (figure VI.15) est due aux raisons exposées ci-dessus. Dans le cas des données simulées sans introduction de photoélectrons *feedback*,  $\sigma_c$  est constant en fonction de  $U_c$ . Par contre, la prise

en compte des photoélectrons *feedback* dans la simulation permet de reproduire la variation rapide de  $\sigma_c$  en fonction de  $U_c$  observée expérimentalement (à partir de  $|U_c| > 1,55 \text{ kV}$ ).

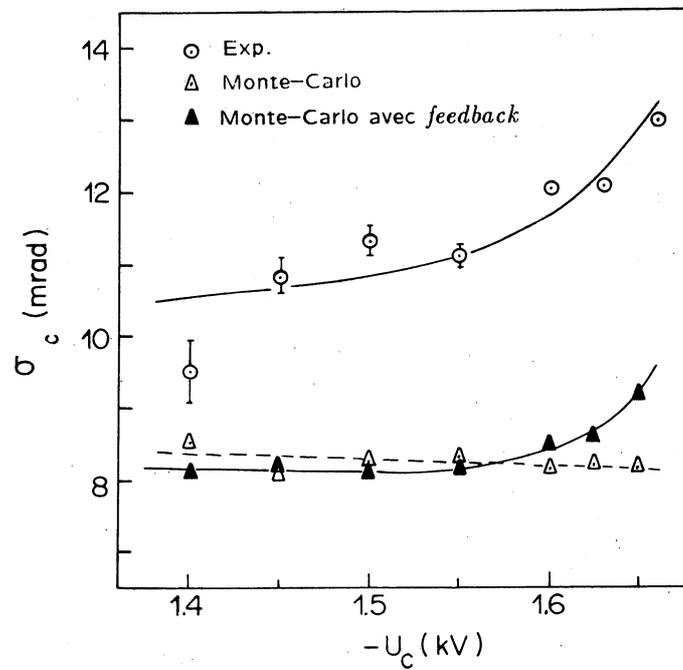


Fig. VI.15 : Variation de la résolution  $\sigma_c$  en fonction de  $U_c$  pour les images du radiateur liquide et comparaison avec les résultats obtenus par simulation.

#### 6.3.4 Variation de l'angle Cerenkov en fonction de la distance de dérive

Le déplacement global  $\Delta y_g$  des photoélectrons peut être un facteur de réduction du pouvoir séparateur du détecteur si aucune correction n'est appliquée. Il dégrade très peu  $\sigma_c$  mais modifie la valeur de l'angle Cerenkov  $\theta_c$ , surtout pour les images du radiateur liquide.

Les courbes de la figure VI.16 montrent la variation de l'angle Cerenkov en fonction de la distance de dérive. On voit que  $\bar{\theta}_c$  croît avec la distance de dérive (dans le cas de l'application du blocage) confortant l'existence du déplacement  $\Delta y_g$  et permettant une détermination précise de celui-ci. Pour reproduire par simulation la même variation de l'angle Cerenkov que celle observée expérimentalement (avec blocage), un angle  $\theta$  de 4,80 mrad entre les lignes de champ et l'axe des tubes est nécessaire (figure VI.16(a)).

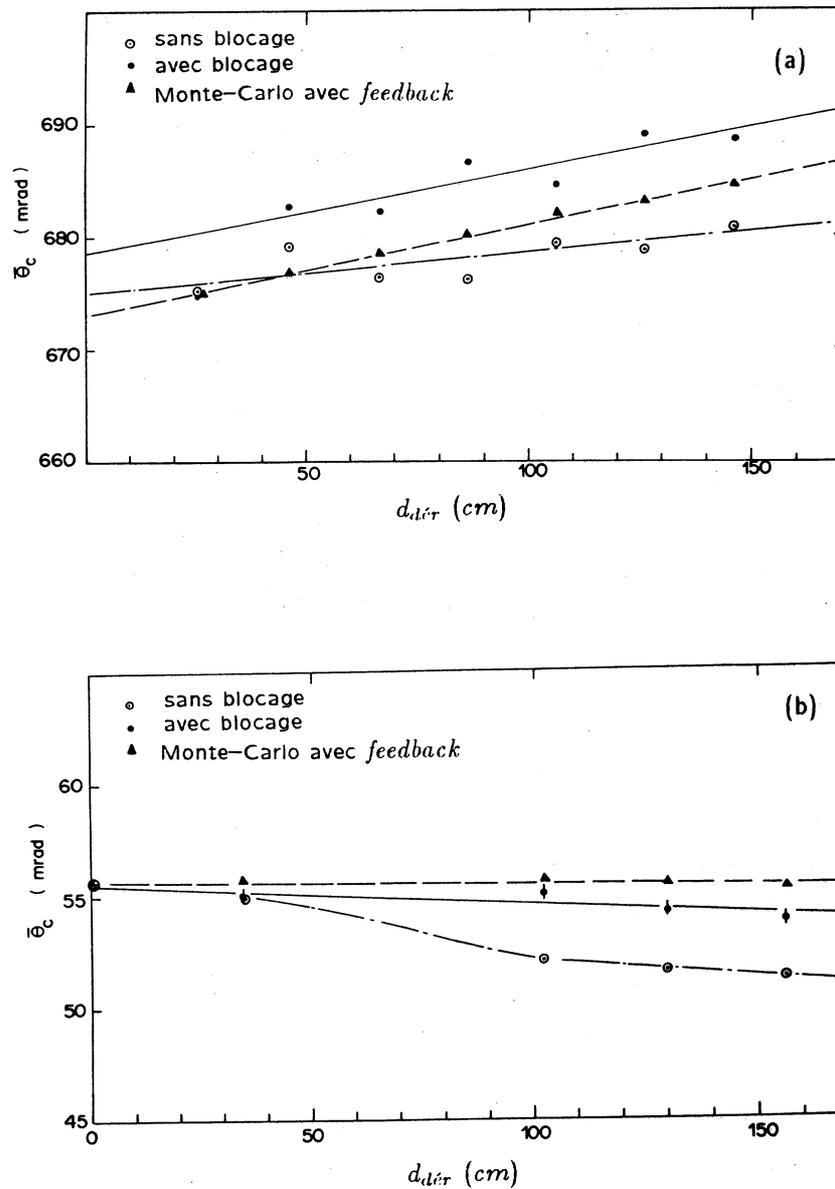


Fig. VI.16 : Variation de la valeur de l'angle Cerenkov moyen  $\bar{\theta}_c$  en fonction de la distance de dérive pour les images des radiateurs (a) liquide et (b) gazeux.

La différence entre les courbes expérimentales et celles obtenues par la simulation est due à une différence entre l'indice de réfraction utilisée dans le programme de simulation et sa valeur réelle. Une variation d'indice ne peut pas expliquer la variation apparente de  $\bar{\theta}_c$  pour les images du radiateur gazeux (la droite obtenue par Monte-Carlo n'est pas parallèle à celle obtenue par les données expérimentales (figure VI.16(b)). Cette différence est peut-être accidentelle.

En prenant comme angle Cerenkov l'angle obtenu par extrapolation à zéro on obtient :

$$\theta_c^{liq.} = 678,6 \text{ mrad}$$

$$\theta_c^{gaz} = 55,65 \text{ mrad}$$

Avec :

$$n_{liq.} = n_0^{liq} + (e - 5) \times 0,0093$$

$$\frac{n_{gaz}^2 - 1}{n_{gaz}^2 + 2} = \frac{F_A}{e_A^2 - e^2} \times P \times \frac{308}{273 + T}$$

et :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta}$$

On obtient :

$$n_0^{liq.} = 1,271 \text{ soit } : n_{liq} = 1,285 \text{ pour } e = 6,5 \text{ eV}$$

et :

$$F_A = 0,154 \text{ soit } :$$

$$n_{gaz} = 1,00163 \text{ pour } e = 6,5 \text{ eV}, T = 36^\circ C, P = 0,993 \text{ atm et } e_A^2 = 13,5 \text{ eV}$$

## 6.4 Pertes de photoélectrons

Comme nous l'avons vu au chapitre II, le nombre de photoélectrons détectés par image est un élément essentiel de cette technique d'identification. Nous verrons à §6.6 comment le nombre de photoélectrons attendus par image intervient à l'identification des différentes particules.

Nous allons discuter ici des principales sources de pertes de photoélectrons survenant à tous les niveaux de la technique.

### 6.4.1 Pertes de photoélectrons dues à la dérive

Le nombre de photoélectrons détectés dépend des pertes de ces photoélectrons dans le gaz de dérive dues principalement à la présence de gaz électronégatifs. Si  $\lambda_0$  est le libre

parcours moyen des photoélectrons dans le gaz de dérive, la perte  $P$  de photoélectrons ayant dérivé sur une distance  $\lambda$ , est donnée par :

$$P = 1 - e^{-\lambda/\lambda_0}$$

Si  $\lambda_0$  est de 10 m, on perd 9,5% de photoélectrons pour une distance de dérive de 1 m.

Pour des images réparties uniformément sur une longueur de dérive  $Z_0$ , la perte est donnée par la relation :

$$P = 1 - \frac{\lambda_0}{Z_0} (1 - e^{-Z_0/\lambda_0})$$

Pour  $\lambda_0 = 10$  m et  $Z_0 = 1,70$  m on a :

$$P \sim 8,0\%$$

#### 6.4.2 Pertes de photoélectrons dues au temps mort

Pour étudier les pertes causées par le temps mort de l'électronique, nous avons utilisé le programme de simulation (cf Appendice) en faisant agir le discriminateur sur deux types de signaux :

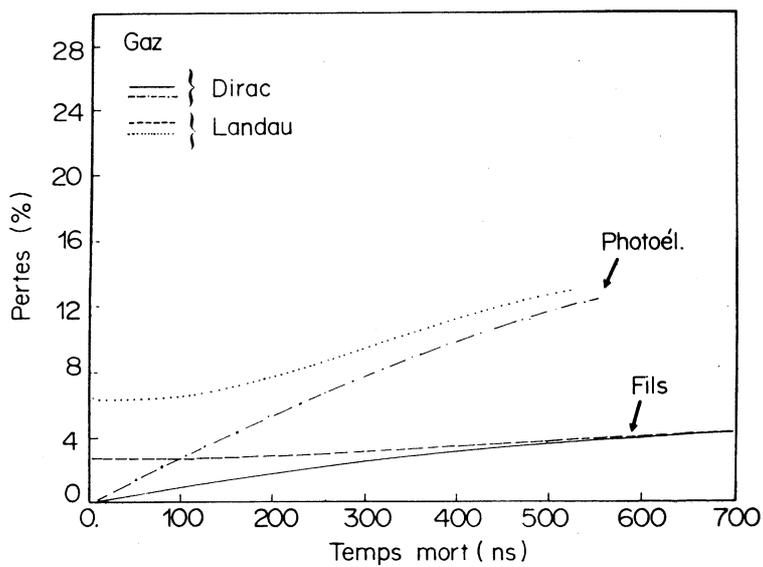
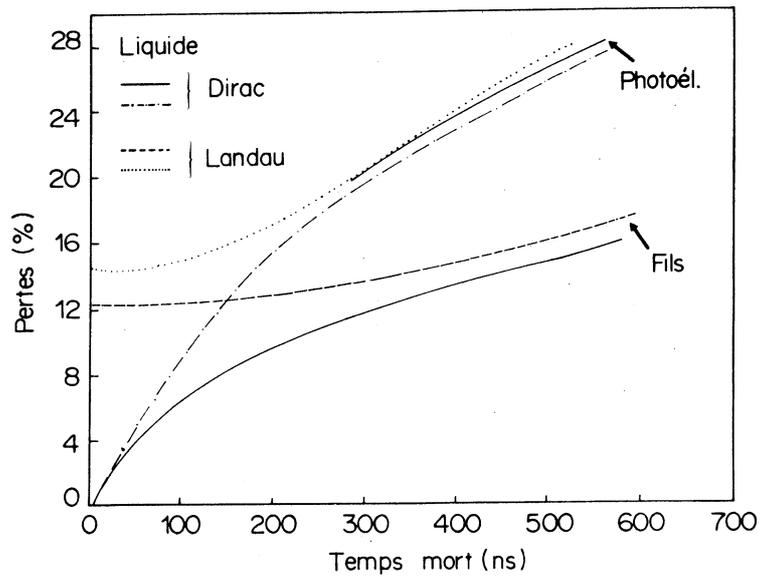
- signaux de type *Dirac* (signaux D)
- signaux de type *Landau* (signaux L)

et nous avons généré des images provenant du radiateur liquide, à incidence du faisceau normale, et des images provenant du radiateur gazeux.

Les signaux de type D n'ont pas d'extension temporelle, tandis que les signaux de type L sont les signaux qui reproduisent mieux la réalité (cf chapitre IV et Appendice).

Les figures 17 (a) et (b) représentent les pertes simulées sur les fils et les pertes de photoélectrons après reconstruction de leur position dans l'espace (c'est-à-dire après corrélation fil-bandes cathodiques).

On constate ainsi que les pertes sont plus importantes pour les images provenant du radiateur gazeux que pour celles provenant du radiateur liquide. Ceci est dû à la faible taille des images du radiateur gazeux (la concentration des photoélectrons est plus forte).



**Fig. VI.17 :** Pourcentage des pertes de photoélectrons vus par les anodes (fils) et après reconstruction de leur position dans l'espace (photoél.) pour des images des radiateurs liquide et gazeux.

Dans notre cas, où le temps mort est de 160 ns, nous avons 7% et 16% de pertes pour les images des radiateurs liquide et gazeux respectivement. Pour les signaux de type L (proche de la réalité) on voit que, pour un temps mort entre 0 et 100 ns, les pertes restent constantes et ceci à cause de la largeur des signaux. Par conséquent, il est inutile d'essayer d'avoir des

temps morts inférieurs à 100 ns avec ces mêmes signaux.

#### 6.4.3 Pertes dues à la focalisation par la charge d'espace

L'effet de focalisation peut aussi produire des pertes, surtout par l'intermédiaire du temps mort. En effet, la focalisation augmente la concentration locale de photoélectrons (figure VI.5).

Un autre risque est celui de confondre les photoélectrons (pas de séparation cathodique). Les images du radiateur gazeux sont évidemment les plus sensibles à cet effet.

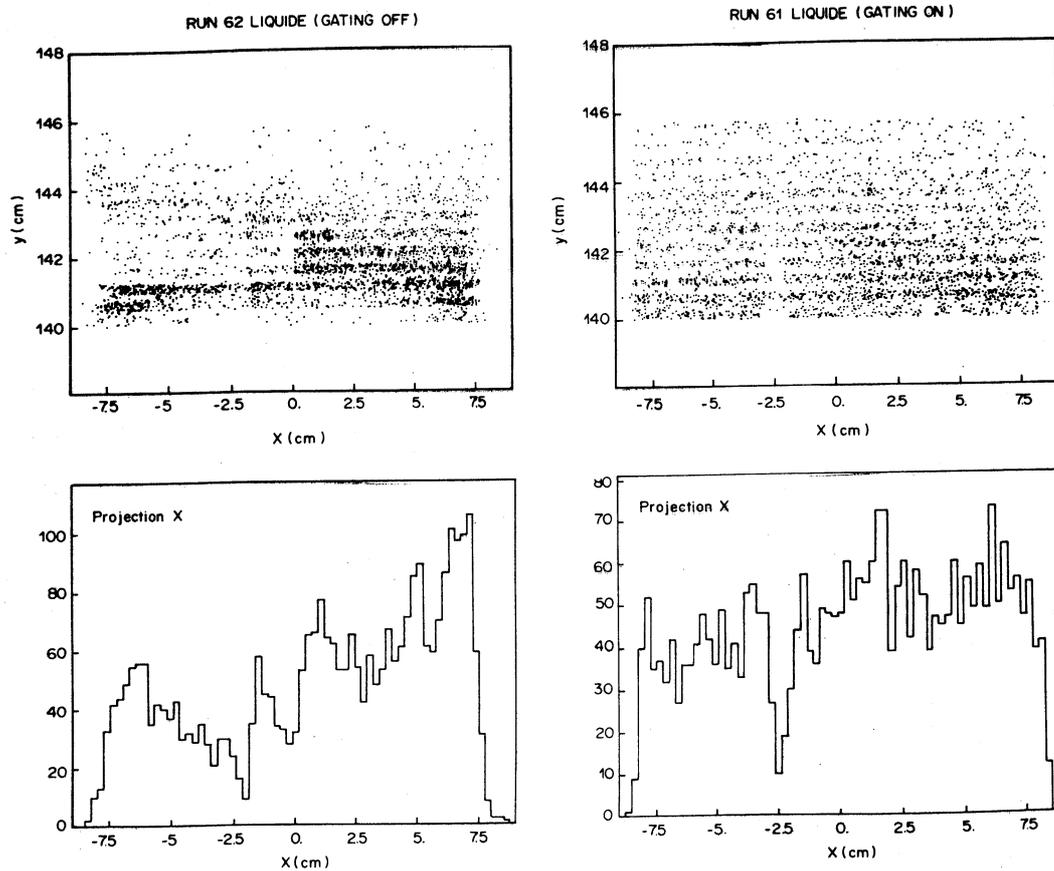
Par simulation, pour des déformations similaires à celles observées expérimentalement, on constate que les pertes peuvent s'élever jusqu'à 6% pour les images du radiateur gazeux et sont négligeables pour le radiateur liquide.

