INTRODUCTION

L'expérience D0 est conçue en vue d'étudier les collisions $\bar{p}p$ produites à 1,8 TeV dans le centre de masse par le nouveau synchrotron du Fermi National Accelerator Laboratory, le TeVatron. La mise en place de cette machine permettra de sonder la structure de la matière jusqu'à une échelle de ~ 10^{-4} fm.

Un faisceau de protons est équivalent à un faisceau de quarks et de gluons d'énergies et de luminosités variables. L'identification des leptons produits par les interactions entre ces partons est un point crucial de la physique $\bar{p}p$. Leur apparition est en effet le signe d'une collision fortement inélastique, mettant en jeu l'interaction électro-faible.

Le succès de la découverte des bosons intermédiaires W et Z par les expériences UA1 et UA2, installées auprès du S $\bar{p}p$S du CERN, a reposé principalement sur l'étude des électrons. L'augmentation de la section efficace de production de jets QCD de 630 GeV à 1,8 TeV rend nécessaire une amélioration de l'identification des électrons, en faisant appel à un nouveau type de détecteur.

Le détecteur à rayonnement de transition utilise le fait que l'électron est la plus légère de toutes les particules chargées. Le rayonnement de transition est en effet un phénomène sensible au facteur de Lorentz $\gamma = E/m$ et, à une énergie donnée, l'électron est la particule de plus grand γ.

Le chapitre I présente l'expérience D0, les motivations de physique qui ont guidé sa conception, et les caractéristiques essentielles de l'appareillage. Dans le chapitre II, les principales propriétés du rayonnement de transition produit par une particule ultra-relativiste sont étudiées, ainsi que ses applications à la physique des hautes énergies. Le chapitre III expose la méthode employée pour déterminer les paramètres optimum du Détecteur à Rayonnement de Transition de D0. Le chapitre IV présente la réponse du prototype à une source de photons et à un faisceau de particules. Les phénomènes physiques entrant en jeu dans cette réponse sont mis en évidence. Une simulation de la réponse du détecteur est comparée aux données expérimentales. Dans le chapitre V, plusieurs méthodes d'identification des électrons sont étudiées. Les performances du prototype sont comparées avec celles de détecteurs similaires.

CHAPITRE I

L'expérience D0

Le TeVatron du Fermi National Accelerator Laboratory (USA) est un synchrotron à aimants supra-conducteurs qui permet d'étudier les collisions $\bar{p}p$ à 1,8 TeV dans le centre de masse avec une grande luminosité. L'expérience D0 sera installée auprès d'une des zones d'intersection. Le détecteur de D0 est conçu dans l'optique du Modèle Standard où les "particules" de l'état final sont les quarks et les gluons, les électrons et les muons, les neutrinos et les photons. Les points forts du détecteur sont :

- un excellent calorimètre uranium/argon liquide, très segmenté, hermétique et compact
- un détecteur central de traces très performant
- un détecteur à rayonnement de transition pour les électrons
- un spectromètre à muons couvrant le calorimètre.

Ceci permet de tester les prédictions du Modèle Standard (Chromo-Dynamique Quantique + interaction Electro-faible) à travers l'étude des jets hadroniques et des leptons électron et muon.

A La physique $\bar{p}p$ au FNAL

1 Le collisionneur $\bar{p}p$

a) Le site du FNAL

Le FNAL est organisé principalement autour d'un synchrotron de 6 km de circonférence, le Main Ring (anneau principal) qui délivre des protons à une énergie allant jusqu'à 800 GeV. Ce faisceau est distribué à de nombreuses expériences sur cible fixe.

b) Le projet du TeVatron

La transformation du SpS du CERN en collisionneur $\bar{p}p$ et la mise au point de la méthode de "refroidissement stochastique" ont permis la découverte des bosons intermédiaires W et Z en 1983, pour laquelle Carlo Rubbia et Simon van der Meer ont obtenu le prix Nobel de physique en 1984. Parallèlement, s'est développé le projet d'un collisionneur à aimants supra-conducteurs installé au dessous du Main Ring et permettant d'atteindre des énergies de collision dans le centre de masse de l'ordre de 2 TeV.