#### 6.4.4 Pertes dues au faisceau de particules

Des photoélectrons peuvent aussi être perdus à la suite de la saturation de l'électronique par les électrons d'ionisation du faisceau. Cette perte est très visible dans le cas où la charge d'espace est très importante (cas où le blocage des chambres n'est pas appliqué). Les électrons d'ionisation sont focalisés et arrivent seulement sur deux à trois bandes cathodiques qui reçoivent ainsi une charge très élevée pouvant saturer les préamplificateurs associés.

La figure VI.18 présente la partie d'une image provenant du radiateur liquide se trouvant dans le tube par où passe le faisceau, sans et avec blocage des chambres. Dans le premier cas on observe un important *trou* sur les bandes cathodiques et sur les fils touchés par les électrons d'ionisation. Ces pertes diminuent significativement avec application du blocage à cause de la non-focalisation des électrons d'ionisation (ils se répartissent sur toutes les bandes cathodiques). La perte vue par les fils reste approximativement la même dans les deux cas.

La perte, dans le cas où le blocage n'est pas appliqué, est de  $\sim 46\%$  des photoélectrons des images Cerenkov arrivant sur le bloc de cathodes touché par les électrons d'ionisation, tandis que dans le cas du blocage, cette perte est réduite à  $\sim 28\%$ .



**Fig. VI.18** : Partie des images Cerenkov (tube par lequel passe le faisceau) vue en profondeur (suivant  $y$ ), sans (à gauche) et avec (à droite) blocage des chambres (images (b) et (b') de la figure VI.4), ainsi que leurs projections suivant l'axe  $x$  (fils).

#### 6.4.5 Pertes dues aux chambres de détection

Nous allons rappeler ici les pertes de photoélectrons dues aux différentes inefficacités

des chambres de détection exposées en détail au chapitre IV.

Dans les conditions de fonctionnement du détecteur ( $U_c = -1,625 \text{ kV}$ ), nous avons:

- 4% d'inefficacité anodique
- 10% d'inefficacité cathodique
- 12% d'inefficacité de collection

ce qui provoque une perte totale de photoélectrons utilisés pour la reconstruction de l'angle  $\theta_c$  de l'ordre de 24%.

#### 6.4.6 Pertes dues au déplacement global des photoélectrons

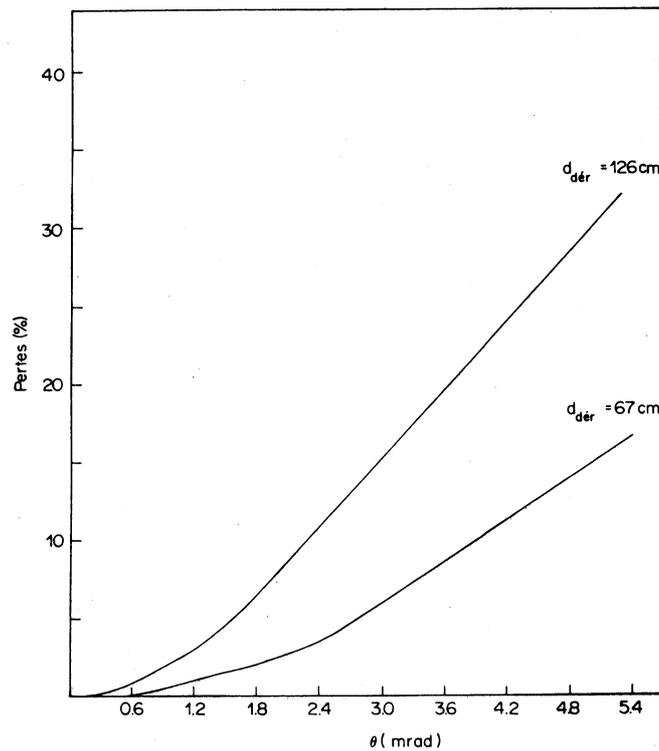
Nous avons déjà vu que les lignes de champ n'étaient pas parfaitement parallèles au plan médian des tubes à dérive mais qu'elles faisaient un angle  $\theta \sim 4,8 \text{ mrad}$  avec celui-ci. Ceci provoque des pertes pour les photoélectrons produits près des bords des tubes du côté du radiateur liquide. Ces pertes sont estimées à l'aide du programme de simulation dans lequel nous introduisons le déplacement des photoélectrons vers le radiateur liquide.

La figure VI.19 présente le pourcentage des pertes ainsi estimées pour des images provenant du radiateur liquide en fonction de  $\theta$  à deux distances de dérive différentes et à incidence normale du faisceau. Nous voyons que pour une distance de dérive de 126 cm, la perte de photoélectrons dépasse 25% pour  $\theta = 4,8 \text{ mrad}$ . Cette perte est purement géométrique et, en réalité, est affectée par les effets de charge d'espace (qui focalisent les photoélectrons vers l'axe des tubes à dérive) et de surface.

De la même façon on estime que les pertes, dans le cas d'une dérive affectée uniquement par la diffusion des électrons, sont de  $\sim 7\%$  pour les images des deux radiateurs ( $\theta = 0$ ).

Expérimentalement, nous observons une diminution du nombre de photoélectrons de l'ordre de 21% avec blocage de la chambre par rapport à la valeur obtenue sans blocage pour les images du radiateur liquide (nous supposons que, dans le cas où le blocage n'est pas appliqué, nous n'avons pas de pertes sur les bord des tubes à cause de la focalisation par la charge d'espace).

La perte des photoélectrons venant du côté du radiateur gazeux doit être négligeable (le déplacement global se fait vers le côté du radiateur liquide). Pour l'estimer nous avons utilisé les spots des lampes. Les effets de confusion n'interviennent pas dans ce cas à cause de la faible intensité de lumière (moins de 0,4 photoélectron détecté par flash) ni les pertes dues au temps mort affectant les images du radiateur gazeux.



**Fig. VI.19 :** Pourcentage des pertes de photoélectrons dues au déplacement global pour les images du radiateur liquide.

Si  $N_1$  est le nombre de photoélectrons détectés sans blocage de la chambre et  $N_2$  celui obtenu avec blocage, en se limitant aux spots ne se trouvant pas trop près du bord suivant l'axe  $x$ , on obtient :

$$\frac{N_1}{N_2} \simeq 93\%$$

Cette perte non nulle (7%) peut provenir d'un effet de bord puisque les photoélectrons se trouvent plus près des deux faces des tubes (suivant  $y$ ).

Avec les images provenant du radiateur gazeux nous n'observons pas de différence avec et sans blocage de la chambre. Ceci provient du fait que, sans blocage les pertes dues à la confusion des photoélectrons et au temps mort est à peu près égale à celle causée par les effets de bord dans le cas où le blocage est appliqué.

## 6.5 Facteur de mérite

Nous avons vu dans le chapitre II que l'erreur sur le facteur de Lorentz  $\gamma$  dépend de la précision de la mesure de l'angle  $\sigma_c$  mais aussi du nombre  $N_{pe}$  de photoélectrons détectés.  $\Delta\gamma$  étant inversement proportionnel à  $N_{p.e.}$ , il faut donc essayer de détecter le plus grand nombre de photoélectrons possible.

Pour obtenir les facteurs de mérite du détecteur, la sélection des photoélectrons à l'intérieur des limites fiduciaires est effectuée à l'aide de deux méthodes différentes conduisant au même résultat.

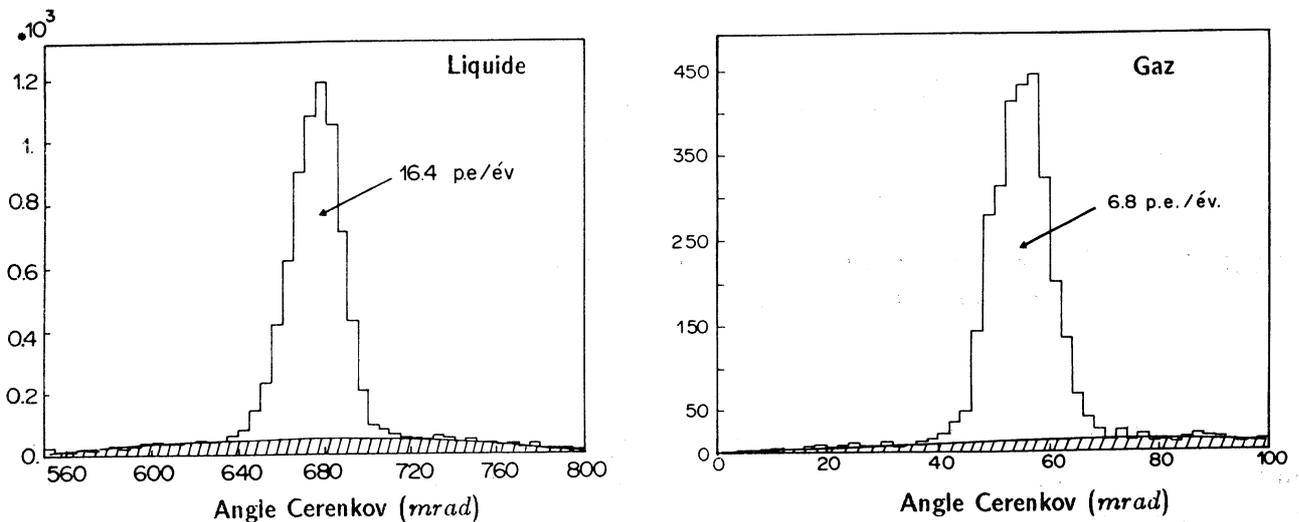


Fig. VI.20 : Distribution de l'angle Cerenkov pour les images des radiateurs liquide et gazeux. La courbe représente le polynôme ajusté pour la soustraction du bruit de fond.

La première méthode a déjà été présentée lors de l'étude de l'absorption des photoélectrons dans le volume de dérive au paragraphe V.1 (figure V.5). Dans les distributions en rayon  $N_{p.e.}(R + \Delta R)/R$  chaque fil entre dans l'histogramme avec un poids égal au nombre de lots de cathodes  $m_c$  associé (s'il n'y a pas de bande cathodique corrélée son poids est égal à 1).

Avec la deuxième méthode, nous procédons au comptage des photoélectrons après reconstruction de l'angle Cerenkov et soustraction du bruit de fond comme il est montré dans la figure VI.20. Nous obtenons aussi le même résultat si nous calculons la surface de la gaussienne ajustée sur la même distribution (figure VI.6). Etant donnés les critères de sélection

utilisés pour la reconstruction de  $\theta_c$  (paragraphe VI.1), les nombres de photoélectrons ainsi obtenus doivent être corrigés des efficacités et pertes suivantes (sans blocage des chambres de détection) :

- a) efficacité cathodique :  $\varepsilon_c = 86\%$
- b) perte pour la coupure en multiplicité de lot de cathodes  $m_c$  supérieure à 3 (figure VI.21) :  $\varepsilon^{gaz}(m_c > 3) = 0,1\%$
- c) perte pour la coupure en multiplicité de bandes cathodiques  $m_s$  supérieure à 3 (figure VI.21) :  $\varepsilon^{liquide}(m_s > 3) = 9\%$  et  $\varepsilon^{gaz}(m_s > 3) = 11,7\%$

Les corrections qui suivent sont communes aux deux méthodes. Celle qui s'impose est la soustraction de la contribution due aux fantômes ( $\varepsilon_f^{liq} = 0,8\%$ ,  $\varepsilon_f^{gaz} = 5\%$ ).

Dans le but d'obtenir un nombre de photoélectrons correspondant à la photoconversion totale, nous tenons compte du parcours potentiel offert aux photons et de leur libre parcours moyen ( $l_0 = 2$  cm pour une température du TMAE de  $25^\circ C$ ).

Toutes corrections apportées, y compris l'absorption des photoélectrons dans le gaz de dérive, les nombres de photoélectrons obtenus sont les suivants:

$$N_{pe}^{liq}(d_{dér} = 0) = 21 \text{ pour } 1 \text{ cm de radiateur liquide } C_6F_{14} \text{ (incidence normale)}$$

$$N_{pe}^{gaz}(d_{dér} = 0) = 10,1 \text{ pour } 42,5 \text{ cm de radiateur } iC_4H_{10} \text{ (miroir } M_4)$$

Avec  $\theta_c^{liq} = 678,6$  mrad et  $\theta_c^{gaz} = 55,65$  mrad, les facteurs de mérite des détecteurs sont:

$$N_0^{liq} = 53.3 \text{ cm}^{-1}$$

$$N_0^{gaz} = 77.1 \text{ cm}^{-1}$$

Corrigé pour les espaces morts entre les tubes à dérive, le facteur de mérite du détecteur pour le radiateur liquide devient :  $N_0^{liq} = 60.8 \text{ cm}^{-1}$ . Ces résultats sont en accord avec ce qu'on peut attendre compte-tenu des transparences des différents milieux, de la réflectivité des miroirs, de l'efficacité quantique du TMAE et de l'efficacité de détection des photoélectrons.

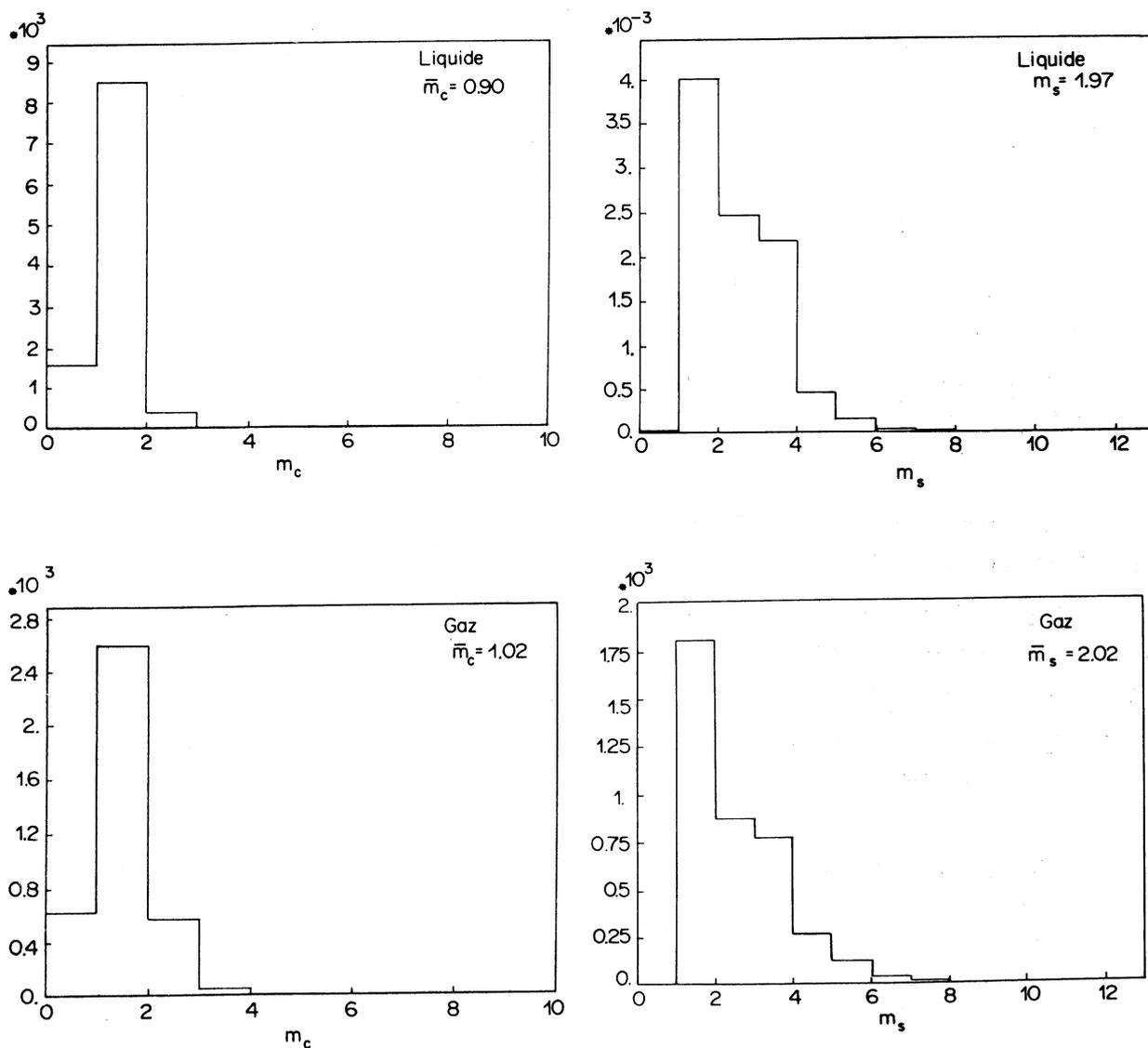


Fig. VI.21 : Multiplicité de lots de cathode par fil ( $m_c$ ) et multiplicité de cathode par lot ( $m_s$ ) pour les images des deux radiateurs.

## 6.6 Séparation $\pi/K$ à l'aide du radiateur gazeux

Nous avons testé une méthode d'identification qui utilise la technique de maximum

de vraisemblance[42], pour essayer de séparer les kaons ( $\sim 3\%$ ), contenus dans le faisceau test de pions de 10 GeV/c.

On appelle  $\theta_c^h$  l'angle Cerenkov et  $N^h$  le nombre de photoélectrons attendu pour les 5 hypothèses ( $h = e, \mu, \pi, K, p$ ). Après reconstruction des angles Cerenkov  $\theta_i$  pour chaque photoélectron, on ne retient que les angles  $\theta_i$  tels que :

$$\theta_{min} < \theta_i < \theta_{max}$$

avec :

$$\theta_{min} = \theta_c^h - 4,2 \sigma_c$$

$$\theta_{max} = \theta_c^h + 4,2 \sigma_c$$

La densité de probabilité de chaque photoélectron  $i$  dans l'hypothèse  $h$  est :

$$P_i^h = N^h \cdot \frac{e^{-\frac{(\theta_i - \theta_c^h)^2}{2\sigma_i^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} + K^h \cdot \frac{\theta_i}{\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \theta d\theta}$$

$$\Rightarrow \int P_i^h(\theta) d\theta = N^h + K^h$$

où  $\sigma_i$  est la déviation standard mesurée pour chaque photoélectron et  $K^h$  le nombre de photoélectrons attribué au bruit de fond pour chaque hypothèse  $h$ . La densité du bruit de fond est supposée être proportionnelle à l'angle Cerenkov. Pour vérifier cette hypothèse nous avons considéré une région des tubes à dérive éloignée des images Cerenkov et nous avons reconstruit les angles  $\theta_c$  pour une particule hypothétique traversant le radiateur liquide. Ainsi, tous les photoélectrons utilisés ne proviennent que du bruit de fond. Nous montrons de cette façon que le bruit de fond est en première approximation proportionnel à l'angle Cerenkov (figure VI.22).

Si on détecte  $n$  photoélectrons, la probabilité de chaque hypothèse  $h$  est :

$$P^h = \frac{1}{n!} \{ \prod_i^n [P_i^h] \} e^{-N^h - K^h}$$

La technique du maximum de vraisemblance consiste à chercher le maximum de  $P^h$  en faisant varier  $K^h$  pour chaque hypothèse. La fonction de vraisemblance s'écrit :

$$L^h = \sum_{i=1}^n \log P_i^h - N^h - K^h$$

La méthode a été appliquée aux images du radiateur gazeux à 10 GeV/c. La séparation  $\pi/K$  avec les images du radiateur liquide à cette impulsion est impossible.

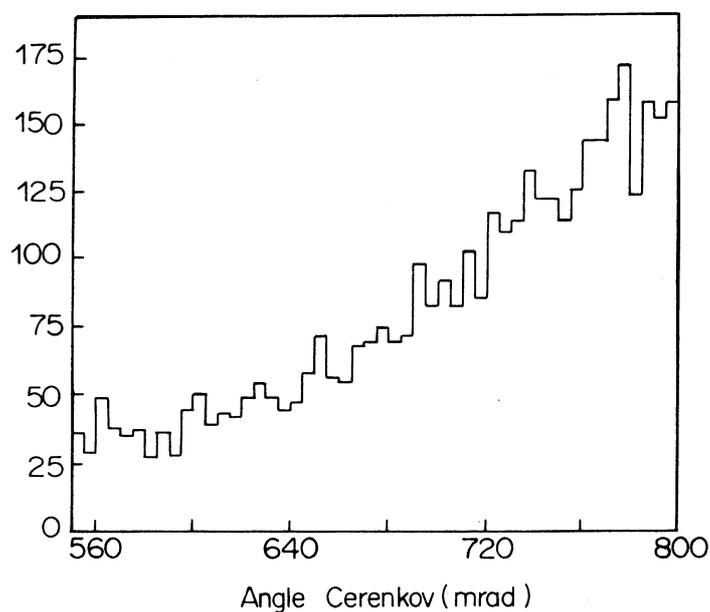


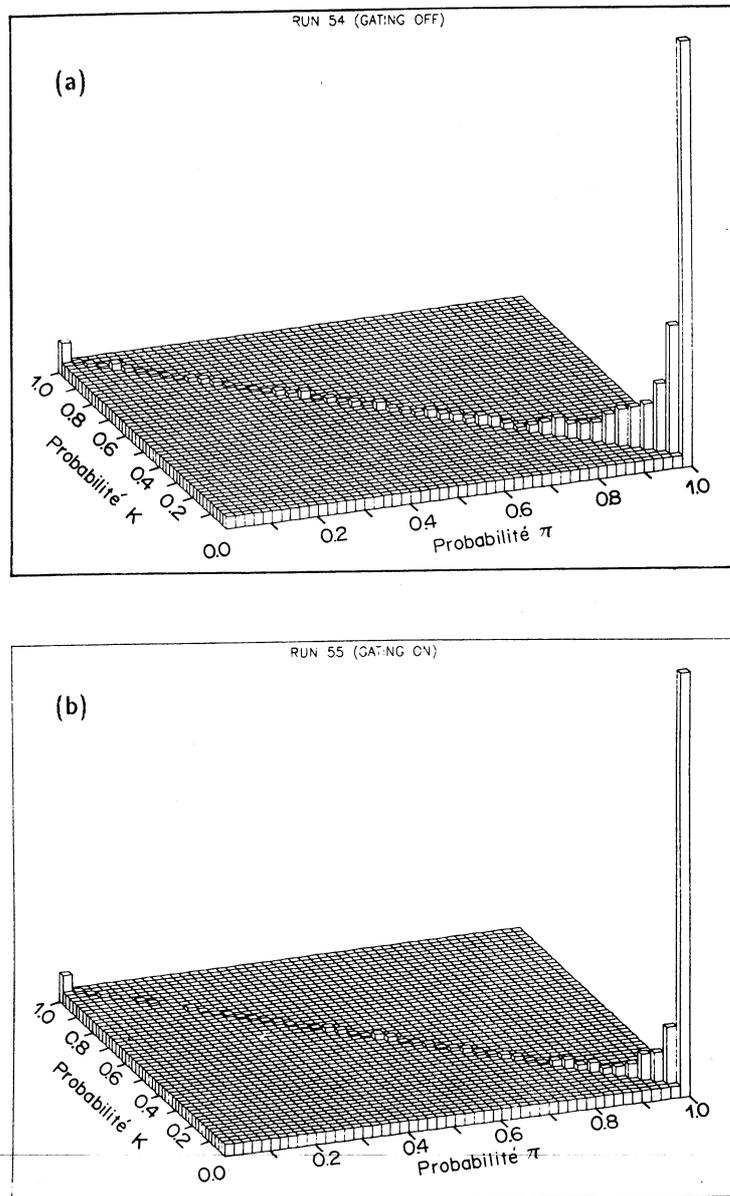
Fig. VI.22 : Variation de la densité du bruit de fond uniforme en fonction de l'angle Cerenkov.

**Table XVIII**

Séparation  $\pi/K$  à un niveau de confiance de 90% et 80% (figure VI.24, cas (a) )

Distance de dérive (cm)	$\theta_F$ ( $d^\circ$ )	blocage de chambres	n.c.=90%		n.c.=80%	
			$N_\pi$ (%)	$N_K$ (%)	$N_\pi$ (%)	$N_K$ (%)
50	25	non	86,3	1,4	90,3	3,1
"	"	oui	86,3	1,4	89,8	3,0
113	28	non	79,2	2,3	85,9	3,4
"	"	oui	84,7	3,1	89,2	3,7
143	18	non	70,9	2,1	79,4	5,7
"	"	oui	78,1	2,1	84,4	4,0
165	8	non	46,3	5,6	59,0	12,5
"	"	oui	67,9	2,6	76,7	6,2

La table XVIII donne les fractions de  $\pi$  et de K identifiés avec et sans utilisation du blocage de transfert des charges pour deux niveaux de confiance (n.c.=80 et 90%) avec l'hypothèse que le faisceau ne contient que ces deux types de particules.



**Fig. VI.23 :** Densité d'événements en fonction des probabilités  $P(\pi)$  et  $P(K)$  pour les images produites à  $d_{\text{dér}} = 156 \text{ cm}$  par des particules de 10 GeV/c avec le radiateur gazeux, (a) sans blocage et (b) avec blocage des chambres de détection.

Nous avons utilisé pour  $\theta^h$  et  $N^h$  les valeurs prédites par le Monte-Carlo pour les deux hypothèses sans tenir compte du libre parcours moyen des photoélectrons dans le gaz de dérive ni des photoélectrons *feedback* ni de l'effet du déplacement global ( $\Delta y_g$ ). La figure VI.23 (cas (a)) représente, pour  $d_{dér}=156$  cm avec et sans blocage de la chambre, la densité des événements en fonction du couple de probabilités  $P(\pi)$ ,  $P(K)$  où  $P(\pi)$  et  $P(K)$  sont normalisés pour que  $P(\pi) + P(K) = 1$ .

L'amélioration de la séparation  $\pi/K$  en fonction de la distance de dérive apportée par le blocage des chambres est spectaculaire pour les grandes distances de dérive.

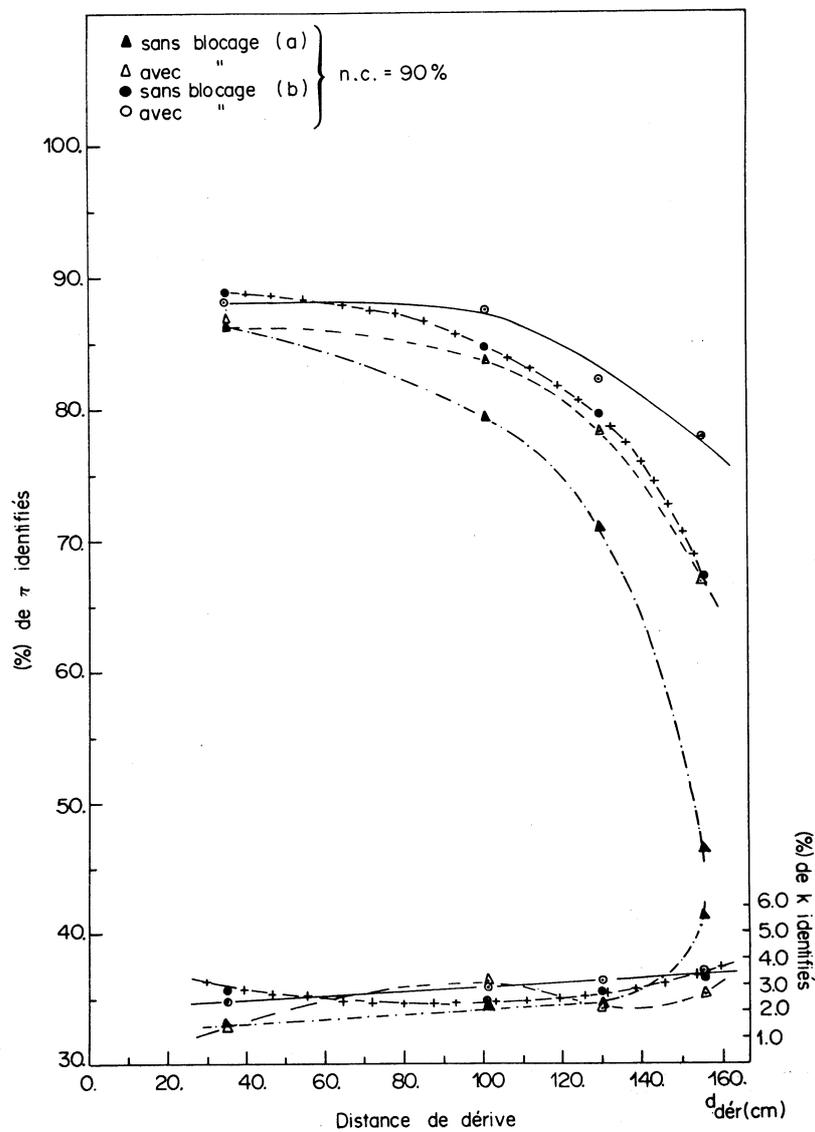
En corrigeant  $\theta_c$  par sa variation en fonction de la distance de dérive (due principalement à  $\Delta y_g$ ) et le nombre de photoélectrons pour l'absorption dans le gaz de dérive, on peut améliorer les résultats de la table XVIII. Il s'agit en fait d'une calibration expérimentale en angle Cerenkov et en nombre de photoélectrons. La table XIX et la figure VI.24 (cas (b)) présentent ces résultats.

Le pourcentage des kaons identifiés devient alors pratiquement indépendant de la distance de dérive.

**Table XIX**

Séparation  $\pi/K$  à un niveau de confiance de 90% et 80%  
(figure VI.25, cas (b))

Distance de dérive (cm)	$\theta_F$ ( $d^\circ$ )	blocage des chambres	n.c.=90%		n.c.=80%	
			$N_\pi$ (%)	$N_K$ (%)	$N_\pi$ (%)	$N_K$ (%)
35	25	<i>non</i>	88,8	2,9	92,6	3,1
"	"	<i>oui</i>	88,2	2,4	91,4	3,0
102	28	<i>non</i>	84,6	2,4	89,6	3,2
"	"	<i>oui</i>	87,5	2,9	90,8	3,7
130	18	<i>non</i>	79,5	2,8	85,5	4,0
"	"	<i>oui</i>	82,1	3,2	87,7	3,4
156	8	<i>non</i>	67,0	3,3	78,4	4,3
"	"	<i>oui</i>	77,7	3,5	83,4	4,1



**Fig. VI.24 :** Variation du taux des  $\pi$  et  $K$  identifiés, avec  $n.c. = 90\%$ , en fonction de la distance de dérive, avec et sans blocage des chambres de détection.  
 (a) sans corrections dues aux différents effets  
 (b) avec " " " "

L'amélioration obtenue est assez importante pour les longues dérives.

La figure VI.25 montre la distribution de l'angle  $\theta_c$  des photoélectrons des événements pour lesquels le pion a été identifié avec une probabilité supérieure au niveau de confiance

n.c.=90%. La partie hachurée représente la contribution du bruit de fond tel qu'il est reconnu par la méthode d'identification. Le bruit estimé dans la région du signal est légèrement supérieur sous la valeur moyenne de la distribution et significativement plus élevé aux bords de la partie gaussienne à celui attendu par sa dépendance linéaire en fonction de  $\theta_c$ . Ceci s'explique par la présence des photoélectrons *feedback*.

En conclusion, nous avons montré que la méthode du maximum de vraisemblance permet une bonne séparation  $\pi/K$  à 10 GeV/c avec un radiateur d'isobutane.

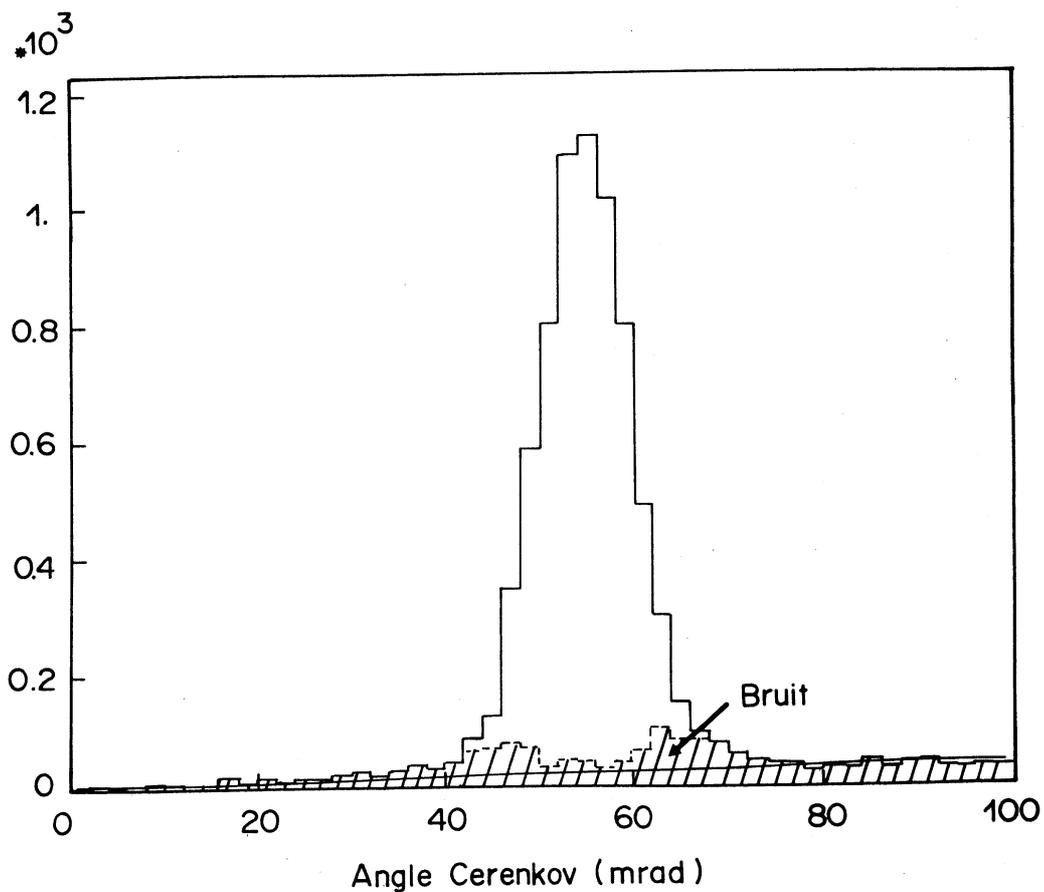


Fig. VI.25 : Distribution de l'angle Cerenkov  $\theta_c$  pour les images du radiateur gazeux et pour les particules reconnues, à n.c. = 90%, comme étant des pions. La partie hachurée représente la contribution du bruit de fond tel qu'il est reconnu par la méthode d'identification. La droite représente un ajustement linéaire du bruit de fond.