Un des atouts de ce projet est la possibilité de produire des anti-protons de 8 GeV/c, à partir de protons de 120 GeV/c venant du Main Ring et envoyés sur une cible. Comparativement, au CERN, les anti-protons sont produits à 3,5 GeV/c à partir de protons de 26 GeV/c délivrés par le PS. La section efficace de production des anti-protons est plus importante et ils sont contenus dans un intervalle d'espace de phase $\Delta^3p.\Delta^3x$ réduit. Ceci permet d'obtenir des paquets d'anti-protons "refroidis" en 2 heures au lieu de 24 heures au CERN.

Trois paquets de protons et d'anti-protons sont accélérés dans le Main Ring, puis injectés dans le TeVatron. La luminosité instantanée nominale est de 10^{30} cm^{-2} s^{-1}. La section efficace totale $\bar{p}p$ extrapolée à 1,8 TeV est de 75 mb [I.1]. Ceci conduit à 0,5 interactions en moyenne par croisement.

2 Les expériences CDF et D0

Les expériences CDF et D0 sont deux grands détecteurs universels installés auprès de deux zones d'intersection du collisionneur.

CDF (Collider Detector Facility : figure I.1) possède un aimant solénoïde central supra-conducteur de 1,5 Tesla entourant une chambre de vertex à projection temporelle et une grande chambre à dérive. Entourant ce détecteur central, le calorimètre central est constitué de plaques d'absorbeur de plomb et de fer alternées avec des plaques de scintillateurs. Les calorimètres avant/arrière (couvrant de 10^o à 30^o du faisceau) et bouchon ($2^o < \theta < 10^o$) sont constitués de plaques de

plomb et de fer alternées avec des chambres à fils. Enfin, des aimants toroïdes, central et avant/arrière, permettent de mesurer l'impulsion et le signe des muons.

Figure I.1 :

vue isométrique de l'expérience CDF

Le détecteur de D0 (figure I.2) n'a pas de champ magnétique central. Le détecteur central est constitué de deux ensembles de chambres à fils, mesurant la position et l'ionisation des traces chargées, séparées par un détecteur à rayonnement de transition permettant l'identification des électrons. Le calorimètre central est constitué de plaques d'absorbeur en uranium séparées par de l'argon liquide. Les chambres à fils avant/arrière complètent la détection des traces et les calorimètres avant/arrière assurent l'herméticité du calorimètre jusqu'à 1^o du faisceau. Des aimants toroïdes (central $90^o \pm 45^o$ et avant/arrière $11^o < \theta < 45^o$) entourés de tubes à dérive proportionnels recouvrent le détecteur et permettent de mesurer l'impulsion et le signe des muons.

Figure I.2 :

vue éclatée de l'expérience D0

B Conception de D0

1 Motivation de la conception

Les résultats obtenus par les expériences UA1 et UA2 à 630 GeV dans le centre de masse auprès du Sp $\bar{p}$S du CERN ainsi que le cadre théorique du Modèle Standard (Chromo-dynamique Quantique + Interaction Electro-faible) ont guidé la conception du détecteur de D0. Le tableau I.3 présente les trois familles de quarks et de leptons (appelés aussi "fermions de matière") que l'on trouve dans le Lagrangien de l'interaction faible (doublets gauches), ainsi que les bosons vecteurs (appelés aussi "bosons de jauge") qui véhiculent leurs interactions. Les doublets d'anti-fermions droits associés se

rangent de façon similaire. Les points d'interrogations rappelent que le quark t n'a pas encore été observé et que le Modèle Standard ne prédit pas le nombre de familles qui existent dans la nature.

fermions du Modèle Standard	bosons de couplage	première famille	deuxième famille	troisième famille	?
leptons	$W^{\pm}$ Z { $W^{\pm}$ Z γ {	$\begin{pmatrix}\nu_e \\ e^-\end{pmatrix}_g$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu \\ \mu^-\end{pmatrix}_g$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau \\ \tau^-\end{pmatrix}_g$	
quarks	$W^{\pm}$ Z γ g {	$\begin{pmatrix}u \\ d\end{pmatrix}_g$	$\begin{pmatrix}c \\ s\end{pmatrix}_g$	$\begin{pmatrix}t^{(?)} \\ b\end{pmatrix}_g$	

Tableau I.3 :

les trois familles de fermions gauches du Modèle Standard
ainsi que les bosons d'interaction qu'ils échangent :
W et Z, photon, gluons

Les "particules" produites par les collisions à haute énergie, que l'on détecte sont :

- les jets hadroniques résultant de la fragmentation des quarks et des gluons
- les leptons chargés électrons et muons
- l'énergie transverse manquante signature des neutrinos
- les photons.