## CHAPITRE VII

### POUVOIR D'IDENTIFICATION ET QUARKS LIBRES

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude du pouvoir séparateur du RICH et aux limites de séparation pour les particules  $\pi$ , K et p. Dans la deuxième partie nous nous proposons d'étudier la possibilité d'identifier des charges fractionnaires à l'aide de cet appareil.

Toutes ces études sont faites à l'aide du programme de simulation développé pour l'analyse des données du prototype. Elles ne concernent que des images Cerenkov isolées dans l'espace (non superposées à d'autres images).

La trajectoire et l'impulsion des particules sont supposées connues de façon exacte. La géométrie des miroirs paraboliques est celle adoptée pour l'appareil final (figure II.12 et [43]). Les radiateurs liquides et gazeux choisis sont le fréon liquide ( $C_6F_{14}$ ) et l'isobutane ( $iC_4H_{10}$ ).

La résolution temporelle considérée est  $\Delta t = 8$  ns correspondant à l'électronique finale (*Lep Time Digitiser*). Le choix de  $\Delta t$  exige de prendre en considération les corrélations de signaux fils-bandes cathodiques jusqu'à 16 ns.

## 7.1 Limites de séparation

Les limites de séparation entre particules sont déterminées selon la façon exposée au Chapitre II [42].  $P_{sup}$  est la valeur supérieure de l'impulsion pour laquelle la quantité :

$$D = \frac{\theta_2 - \theta_1}{\sigma_m}$$

est égale à 4,2 ( $\theta_i$  est l'angle Cerenkov moyen pour chaque hypothèse de masse et nous choisissons  $\sigma_m$  comme la plus grande des incertitude sur les angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$ ).

Les variations de  $D$  avec l'impulsion pour les radiateur liquide et gazeux sont montrées sur la figure VII.1. Les domaines d'identification en impulsion sont donnés dans la table XX pour deux angles d'incidence des particules ( $\theta_p$  est l'angle de la particule par rapport à la direction de  $e^+e^-$ ) et pour les deux radiateurs. Ces valeurs ont été obtenues sans génération de bruit de fond uniforme ni de photoélectrons *feedback*.

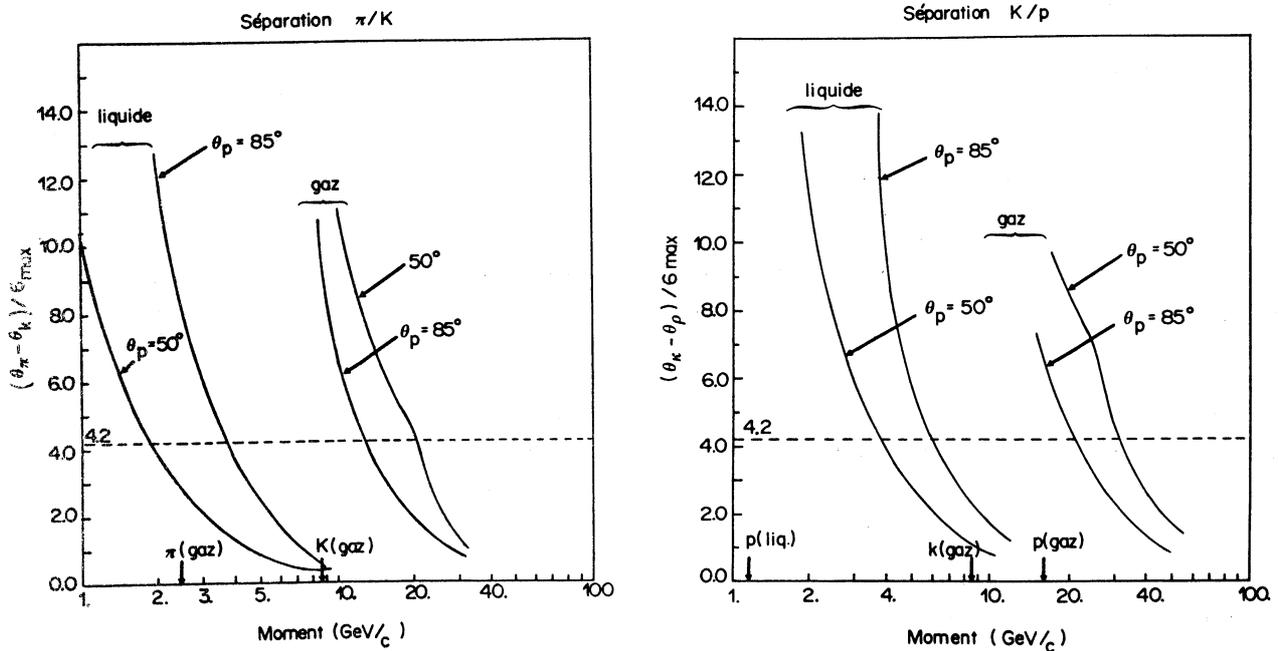


Fig. VII.1 :  $D = (\theta_2 - \theta_1) / \sigma_m$  ( $1,2 = \pi, K, p$ ) en fonction de l'impulsion des particules, pour les radiateurs liquide et gazeux, pour deux angles d'incidence ( $\theta_p = 50^\circ, 85^\circ$ , les flèches indique le seuil d'émission des particules).

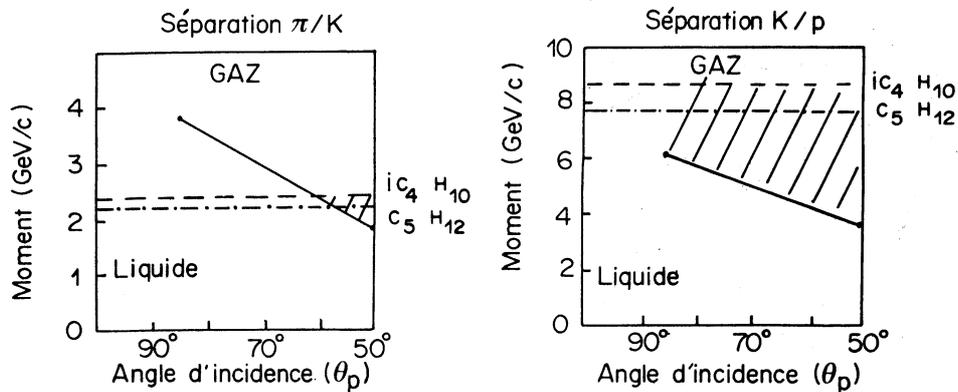
Table XX

Domaines de séparation en impulsion ( $D = (\theta_2 - \theta_1) / \sigma_m \geq 4,2$ ) pour deux angles d'incidence des particules.

radiateur	$\theta_p$ (d°)	$\pi/K$ (GeV/c)	K/p (GeV/c)
liquide (C <sub>6</sub> F <sub>14</sub> )	50	$P < 1,8$	$P < 3,6$
	85	$P < 3,8$	$P < 6,1$
gaz (iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> )	50	$2,4 < P < 20$	$8,6 < P < 30$
	85	$2,4 < P < 13$	$8,6 < p < 21$

Les valeurs inférieures de l'impulsion  $P_{inf}$  pour le radiateur gazeux sont celles données par le seuil d'émission de la particule la plus légère.

Si on reporte ces valeurs dans le plan  $(\theta_p, P)$  (figure VII.2) on constate que la zone dans laquelle la séparation K/p n'est pas satisfaisante est importante (cf Chapitre II). L'utilisation de l'isopentane ( $n(iC_5H_{12}) - 1 = 2,052 \cdot 10^{-3}$ ) comme radiateur gazeux réduirait l'importance de cette zone dont la surface demeure néanmoins importante. Toute perte de photoélectrons a pour conséquence une augmentation de la valeur de  $P_{inf}$  ( $P_{inf}$  est fonction de la probabilité de détection des photoélectrons).



**Fig. VII.2 :** Domaines de séparation dans le plan  $(\theta_p, P)$  à l'aide des deux radiateurs. La zone hachurée correspond au domaine où la séparation est peu efficace.

La différence observée entre  $P_{sup}(\theta_p = 85^\circ)$  et  $P_{sup}(\theta_p = 50^\circ)$  pour le radiateur gazeux provient essentiellement de trois faits :

- la distance de dérive des photoélectrons est plus grande pour  $\theta_p = 85^\circ$  que pour  $\theta_p = 50^\circ$ .
- le parcours de la trace de la particule dans le radiateur pour  $\theta_p = 50^\circ$  est plus importante que dans le cas où  $\theta_p = 85^\circ$ .
- pour  $\theta_p = 85^\circ$ , 2% de photoélectrons au voisinage de l'image sont issus de doubles réflexions des photons (figure VII.3). Ces doubles réflexions à  $\theta_p = 50^\circ$ , créent des photoélectrons éloignés de l'image. C'est une source de bruit de fond supplémentaire.

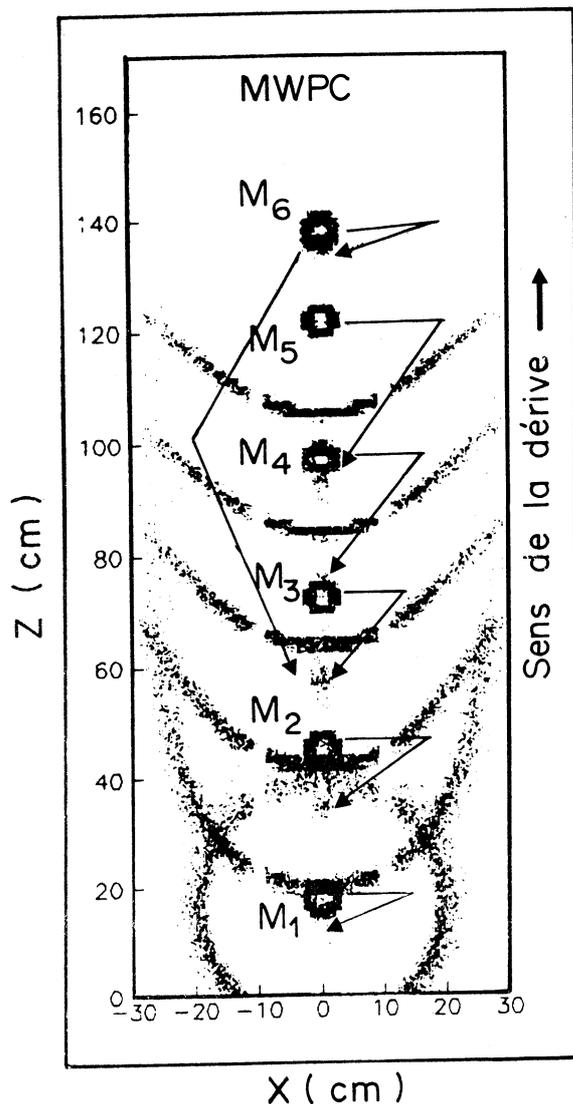
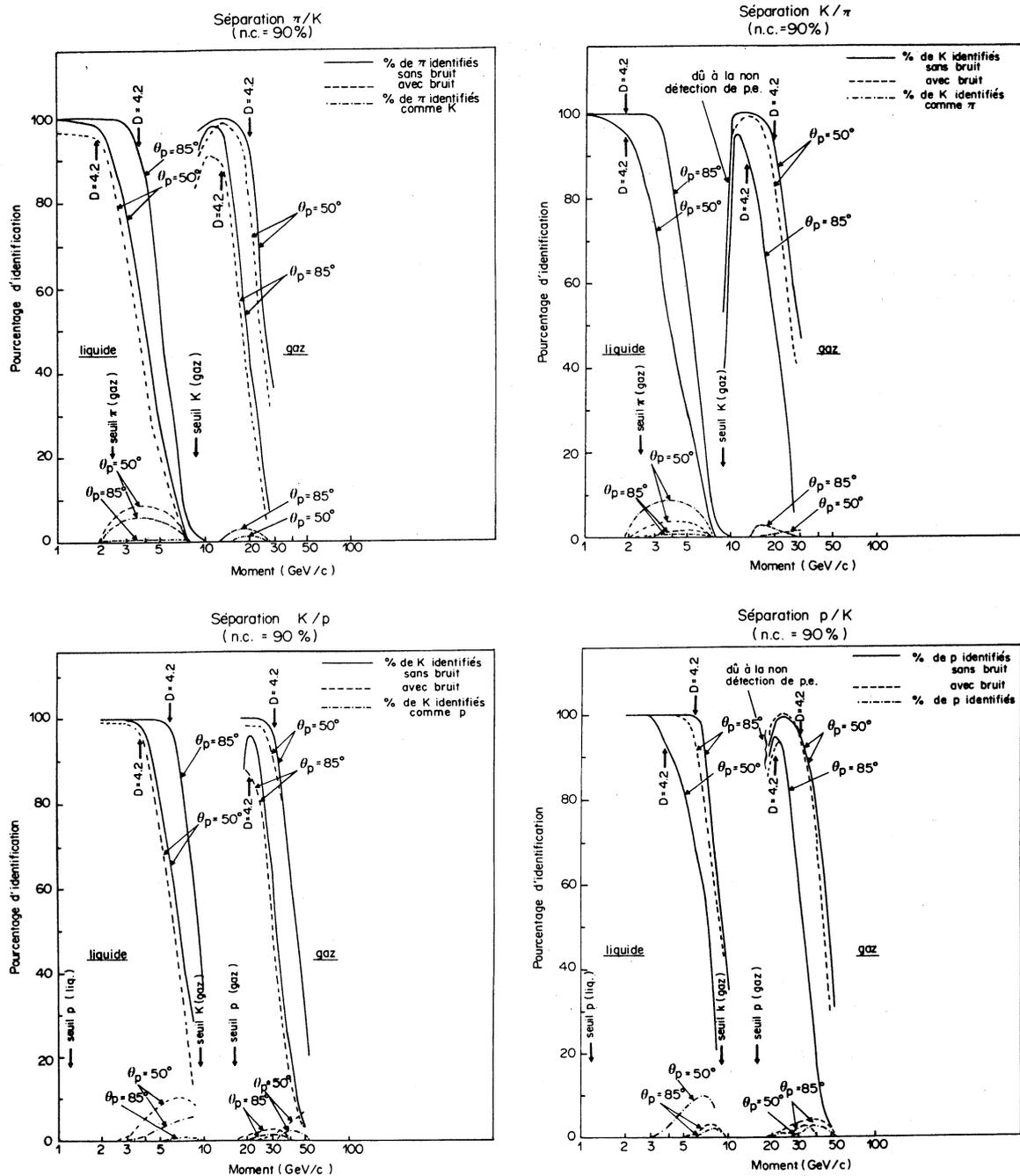


Fig. VII.3 : Images Cerenkov produites par  $150 \pi^-$  de  $10 \text{ GeV}/c$  passant par le point d'interaction ( $e^+e^-$ ) et par les 6 miroirs (figure II.12). Les flèches indiquent la provenance des photoélectrons produits par des photons ayant subi des doubles réflexions.

## 7.2 Séparation et identification des particules

Nous nous proposons de donner une autre définition de la limite de séparation en utilisant la méthode d'identification des particules exposée au Chapitre VI [42].

Pour ce faire, des images Cerenkov ont été générées par le passage des particules  $\pi$ ,  $K$  et  $p$  à différentes impulsions. Nous noterons  $(\pi, K)$  ou  $(K, \pi)$  les tests d'hypothèses de masse selon que la particule générée est respectivement un  $\pi$  ou un  $K$ . Les courbes de la figure VII.4 représentent le pourcentage d'identification  $P_I$  en fonction de l'impulsion pour  $\theta_p = 50^\circ$  et  $85^\circ$  avec et sans génération de bruit de fond (bruit uniforme et photoélectrons *feedback*) pour un niveau de confiance de  $n.c. = 90\%$ .



**Fig. VII.4 :** Pourcentage d'identification des particules à un niveau de confiance de 90% et mauvaises identifications au même niveau de confiance.

- (a) Séparation  $\pi/K$  (particule générée= $\pi$ ).
- (b) Séparation  $K/\pi$  (particule générée= $K$ ).
- (c) Séparation  $K/p$  (particule générée= $K$ ).
- (d) Séparation  $p/K$  (particule générée= $p$ ).

Les photoélectrons *feedback* constituent la contribution essentielle à la dégradation de  $P_I$ . Elle se manifeste principalement pour les images du radiateur gazeux.

Dans le cas où aucun électron n'est détecté, la méthode d'identification ne peut pas être appliquée. Pour attribuer une probabilité à chaque hypothèse, une bonne connaissance de tous les paramètres et du fonctionnement du détecteur s'impose. Dans le cas de la séparation  $K/\pi$  à l'aide du radiateur gazeux, la connaissance de la probabilité de ne pas détecter de photoélectron fait passer le pourcentage d'identification des kaons de 40% à 100% au voisinage du seuil d'émission des kaons (figure VII.4(b)).

Nous constatons que l'impulsion pour laquelle  $D = 4,2$  ne correspond pas à un pourcentage d'identification  $P_I$  constant. Nous proposons de définir comme limite de séparation  $P_{sup}$  l'impulsion pour laquelle :

$$P_I(\text{n.c.} = 90\%) = 90\%$$

Les valeurs des limites ainsi obtenues sont présentées dans la table XXI.

**Table XXI**

Domaines de séparation en impulsion où  $P_I(\text{n.c.} = 90\%) \geq 90\%$   
(*seuil* = séparation par effet de seuil).

	$\theta_p$	$\pi/K$ (GeV/c)		$K/\pi$ (GeV/c)	
		sans bruit	avec bruit	sans bruit	avec bruit
liq.	50	$P < 2,5$	$P < 2,2$	$P < 2,2$	$P < 2,2$
	85	$P < 3,8$	$P < 3,8$	$P < 3,7$	$P < 3,7$
gaz	50	$2,4 < P < 19,0$	$2,4 < P < 17,5$	$2,4 P < 20,5$	$2,4 P < 18,5$
	85	$2,4 < P < 13,0$	$2,4 < P < 8,6$ ( <i>seuil</i> ) $10,0 < P < 12,0$	$2,4 P < 13,5$	$2,4 P < 13,5$

	$\theta_p$	$K/p$ (GeV/c)		$p/K$ (GeV/c)	
		sans bruit	avec bruit	sans bruit	avec bruit
liq.	50	$P < 4,7$	$P < 4,5$	$P < 4,3$	$P < 4,3$
	85	$P < 7,0$	$P < 7,0$	$P < 7,1$	$P < 6,4$
gaz	50	$8,6 < P < 32,0$	$8,6 < P < 30,0$	$8,6 < P < 34,0$	$8,6 < P < 33,0$
	85	$8,6 < P < 16,3$ ( <i>seuil</i> ) $19,0 < P < 23,5$	$8,6 < P < 16,3$ ( <i>seuil</i> )	$8,6 < P < 24,0$	$8,6 < P < 23,0$

On observe ainsi certains domaines en impulsion dans lesquels la séparation des particules à l'aide du radiateur gazeux ne peut se faire avec une bonne probabilité. Ces domaines se situent juste au-dessus du seuil d'émission de la particule la plus lourde. La séparation K/p dans le cas où la particule générée est le kaon est difficile pour  $16,3 < P < 19,0$  GeV/c sans bruit de fond et pour  $P > 16,3$  GeV/c avec bruit de fond à cause de la mauvaise résolution de l'angle Cerenkov moyen du proton dans cette région. L'utilisation d'un radiateur gazeux d'indice plus élevé que celui de l'isobutane déplacerait ces domaines vers les basses impulsions.

Ces résultats montrent que la séparation  $\pi/K$  pour  $8,6 < P < 10,0$  GeV/c et  $K/p$  pour  $P > 16,3$  GeV est compromise.

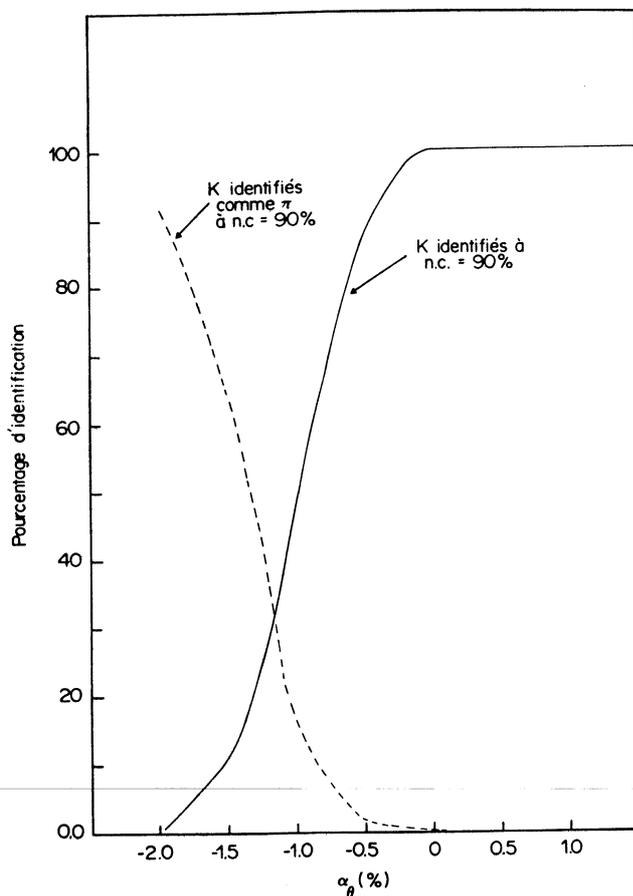


Fig. VII.5 : Pourcentage d'identification en fonction de  $\alpha_\theta = 1 - \theta_{réel}^K / \theta_{th}^K$ . Les particules générées sont des K de 3 GeV/c avec  $\theta_p = 85^\circ$ . On teste les hypothèses ( $\pi, K, p$ ) (aucun K n'est identifié comme étant un p).

Pour estimer l'influence d'un éventuel écart entre la valeur attendue de l'angle Cerenkov et celle observée (écart qui peut être dû à des effets que nous avons exposés au chapitre VI), nous avons généré à l'aide du programme de simulation, des images Cerenkov produites par des  $\pi$ , K et p. En suite, nous avons utilisé pour les tests d'hypothèses un angle

attendu différent de l'angle théorique. La figure VII.5 présente le pourcentage d'identification en fonction de l'écart relatif ( $\alpha_\theta$ ) entre l'angle théorique ( $\theta_{th}$ ) et l'angle observé réellement ( $\theta_{réel}$ ). Nous constatons qu'un écart de 2% est suffisant pour faire passer presque la totalité des K pour des  $\pi$ . Ceci montre, une fois de plus, la nécessité de calibrer le RICH expérimentalement en angle Cerenkov. Le nombre de photoélectrons attendu pour chaque hypothèse de masse intervenant dans la méthode d'identification, il est également nécessaire d'en avoir une calibration expérimentale.

### 7.3 Charges fractionnaires

La recherche expérimentale de charges fractionnaires a commencé depuis la proposition du modèle des quarks (q) par Gell-Man [44] et Zweig[45]. Dans ce modèle les hadrons sont décrits comme étant des états liés de fermions élémentaires à charge fractionnaire appelés quarks.

Pour expliquer l'existence de la résonance  $\Delta^{++}$ , décrite par ce modèle comme étant composée de trois quarks identiques (u), on a été amené à introduire le nombre quantique de couleur pour respecter le principe d'antisymétrisation de Pauli. De cette façon les hadrons apparaissent comme des états singulets de couleur. Aucun quark libre n'ayant été observé jusqu'à présent on postule qu'ils sont confinés à l'intérieur des hadrons et qu'aucune particule physique ne peut avoir de couleur. Plusieurs mécanismes de confinement ont été proposés.

Il existe aussi des modèles de quarks à charge entière qui n'ont eu aucune confirmation expérimentale probante. Par contre, les désintégrations de  $\rho^0$ ,  $\omega^0$  et  $\varphi$  en  $e^+e^-$  permettent d'évaluer la charge des quarks u, d et s[46] :

$$q_u = \frac{1}{2} \frac{\Gamma_{\omega^0}^{1/2} + \Gamma_{\rho^0}^{1/2}}{\Gamma_{\rho^0}^{1/2}}$$

$$q_d = \frac{1}{2} \frac{\Gamma_{\omega^0}^{1/2} - \Gamma_{\rho^0}^{1/2}}{\Gamma_{\rho^0}^{1/2}}$$

$$q_s = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Gamma_{\varphi}^{1/2}}{\Gamma_{\rho^0}^{1/2}}$$

Expérimentalement il a été obtenu [47] :  $q_u = +0,655 \pm 0,018$ ,  $q_d = -0,345 \pm 0,010$  et  $q_s = -0,403 \pm 0,11$ . Une autre preuve est aussi apportée par :

$$R \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum q_i^2$$

où la somme est effectuée sur tous les quarks compte-tenu de l'énergie disponible. Pour une énergie de 10 GeV la mesure de R est en accord avec la prédiction  $R=10/3$ .

La table XXII donne la charge et la masse effective des quarks telles qu'elles sont considérées aujourd'hui.

**Table XXII**

Charge et masse effective des quarks

quark	u	d	s	c	b	t
charge (e)	2/3	-1/3	-1/3	2/3	-1/3	2/3
masse (GeV)	0,3	0,3	0,5	1,6	5,0	> 30,0

Le confinement des quarks n'ayant pas encore été démontré théoriquement par la chromodynamique quantique (QCD), il nous est loisible de supposer que les charges fractionnaires libres existent. Dans cette hypothèse un certain nombre de questions se posent comme : pourquoi ces objets n'ont-ils pas encore été observés? l'existence de quarks libres est-elle compatible avec la physique déjà explorée etc. . .

On ne peut pas parler de charges fractionnaires libres sans parler de monopoles magnétiques. En effet les deux notions sont liées. L'existence de charges électriques libres rend les équations de Maxwell asymétriques par rapport à l'électricité et le magnétisme. Pour les symétriser il est nécessaire d'introduire des charges magnétiques (monopoles).

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= 4\pi\rho_e & \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{J}_e + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 4\pi\rho_m & \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -\frac{4\pi}{c} \vec{J}_m - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{aligned}$$

A la force de Lorentz :  $\vec{F}_e = e \vec{E} + \frac{V}{c} \wedge \vec{B}$  correspond la force :  $\vec{F}_g = g \vec{H} - \frac{V}{c} \wedge \vec{D}$  où  $e$  est la charge électrique et  $g$  la charge magnétique libre si elle existe.

Dirac a montré que la plus petite charge magnétique qui puisse exister est :

$$g_D = \frac{\hbar}{2} / q_e = 68,5 / q_e$$

où  $q_e$  est la plus petite charge électrique.

La masse  $M_D$  de ce monopole est proportionnelle à  $g_D^2$ . Si  $q_e = e$  est la charge de l'électron, on obtient :

$$M_D \sim 2,5 \text{ GeV}$$

Si la charge fractionnaire  $\frac{1}{3}$  existe ( $q_e = \frac{1}{3} e$ ) la charge minimale magnétique est alors égale à  $3g_D$  et la masse correspondante du monopole serait  $\sim 22 \text{ GeV}$ . L'observation d'un tel monopole conforterait l'existence de particules à charge électrique fractionnaire.

### 7.3.1 Recherche de charges fractionnaires

Les recherches effectuées dans ce domaine ont été menées de façon indépendante des théories existantes. Ces recherches reposent généralement sur les hypothèses suivantes :

- a) Les quarks ont une charge électrique fractionnaire.
- b) Ils sont plus lourds que les nucléons. Si leur masse était inférieure à environ 10 GeV, ils auraient dû être observés dans les expériences auprès des accélérateurs.
- c) Ils peuvent être produits si une énergie suffisante est disponible, par dissociation de hadrons énergétiques ou par paires.

Trois sources de charges fractionnaires sont disponibles :

#### a) Matière stable

La recherche de charges fractionnaires dans la matière stable est basée sur la stabilité d'au moins un quark. Cette stabilité est assurée si les quarks ont une charge fractionnaire et si la conservation de la charge est respectée. Dans ce cas des quarks isolés seraient restés à l'état libre depuis le Big Bang ou bien des quarks produits par le rayonnement cosmique se seraient accumulés à la surface de la terre depuis des millénaires. Les techniques utilisées pour leur détection ressemblent essentiellement à celles utilisées par Millikan pour la mesure de la charge de l'électron.

#### b) Rayonnement cosmique

Les expériences dans ce domaine utilisent principalement pour l'identification des particules, la perte d'énergie par ionisation proportionnelle au carré de la charge, et le retard d'arrivée observé entre particules légères et lourdes produites au même moment (pour la détection de quarks libres lourds).

#### c) Accélérateurs

La détection de quarks libres dans ces expériences est basée sur les méthodes suivantes :

- a) Mesure de la perte d'énergie par ionisation ( $dE/dx$ )
- b) Mesure du temps de vol (TOF)

c) Recherche d'événements "hyperénergétiques"

La mesure de  $dE/dx$  peut être faite par des scintillateurs ou par une TPC (*Time Projection Chamber*) telle que celle de DELPHI.

L'identification par mesure du temps de vol (TOF) est efficace pour des particules lourdes.

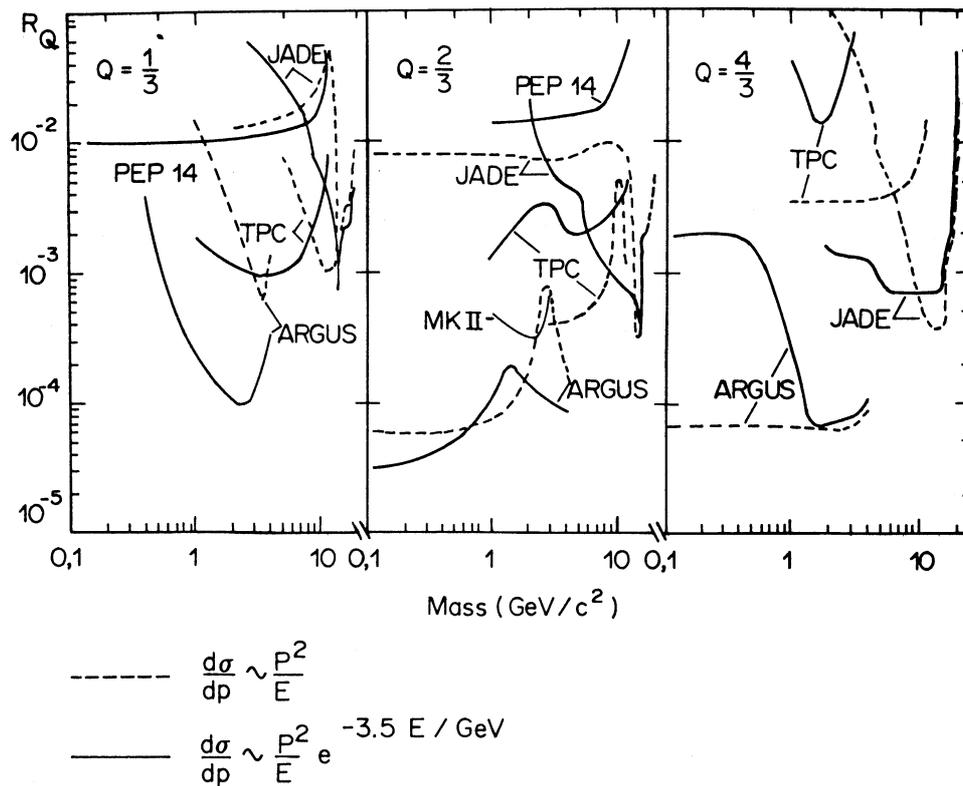


Fig. VII.6 : Limites expérimentales de production de quarks de charge  $\pm 1/3, \pm 2/3, \pm 4/3$

L'observation d'événements dans lesquels l'énergie des particules mesurée dépasse l'énergie (des faisceaux) mise en jeu peut être considérée comme étant la signature d'un quark libre. En effet, les compteurs de traces ne peuvent donner que le moment apparent  $P_a$  des particules traversant le détecteur. Ce moment est lié au vrai moment par la relation :

$$P = |q| P_a$$

où  $q$  est la charge de la particule. Pour les particules habituelles ( $q = \pm 1$ ) les deux moments coïncident. Dans le cas d'une particule à charge fractionnaire ( $q = \pm 1/3, \pm 2/3$ ) on lui

attribuera une impulsion plus grande que son impulsion réelle. Pour ce genre de mesure on doit avoir des détecteurs à grande acceptance angulaire pour la détection de toutes les particules. Il faut avoir une bonne calorimétrie pour la mesure de l'énergie des particules neutres et une bonne mesure de l'impulsion de chaque particule.

Aucune expérience jusqu'à présent n'a donné de candidats sérieux de quarks libres, mais chacune d'entre-elles a permis de donner une limite supérieure de production (figure VII.6).

Une autre possibilité de détection de charges fractionnaires que nous allons étudier dans ce chapitre est l'identification par imagerie Cerenkov.

Les quatre méthodes de détection de quarks citées plus haut sont d'ailleurs applicable à l'expérience DELPHI.

### 7.3.2 Modèles de quarks déconfinés

Avant de voir comment le RICH de DELPHI peut être utilisé pour la recherche de particules à charge fractionnaire, quelques-uns des rares modèles prévoyant l'existence de ces objets à l'état libre sont présentés.

#### QUARKS "BLANCS" [48]

Si une charge ponctuelle au repos est placée dans un métal, la concentration électronique au voisinage de cette charge est perturbée de façon à annuler le champ électrique de celle-ci. De cette manière cette charge est cachée par effet d'écran par le nuage électronique.

Un effet semblable serait la cause de la non-observation de quark. La charge de couleur d'un quark libre serait neutralisée par les autres quarks et ainsi aucun état de charge fractionnaire ne pourrait exister (confinement).

Cependant, la charge de couleur des quarks pourrait être masquée par la polarisation du vide sans pour autant masquer sa charge électrique. Par conséquent, on peut imaginer qu'il existe des particules libres à charge et nombre baryonique fractionnaires mais sans couleur qu'on peut appeler des quarks "blancs".

La section efficace hadronique des quarks blancs est estimée être de l'ordre de  $10^{-3}$  fois celle des hadrons ce qui rend leur détection par calorimétrie difficile.

#### QUARKS A MASSE INDETERMINEE (IMP) [49,50]

Si les quarks sont confinés, ils n'apparaissent pas comme des états asymptotiques de la chromodynamique quantique. Par conséquent, le propagateur du quark n'a pas de pôle isolé

et le propagateur habituel  $1/(k^2 - m^2)$  serait remplacé par des termes du type :

$$\log\left(\frac{k^2}{m^2}\right), \sqrt{k^2 - m^2}, \dots$$

qui ne sont définis que dans une partie de l'espace du quadrimoment et de cette façon la phase de confinement est aussi préservée. Une telle situation a été trouvée dans des propagateurs de bosons dans la théorie quantique relativiste des champs [50,51].

Ces objets sont considérés comme étant la superposition d'un nombre infini de niveaux d'énergie dans lesquels ils peuvent se trouver à tout moment. Ainsi ils n'auront pas de masse bien définie et leur fonction d'onde dépendra du temps.

De telles particules sont appelées des particules à masse indéterminée (IMP) et elles sont supposées avoir les propriétés suivantes :

- i) Il semble que les IMP ont une grande dimension et comme on peut difficilement croire qu'elles sont nées grandes on considère que leur dimension croît indéfiniment avec le temps. Ceci garantit l'absence d'états asymptotiques.
- ii) La distribution de masse  $\rho(m)$  est nulle si la masse  $m$  est inférieure à une certaine valeur  $m_0$ .
- iii) Elles ont des propriétés électromagnétiques normales.

Si la charge des IMP est répartie uniformément dans tout leur volume, elles paraîtraient à partir d'une certaine dimension comme étant électriquement neutres.

#### MODELE DE RUJULA, GILES ET JAFFE : QUARKS A APPETIT [49,52]

Si la symétrie de la théorie QCD n'est pas brisée, il existe seulement des hadrons singulets de couleur. La stratégie de ce modèle est de permettre l'existence de gluons et de quarks déconfinés avec une altération minimale de QCD. Ceci est obtenu par brisure spontanée de la symétrie de jauge locale  $SU(3)_{\text{couleur}}$  et en respectant la symétrie globale. Ce mécanisme permet d'avoir des termes de masse pour les gluons (porteurs de l'interaction forte) dans le lagrangien et respecte la renormalisabilité de la théorie.

Pour générer une masse commune pour les huit gluons  $A_\alpha^a$  on utilise un mécanisme de Higgs spécifique faisant apparaître dans le lagrangien total des termes du type :

$$L_\mu = \frac{1}{2} \mu^2 A_\alpha^a A^{a\alpha} \quad (a, \alpha = 1, \dots, 8)$$

Le paramètre  $\mu$  est nul dans la théorie standard; sa valeur indique le degré de brisure de la symétrie de jauge locale.

Les masses prédites par ce modèle pour les quarks et les gluons sont :

$$M_q = \frac{1}{2\pi\alpha'\mu} + O(\mu^{1/3}) \quad (\sim 10 \text{ GeV pour } \mu = 18 \text{ MeV})$$

$$M_g = \frac{3}{2} M_q + O(\mu^{1/3})$$

avec  $\alpha' = 0,88 \text{ GeV}^{-2}$ . On voit que quand  $\mu$  tend vers zéro les masses des quarks et des gluons libres divergent en  $\mu^{-1}$  et dans ce cas ils retombent dans l'état du confinement.

Si les hadrons sont considérés comme étant des sacs à l'intérieur desquelles se déplacent les quarks et les gluons, le rayon des quarks est estimé être :

$$\rho_q \sim O(\mu^{-1/3})$$

Compte tenu du fait que la section efficace des interactions électromagnétiques d'une particule chargée est plus grande que celle des particules sans charge électrique, on est amené à penser qu'une particule libre ayant une charge électrique et une charge de couleur, aurait une section efficace correspondante encore plus grande. Si la masse des quarks est d'environ 10 GeV ce modèle prédit que leur rayon serait de l'ordre de 2,8 F (plus gros que les baryons). Ces deux dernières remarques conduisent à penser que les quarks et les gluons absorberaient des baryons se trouvant à leur voisinage ( $q+N \rightarrow (qN) + \pi\pi\pi \dots$ ). Le nombre maximal de baryons pouvant être absorbé, compte tenu du principe de Pauli est appelé "appétit"  $A_q$ . L'appétit des quarks est considéré être de l'ordre de :

$$A_q \sim \frac{M_q}{m_N}$$

où  $m_N$  est la masse des nucléons. La section efficace de ce processus est estimée être :

$$\frac{\sigma_{tot}(qp)}{\sigma_{tot}(pp)} \sim \frac{1}{4} \left[ 1 + \left( 2 \frac{M_q}{m_N} \right)^{1/3} \right]^2$$

$$\sim 3,6 \text{ pour } M_q = 10 \text{ GeV}$$

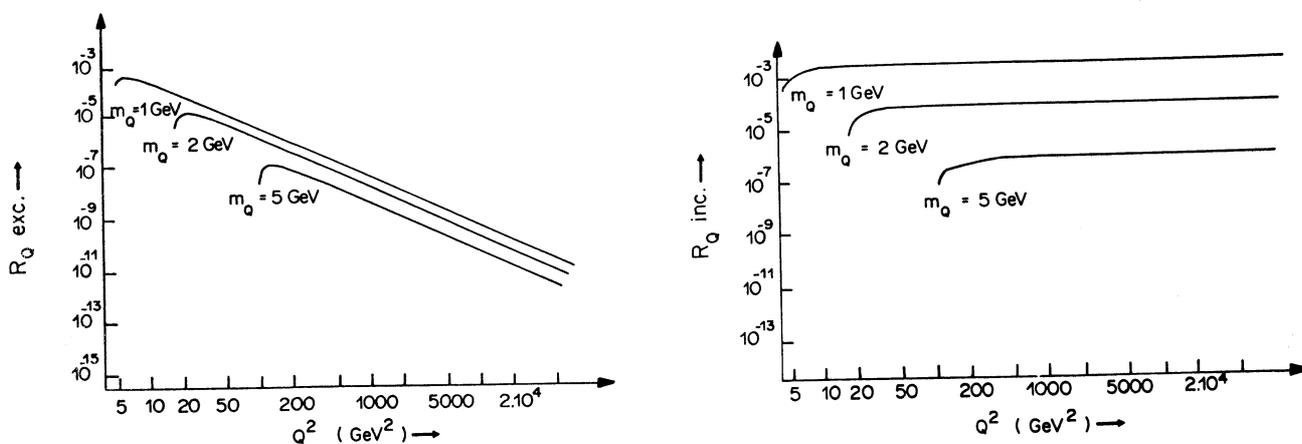
$$\Rightarrow \sigma_{tot}(qp) \sim 145 \text{ mb}$$

Comme le rayon  $\rho_q$  des quarks libres est supposé grand, on s'attend à ce qu'ils aient des facteurs de forme non ponctuels. Si on assimilait les quarks libres à des sphères uniformément chargées de rayons  $\rho_q$ , leur facteur de forme serait :

$$F_q(q^2) \sim \frac{1}{\left( 1 + \frac{q^2 \rho_q^2}{10} \right)^p}$$

où  $p$  est un facteur indéterminé. Les cas  $p=1$  (facteur de forme du monopole) et  $p=2$  conduisent aux prédictions de la figure VII.7 pour la production exclusive de paires  $q\bar{q}$  libres.

$$\begin{aligned}
R_q^{exc} &= \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \\
&\sim e_q^2 \left(1 - \frac{4M_q^2}{q^2}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{q^2\rho_q^2}{10}\right)^{-2p} \\
&\sim 10^{-9} \text{ pour } M_q = 1 \text{ GeV } e_q = 2/3, q = 100 \text{ GeV et } p = 1
\end{aligned}$$



**Fig. VII.7 :** Section efficace de productions exclusive et inclusive de quarks, prédites par le modèle de quarks à "appétit".

Compte-tenu de la table II (Chapitre I) à LEP le taux de production annuel d'événements  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  serait de  $10^{-5}$  événements ce qui rend ce processus inobservable.

La section efficace de la production inclusive est donnée par :

$$\begin{aligned}
R_q^{inc} &= \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q} X)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \\
&\sim e_q^2 \left(1 - \frac{4M_q^2}{q^2}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{4M_q^2\rho_q^2}{10}\right)^{-2p}
\end{aligned}$$

Les courbes de la figure VII.7 montrent que  $R_q^{inc} > R_q^{exc}$  et que des quarks libres pourraient être observés au pic de  $Z^0$  pour  $M_q > 5 \text{ GeV}$ .

## AUTRES IDEES [53,54]

La théorie aurait une phase confinante à basse température et basse densité, tandis qu'à haute température et haute densité il pourrait y avoir une transition vers un plasma de quarks-gluons non confinés. Malheureusement, pour mettre en évidence ces quarks déconfinés l'obligation de les faire traverser des régions moins chaudes fait qu'ils tombent de nouveau dans la phase de confinement.

L'échange d'un gluon entre quark et antiquark conduit à un potentiel croissant linéairement avec la distance de séparation  $r$ . L'idée de l'échange de multigluons avancée par Arbutov permettrait de faire décroître le potentiel en  $1/r$  à partir d'une certaine valeur  $r_0$  (figure VII.8).

La limite inférieure de la hauteur de la barrière de potentiel est estimée à  $\sim 8$  GeV à la suite de la non-observation de quarks à PETRA. En tenant compte du spectre du charmonium on peut aussi donner :

$$r_0 > 10^{-12} \text{ cm}$$

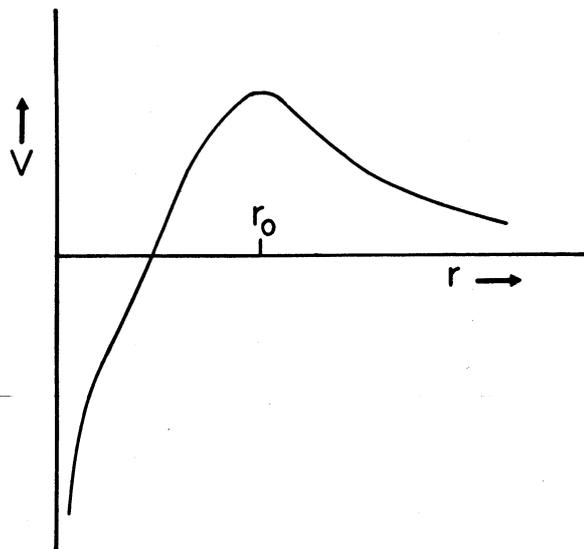


Fig. VII.8 : Energie potentielle entre quarks.

### 7.3.3 Observation de charges fractionnaires dans le Barrel RICH

Comme le nombre de photons Cerenkov émis dans un radiateur est proportionnel au carré de la charge de la particule on peut utiliser cette information pour signer le passage d'une particule à charge fractionnaire par notre identificateur.

Les quarks à masse indéterminée (IMP), compte-tenu de la variation de leur masse en fonction du temps donneraient des images ayant la forme de disques au lieu d'anneaux. Cette signature ne sera pas très claire dans le Barrel RICH à cause des différents bruits de fond comme ceux que nous avons déjà étudiés auxquels s'ajoute la présence d'autres images. Il faut aussi que ces quarks conservent leurs propriétés électromagnétiques jusqu'à leur arrivée dans le Barrel RICH (distance  $> 123$  cm).

L'observation de quarks à charge  $\pm 1/3$  ou  $\pm 2/3$  est rendue également difficile dans le RICH à cause du faible nombre de photons Cerenkov qu'ils produisent. Par contre, elle est réalisable à l'aide de la TPC par la mesure de  $dE/dx$  et dans les régions loin du signal des particules  $e, \mu, \pi, K$  et  $p$  (figure VII.9).

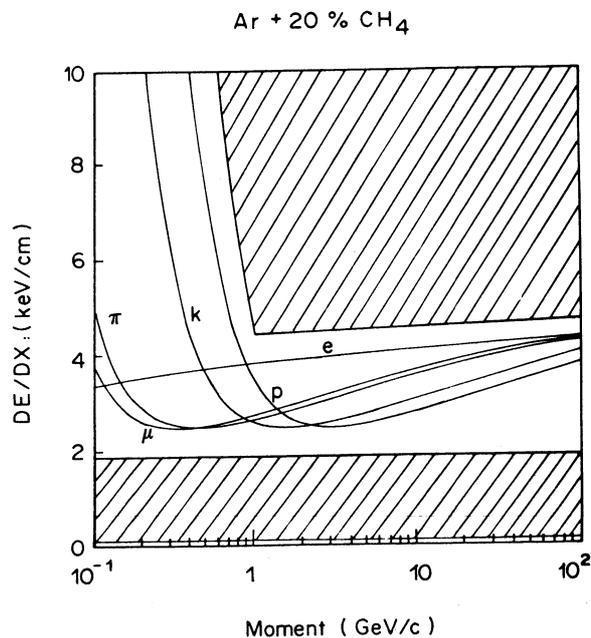


Fig. VII.9 : Perte d'énergie par ionisation dans le mélange  $Ar + 20\%CH_4$  ainsi que zones de recherche de nouvelles particules (surfaces hachurées).

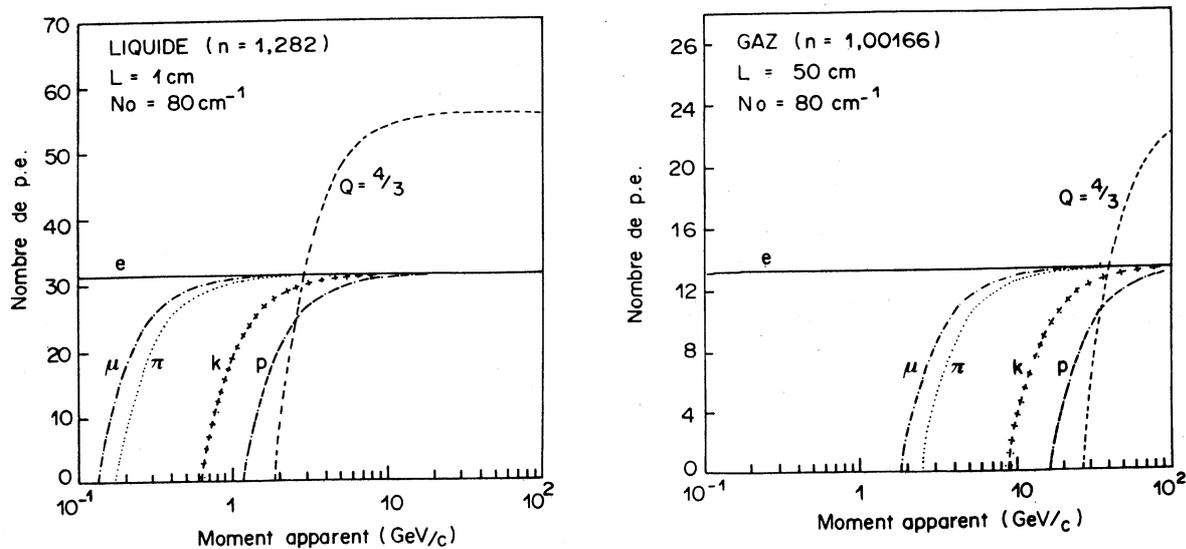
La possibilité de détecter des quarks à appétit par le Barrel RICH est étudiée. En effet, comme la charge de ces particules serait supérieure à celle des particules ordinaires ( $\frac{4}{3}, \frac{5}{3}, \dots$ ) elles donneraient un nombre de photons Cerenkov appréciable. Pour ne pas être gêné par le signal protonique on ne considérera que les quarks dont la masse est supérieure à 2 GeV (on peut difficilement imaginer des quarks à appétit avec une masse inférieure à 2 GeV puisque ces particules absorbent des baryons).

La figure VII.10 présente la variation de l'angle Cerenkov et le nombre de photoélectrons détectés par un détecteur de  $N_0 = 80 \text{ cm}^{-1}$  en fonction du moment apparent  $P_a$  ( $P = qP_a$ ) pour les particules ordinaires et des quarks de masse 2 GeV et de charge  $\pm \frac{4}{3}$ .

Le seuil d'émission de photons Cerenkov dans le Barrel RICH d'une particule avec  $m=2 \text{ GeV}$  et  $q = \frac{4}{3}$  est :

$$P_a^s \simeq 2 \text{ GeV}/c \text{ pour le radiateur liquide}$$

$$\simeq 26 \text{ GeV}/c \text{ pour le radiateur gazeux}$$



**Fig. VII.10 :** Nombre de photoélectrons observé par un RICH de  $N_0 = 80 \text{ cm}^{-1}$  pour les particules  $e, \mu, \pi, K, p$  et quarks de charge  $4/3$  et de masse 2 GeV, en fonction du moment apparent (pour le radiateur liquide  $C_6F_{14}$  et le radiateur gazeux  $iC_4H_{10}$ ).

Pour déterminer les limites de séparation entre un tel quark et un proton nous avons procédé de la même façon que pour la séparation des particules  $\pi, K$  et  $p$ . Les courbes des

figures VII.11 et VII.12 présentent :

$$D = \frac{\theta_p - \theta_q}{\sigma_m}$$

et celle du pourcentage d'identification  $P_I$  en fonction de l'impulsion apparente (tables XXIII, XXIV et figure VII.12).

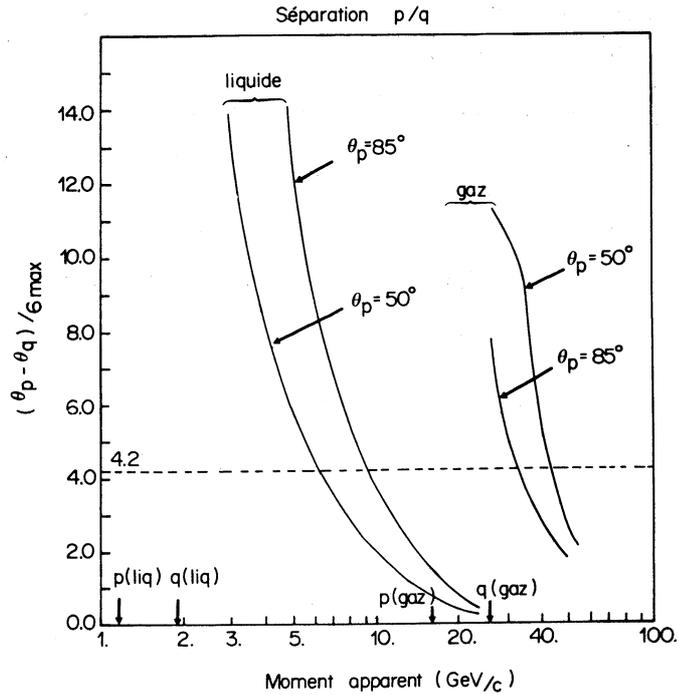


Fig. VII.11 :  $D = (\theta_q - \theta_p) / \sigma_m$  en fonction du moment apparent.

**Table XXIII**

Domaines de séparation en impulsion ( $D = (\theta_p - \theta_q) / \sigma_m \geq 4,2$ ).

radiateur	$\theta_F$ (d°)	p/q (GeV/c)
liquide (C <sub>6</sub> F <sub>14</sub> )	50	1,9 < P <sub>a</sub> < 6,0
	85	1,9 < P <sub>a</sub> < 9,4
gaz (iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub> )	50	26,2 < P <sub>a</sub> < 44
	85	26,2 < P <sub>a</sub> < 32

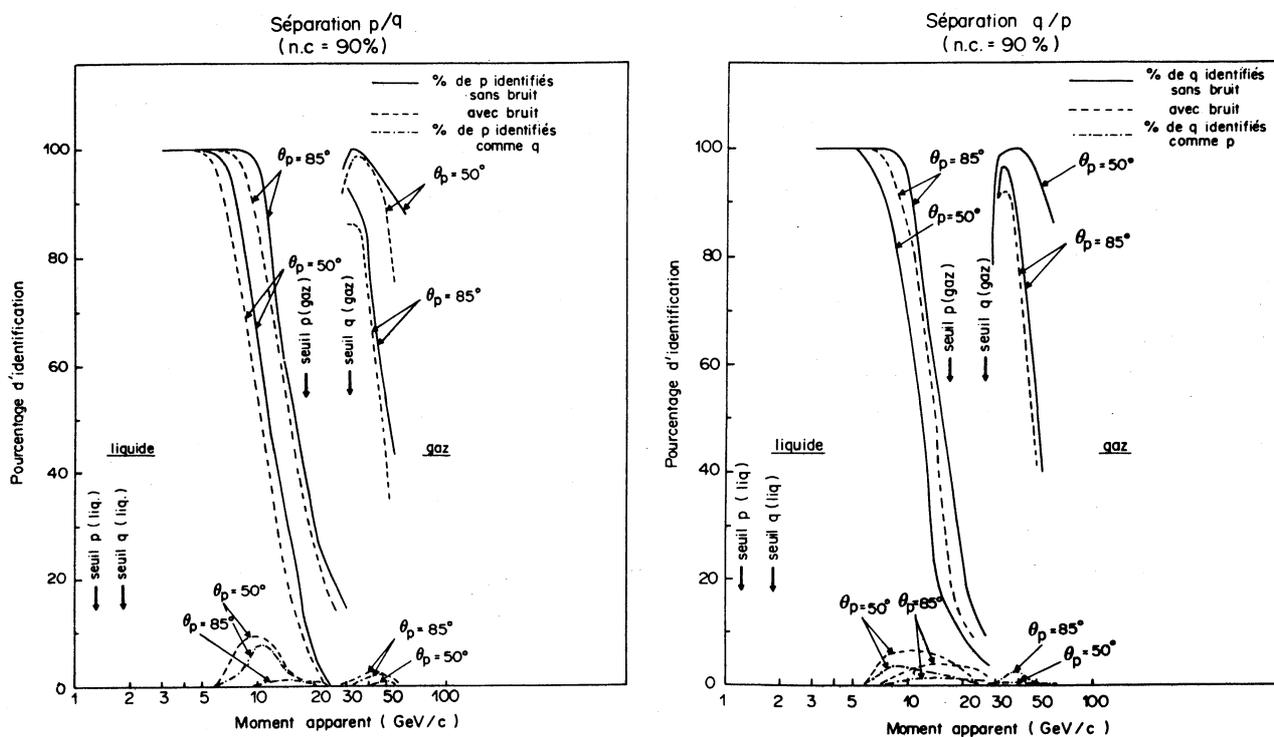


Fig. VII.12 : Pourcentage d'identification des particules p et q (charge=4/3 et  $m_q=2$  GeV) à un niveau de confiance de 90%.

Table XXIV

Domaines de séparation en impulsion ( $P_I(n.c. = 90\%) = 90\%$ ).

	$\theta_p$	p/q (GeV/c)		q/P (GeV/c)	
		sans bruit	avec bruit	sans bruit	avec bruit
liq.	50	$1,9 < P_a < 7,6$	$1,9 < P_a < 7,3$	$1,9 < P_a < 7,1$	$1,9 < P_a < 7,1$
	85	$1,9 < P_a < 11,0$	$1,9 < P_a < 9,3$	$1,9 < P_a < 10,3$	$1,9 < P_a < 9,0$
gaz	50	$26,2 < P_a < 58,0$	$26,2 < P_a < 45,0$	$26,2 < P_a < 56,0$	$26,2 < P_a < 56,0$
	85	$26,2 < P_a < 33,0$	—	$26,2 < P_a < 37,0$	$26,2 < P_a < 35,0$

$P_{inf}$  correspond au seuil d'émission du quark.

La séparation p/q se fera principalement à l'aide des images du radiateur liquide et jusqu'à une impulsion apparente de  $\sim 9$  GeV/c. La plage de séparation est au moins 2 GeV/c plus étendue que celle de la séparation K/p. Ceci est principalement dû à la charge fractionnaire  $\frac{4}{3}$  du quark.

Entre cette limite et  $\sim 26$  GeV/c, il existe une zone où la séparation est impossible. A partir de 26 GeV/c et jusqu'à  $\sim 50$  GeV/c la séparation se fera par les images du radiateur gazeux.

Comme nous l'avons dit, ces particules n'ayant pas encore été observées, la réponse du RICH ne sera peut-être pas suffisante pour conclure. Il faut au moins corrélérer cette réponse à la mesure de dE/dx faite par la TPC. Dans le cas où ces deux réponses seraient positives et qui plus est contenues dans un événement "hypoénergétique" nous pourrions conclure à l'existence de quarks libres à appétit.

## CONCLUSION

La réalisation et la mise en oeuvre du prototype du Barrel RICH de DELPHI ont démontré la faisabilité de cette technique d'identification des particules. Elles ont permis de résoudre ou de mieux comprendre un grand nombre de problèmes. Dans ce cadre, notre contribution a principalement porté sur l'étude de la résolution sur l'angle Cerenkov mesuré et des facteurs qui peuvent contribuer à sa dégradation.

Rappelons qu'une longueur d'absorption des photoélectrons dans le gaz de dérive de l'ordre de 10 mètres a été mesurée. Ce résultat a été obtenu après une procédure de lavage purificateur du TMAE à l'eau distillée et déionisée, en substituant à une distribution longitudinale une distribution transversale du gaz de dérive composé d'un mélange méthane-éthane [38]. Pour le mélange  $\text{CH}_4 + (0,25) \text{C}_2\text{H}_6$  et TMAE ( $15^\circ\text{C}$ ), nous avons mesuré le coefficient de diffusion longitudinale  $\sigma_l = 179 \pm 4 \mu\text{m.cm}^{-1/2}$  avec une vitesse de dérive des électrons  $V_d = 6,30 \text{ cm.}\mu\text{s}^{-1}$  dans un champ électrique de  $0,58 \text{ kV.cm}^{-1}.\text{atm}^{-1}$ .

Le choix d'une chambre de détection proportionnelle à tubes pour les tests du prototype a été guidé par l'obtention dans une telle configuration d'un excellent couplage anode-cathode assurant une bonne efficacité cathodique pour des tensions de fonctionnement peu élevées. Pour un gain du détecteur de  $2,4 \cdot 10^5$ , l'efficacité de cathode mesurée est de 92%. Le rapport de la charge cathodique sur la charge anodique est égal à 0,78 indépendamment du gain du détecteur. Nous avons montré que le taux mesuré de production des photoélectrons *feedback*  $\alpha = 0,02 \text{ fC}^{-1} = 3,2 \cdot 10^{-6}$  photoélectron *feedback*/ électron de l'avalanche entraîne une dégradation de 29% de la résolution sur la coordonnée mesurée à l'aide des cathodes (1,6 mm au lieu de 1,24 mm). Pour la tension de fonctionnement  $U_c = -1,650 \text{ kV}$ , la valeur du produit  $\alpha g$  de l'ordre de 1 conduit à une instabilité du comportement du détecteur. Cette limite, proche de la valeur nominale de fonctionnement  $U_c = -1,625 \text{ kV}$ , révèle une des difficultés de ce type de détecteur. Néanmoins, pour s'affranchir des effets néfastes provoqués par le fonctionnement du détecteur en milieu photosensible, une solution possible consiste à séparer les alimentations en gaz du détecteur et du volume à dérive. De cette façon, le détecteur se trouve isolé du mélange photoionisant et le processus de l'avalanche peut se développer dans un mélange gazeux exempt de TMAE [19].

Tous les tests que nous avons accomplis ont montré l'importance des distorsions entraînées par les effets de charge d'espace et de surface. L'interdiction du transfert des photoélectrons de l'espace de dérive vers la zone d'amplification par blocage des chambres de détection a permis de réduire d'un facteur  $10^{-3}$  la charge d'espace créée par les ions positifs dans l'espace de dérive. Dans ces conditions, l'effet de charge d'espace se situe à un niveau négligeable. En effet, nous avons montré qu'en présence du blocage des chambres la variation de la résolution sur l'angle Cerenkov en fonction de la distance de dérive est parfaitement compatible avec la contribution de la diffusion des électrons que nous avons mesurée. Il subsiste pour autant des effets localisés 10 à 15 mm près des bords latéraux des tubes à dérive. Ces distorsions sont dues au dépôt de charges sur la surface du kapton utilisé comme support des

équipotentielles. Ceci suggère de proposer un détecteur pour lequel les surfaces latérales des volumes de dérive soient réduites au maximum ainsi que les espaces morts entre tubes à dérive [19].

Les résultats expérimentaux accumulés pendant quatre années de fonctionnement du prototype Barrel RICH ont servi de données de départ à un programme de simulation complet de cet appareil. Les facteurs de mérite  $N_0 = 53,3 \text{ cm}^{-1}$  et  $N_0 = 77,1 \text{ cm}^{-1}$  respectivement mesurés pour le radiateur liquide  $\text{C}_6\text{F}_{14}$  et le radiateur gazeux  $\text{iC}_4\text{H}_{10}$ , sont en accord avec ce qu'on peut estimer étant données les transparences mesurées des différents milieux, l'efficacité quantique du TMAE et la réflectivité des miroirs. Pour ce qui concerne la résolution sur l'angle Cerenkov, ce programme de Monte-Carlo a montré que la contribution des photoélectrons *feedback* à sa dégradation est de l'ordre de 0,5 mrad pour les images du Cerenkov liquide. Malgré les difficultés rencontrées lors de la détermination de la résolution et liées à notre méconnaissance de la position géométrique du détecteur par rapport au faisceau, nous pouvons affirmer que les performances du prototype  $\sigma_c = 4,6 \text{ mrad}$  (gaz),  $\sigma_c = 11,5 \text{ mrad}$  (liquide pour une incidence normale) sont conformes à celles attendues compte-tenu des diverses contributions.

L'ensemble des résultats obtenus ont dépassé nos espérances et nous permettent de conclure que la technique du RICH pour de longues dérives est à présent bien maîtrisée.

Il reste cependant regrettable, qu'à la suite de l'interruption de nos travaux, qu'un certain nombre de solutions proposées n'aient pas pu être expérimentées et que quelques questions encore incomplètement élucidées n'aient pas pu bénéficier d'un complément d'étude.

## APPENDICE

### Programme de simulation Monte-Carlo du Prototype Barrel RICH

Pour une meilleure compréhension des résultats de l'analyse des données du prototype un programme de simulation Monte-Carlo a été écrit à partir de celui proposé par P. Baillon pour le Barrel RICH [7]. Ce programme a été développé parallèlement à l'analyse de façon à tenir compte de tous les paramètres mesurés.

La structure du programme est représentée schématiquement par la figure A.1.

La plupart des constantes utilisées dans ce programme proviennent de notre travail. La détermination de la plupart d'entre-elles est exposée dans les différents chapitres.

#### 1. Initialisation

Sont définis au début du programme :

- la géométrie du détecteur
- les caractéristiques des particules (masse, impulsion, direction et un point de passage)
- caractéristiques des fluides (transparence, efficacité quantique, indice de réfraction, diffusion, vitesse de dérive)
- caractéristiques des chambres de détection et de la chaîne électronique (gain, couplage anode-cathode, temps mort, seuil, time-bin).

Il est possible de simuler indifféremment le rayonnement Cerenkov lors du passage de la particule dans :

- le radiateur liquide
- le radiateur gazeux
- la fenêtre de quartz du radiateur liquide
- le gaz situé entre le radiateur et le volume de dérive
- la fenêtre de quartz du volume de dérive face au radiateur liquide.

Le référentiel utilisé est celui défini dans la figure A.2.

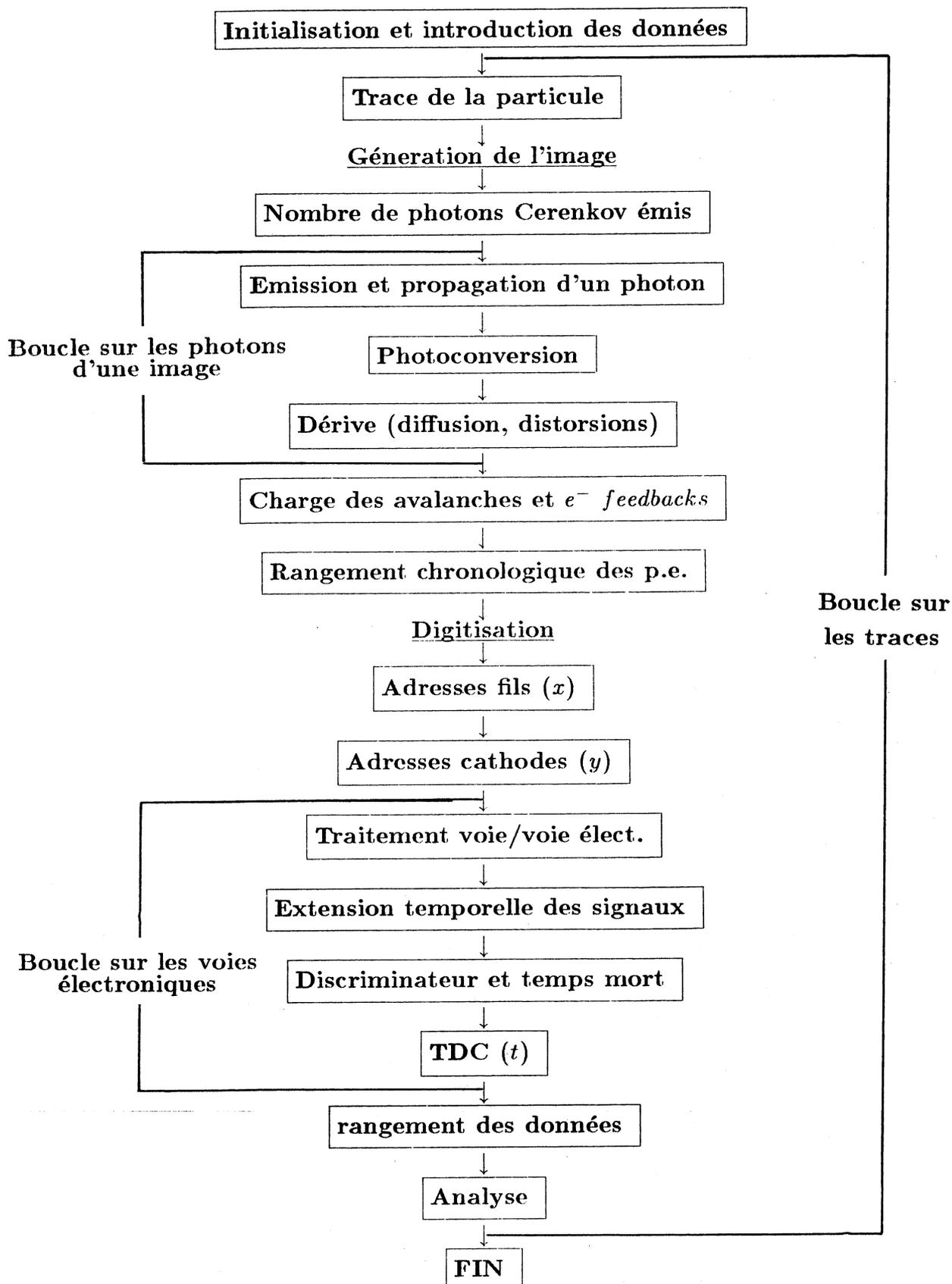


Fig. A.1 : Organigramme simplifié du programme de simulation des tests du prototype.

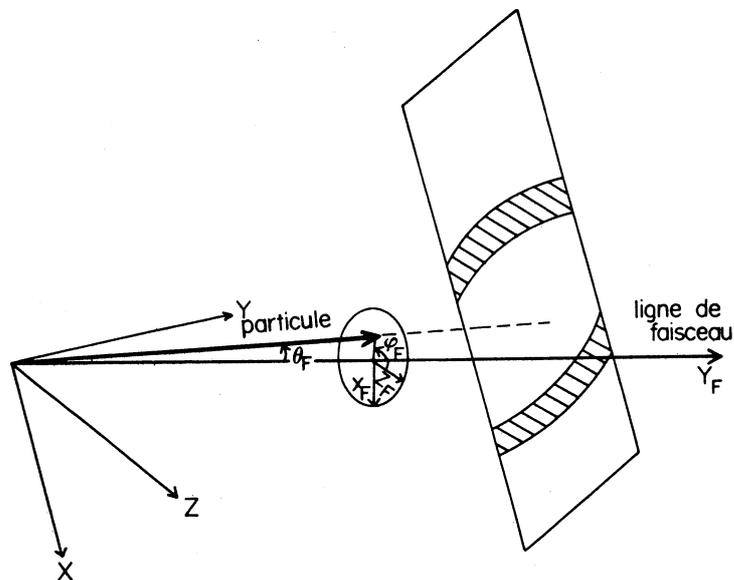


Fig. A.2 : Référentiels liés au faisceau de particules et au prototype ainsi que paramètres définissant le faisceau.

## 2. Simulation des traces des particules

Pour chaque particule du faisceau, le programme génère la direction de celle-ci et un point de passage. Le programme tient compte de la dispersion sur l'angle et la position du faisceau.

L'angle polaire  $\varphi_F$  peut varier entre 0 et  $2\pi$  dans le référentiel propre du faisceau (figure A.2). Ensuite une transformation géométrique amène  $\varphi_F$  dans le référentiel choisi.

La trace est propagée jusqu'au radiateur choisi en tenant compte de la diffusion multiple subie successivement à la traversée des milieux suivants :

- l'enceinte du détecteur (cuivre et sté debate)
- gaz  $iC_4H_{10}$  de l'enceinte
- vétronite
- fréon liquide ( $C_6F_{14}$ )
- quartz de la fenêtre du radiateur liquide
- quartz ou epoxy composant les parois des tubes à dérive.

La déviation maximale autorisée d'une particule est limitée à 4 mrad pour tenir compte de la présence du scintillateur situé en aval du détecteur et dont la réponse est prise en compte dans le déclenchement.

L'effet de la diffusion multiple conduit, pour une incidence normale, à une dispersion moyenne du faisceau de 1,0 mrad au niveau du radiateur liquide et de 1,2 mrad au niveau du radiateur gazeux.

### 3. Génération de l'image

Le nombre de photons Cerenkov émis est déterminé en fonction du parcours de la particule dans le radiateur. L'énergie de chaque photon émis est choisie uniformément entre 5,5 et 7,7 eV.

Les lois de la réfraction et de la réflexion sont appliquées à chaque changement de milieu. La probabilité de photoconversion résulte de l'efficacité quantique du TMAE, et le point de conversion est obtenu à partir du libre parcours moyen  $l_0$  qui dépend de la température.

Après conversion des photons en photoélectrons il est tenu compte de certains phénomènes intervenant lors de la dérive des électrons dans le gaz comme :

- la diffusion ( $\sigma_l = 179 \mu m \cdot cm^{-1/2}$ )
- l'absorption ( $\lambda = 10 m$ )
- la distorsion des lignes de champ.

La réponse des détecteurs à un photoélectron est générée en fonction des paramètres déterminés expérimentalement au chapitre IV :

- charge  $q$  (fC) =  $P(\theta, \bar{q})$  où  $P$  est la distribution de Polya
- nombre de photons U.V. émis par avalanche ( $n_{ph} = \alpha_{ph} q$  avec  $\alpha_{ph} = 0,068 fC^{-1}$  pour avoir  $n_{p.e.} = \alpha q$  avec  $\alpha = 0,02 fC^{-1}$  déterminé au chapitre IV).

L'émission des photons U.V., dont l'énergie est choisie parmi les 3 niveaux d'excitation du carbone, est isotrope. La conversion de ces photons en électrons peut avoir lieu par photoionisation dans le TMAE ou par effet photoélectrique sur les parois des tubes constituant les cathodes. Le nombre maximum de générations a été fixé à 10.

Un bruit de fond uniforme en volume peut être simulé.

La perte de photoélectrons sur le plan de fils de focalisation  $F_2$  est prise en compte.

### 4. Digitisation des informations

A la coordonnée  $x$  correspond une adresse de fil suivant le pas de 2,54 mm. Pour l'obtention des coordonnées  $y$  et  $z$ , il est nécessaire de décrire le processus de formation du signal. La charge développée lors de l'avalanche est répartie géométriquement sur les bandes

cathodiques selon la distribution de probabilité [55] (figure A.3) en approximant les cathodes à des cylindres complets) :

$$\sigma(y) = -\frac{1}{2\pi a^2} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{e^{-P_n(y-y_0)}}{J_1(p_n a)}$$

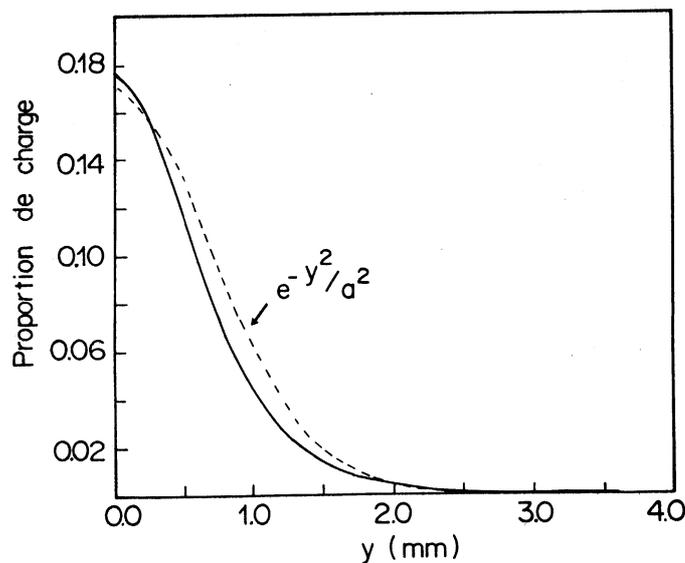
$$\sim cte \cdot e^{-y^2/a^2}$$

où :

$a$  = rayon des cylindres cathodiques

$y_0$  = position de l'avalanche

$J_n(p_n a) = 0$  ( $J_n$  la fonction de Bessel)



**Fig. A.3 :** Distribution de la charge induite par une avalanche suivant la longueur du fil ( $y$ ).

Le développement temporel du signal est approché par une distribution de Landau dans laquelle la longue queue est remplacée par une décroissance linéaire pour de raisons de facilité de calcul , avec les hypothèses suivantes :

- la durée maximale de développement du signal est fixée à 300 ns
- le temps de montée entre 10% et 90% est de 10 ns (cf chapitre IV)
- la surface de la courbe est proportionnelle à la charge détectée.

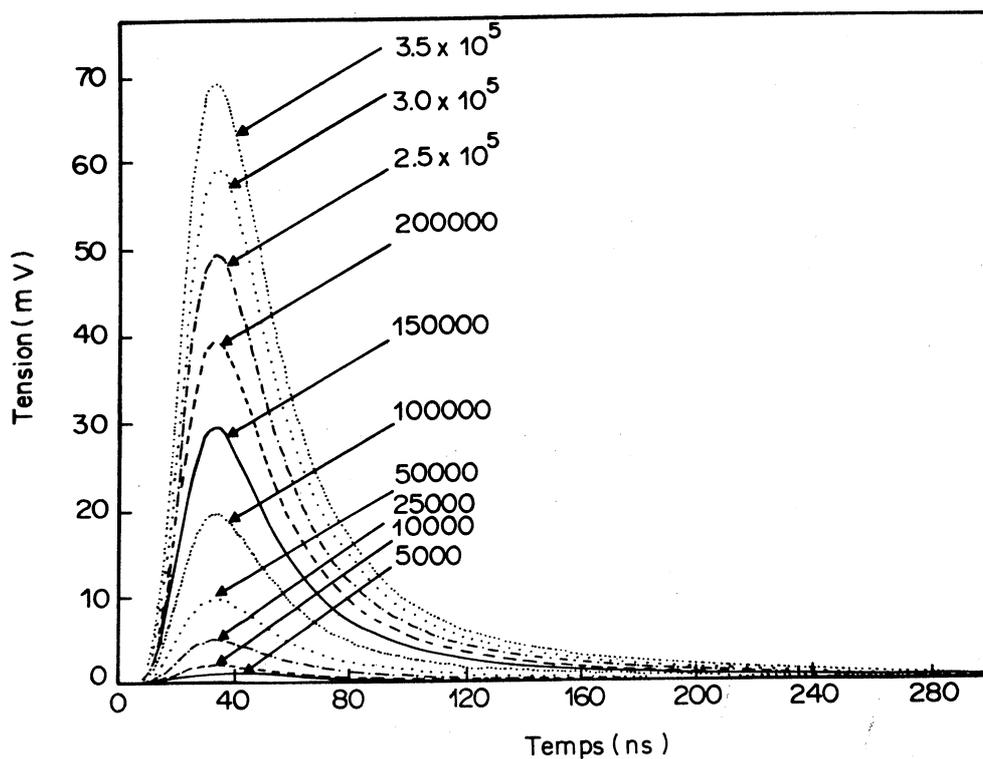


Fig. A.4 : Signaux simulés produits par différentes charges induites.

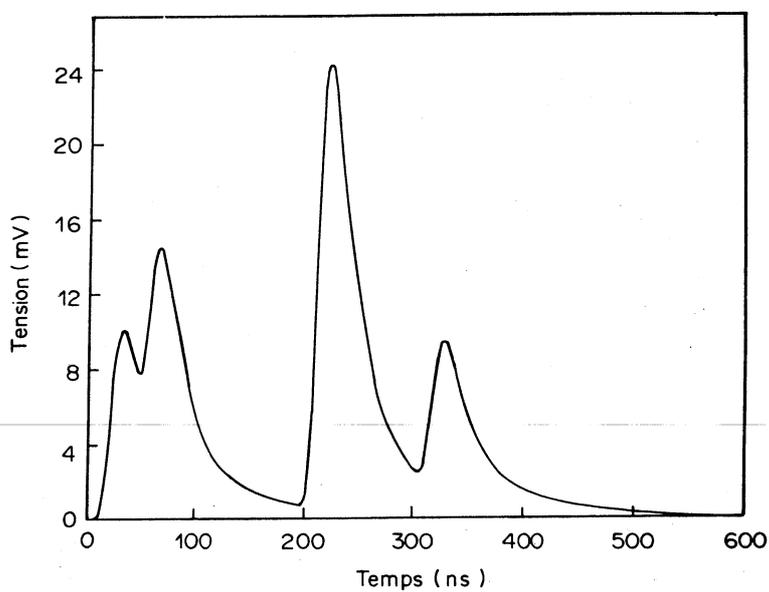
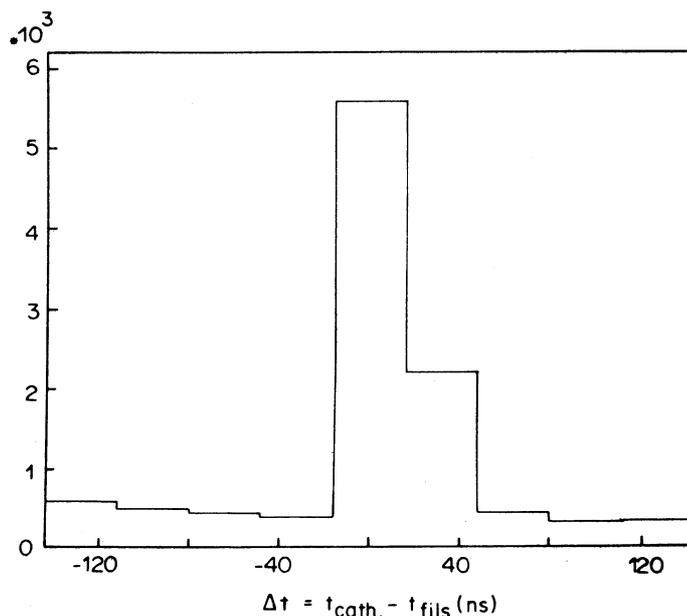


Fig. A.5 : Signal échantillon produit par plusieurs photoélectrons d'une image Cerenkov.

Cette paramétrisation reproduit bien la forme des signaux de photoélectrons observés expérimentalement et déterminés par le calcul (cf chapitre IV figures IV.4 et IV.5). La figure A.4 présente la forme des signaux simulés selon cette méthode pour différentes valeurs de la charge, tandis que la figure A.5 montre un exemple de signal simulé sur une voie électronique correspondant à plusieurs avalanches produites dans un temps de 600 ns.

Seuls les signaux supérieurs à la valeur du seuil des discriminateurs sont retenus et le temps  $t_0$  d'arrivée est défini par  $V(t_0) = V_{seuil}$ . Le temps mort  $\Delta t_{TM}$  est alors appliqué ainsi que le cycle d'hystérésis du discriminateur définissant le temps  $t_{hys}$  auquel le signal passe par la valeur  $V_{signal} < V_{hys}$ . Pendant l'intervalle de temps compris entre  $t_0$  et  $t_1 = \max(t_0 + \Delta t_{TM}, t_{hys})$ , aucun signal n'est pris en compte. Le discriminateur sera de nouveau à même de remplir sa fonction à partir du temps  $t_1$ . Le temps  $t_0$  est redéfini en fonction de la précision de l'électronique digitale (32 ns).

A ce stade toutes les informations sont codées et enregistrées dans un tableau comprenant une suite de couples d'information (numéro de voie électronique et temps). Le tampon de données issues de la simulation a une structure identique à celui construit lors de l'acquisition des données expérimentales.



**Fig. A.6 :** Différence de temps entre signaux anodiques (fils) et cathodiques (bandes cathodiques).

L'analyse des données simulées est fait de la même façon que celle des données expérimentales (cf chapitre VI). La figure A.6 montre la différence de temps entre la réponse des fils et des bandes cathodiques. Nous reproduisons bien le décalage en temps des réponses des bandes cathodiques par rapport à celles des fils observé expérimentalement (figure VI.3). Les corrélations fils-cathodes doivent donc bien être considérées jusqu'à 32 ns.

## REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur le Professeur R. Voltz d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie Messieurs J.E. Augustin, B. Diddens et R. Seltz d'avoir accepté de participer au jury.

Je remercie Monsieur M. Schaeffer de m'avoir accueilli dans l'équipe DELPHI-Strasbourg et de m'avoir aidé pendant la durée de ma thèse.

Je remercie Messieurs R. Arnold et J.L. Guyonnet de m'avoir intégré dans l'équipe du Prototype du Barrel RICH. Ils m'ont appris à analyser les résultats bruts d'une expérience et à chercher des solutions aux différents problèmes. Ils m'ont énormément aidé à la rédaction de cette thèse. Sans leur contribution cette thèse n'aurait pas vu le jour.

Je remercie Messieurs J. Séguinot et T. Ypsilantis de m'avoir accueilli dans leur équipe. Je les remercie de leur soutien constant et pour leur disponibilité à répondre à toutes mes questions.

Tout au long de mon travail j'ai bénéficié de l'aide et des conseils de Monsieur J.P. Engel que je remercie chaleureusement.

Je remercie Monsieur E. Christophel d'avoir bien voulu répondre à toutes mes questions concernant l'électronique.

Je remercie, enfin, tous ceux qui ont contribué à la présentation de ce travail, Mesdames E. Jegham et E. Gimenez pour la dactylographie et la présentation du texte, Mesdames M. Rouffler et F. Deutschman pour la réalisation des figures, Monsieur M. Meyer pour la photographie et la présentation des figures et Madame L. Seifert pour les services qu'elle m'a rendus tout au long de cette thèse.