Dans cette optique, les points forts du détecteur sont le calorimètre et l'identification des leptons.

On veut observer les interactions entre les quarks et les leptons dans la gamme d'énergie accessible au TeVatron. Les partons (quarks et gluons) se fragmentent en jets très collimés de hadrons neutres et chargés. La mesure précise de l'énergie et de la distribution angulaire des jets permet de remonter à leurs grandeurs caractéristiques. Il a été jugé préférable de ne pas avoir un champ magnétique dans la partie centrale du détecteur. En effet, la mesure de la courbure des traces par un champ magnétique central nécessite un grand espace pour le détecteur de traces et pour l'aimant. D'une part, cela augmente le volume et le prix du calorimètre et du spectromètre à muons. D'autre part, la grande distance entre le faisceau et le calorimètre augmente la proportion de désintégration en vol de $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}$.

L'emploi d'uranium comme absorbeur dans le calorimètre a deux avantages. D'une part, la densité de l'uranium permet une grande compacité du calorimètre, ce qui diminue la surface du spectromètre à muons qui l'entoure. D'autre part, cet élément permet de compenser en partie la plus faible réponse du calorimètre à l'énergie hadronique par rapport à l'énergie électromagnétique (rapport e/h = 1,1), ce qui améliore la résolution sur l'énergie des jets [I.2].

L'argon liquide, utilisé comme détecteur actif, permet de collecter l'ionisation produite au passage des particules chargées. Ce matériau n'est pas dégradé au cours du temps par l'irradiation et peut être purifié en continu. Par suite, sa réponse peut être calibrée de façon simple.

La segmentation latérale, c'est-à-dire la taille des tours du calorimètre, est de $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0{,}1 \times 0{,}1$ (η est la pseudo-rapidité (*), et φ l'angle azimutal), ce qui correspond à l'ouverture (demi-angle) d'un jet d'environ 100 GeV/c d'impulsion transverse. La segmentation longitudinale du secteur électro-magnétique (4) et du secteur hadronique (4), permet d'étudier précisément le développement des gerbes et d'identifier les photons et les électrons. Pour le troisième compartiment du secteur électro-magnétique, allant de quatre à onze longueurs de radiation, où le développement de la gerbe est maximal, la segmentation latérale est de $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0{,}05 \times 0{,}05$.

On s'attend à ce que le bruit de fond restant, des jets simulant des électrons dans le calorimètre, soit dû principalement à deux processus. Le premier concerne les jets qui se sont

(*) La pseudo-rapidité d'une particule d'impulsion P est définie comme $\mathrm{Log}[(P + P_{//})/ (P - P_{//})]$ où $P_{//}$ est la projection de P sur l'axe du faisceau. C'est une variable purement angulaire qui vaut $- \mathrm{Log}[\mathrm{tg}(\theta/2)]$ où θ est l'angle entre l'axe du faisceau et P. Dans cette variable, la distribution des particules issues des collisions $\bar{p}p$ est grossièrement plate.

fragmentés en un $\pi^{\pm}$, qui simule la trace d'un électron dans les chambres à fils du détecteur central, et un certain nombre de π_0 (0, 1, 2, ...), qui simulent la gerbe électromagnétique de l'électron. Ce bruit de fond est combattu dans la partie centrale ($-1{,}3 < \eta < 1{,}3$) par le Détecteur à Rayonnement de Transition (DRT). Le deuxième concerne les jets qui se sont fragmentés uniquement en π_0 lorsque, soit l'un des photons s'est converti en deux électrons avant le détecteur de vertex, c'est-à-dire dans la chambre à vide du faisceau, soit un π_0 s'est désintégré en paire de Dalitz (~ 1% des π_0). Ce bruit de fond, qui correspond à deux vrais électrons, est rejeté par les détecteurs de traces qui mesurent l'ionisation déposée par deux particules au lieu d'une.

Les muons sont filtrés par le calorimètre et le fer magnétisé de l'aimant de déflexion, ce qui correspond à une épaisseur allant de 13,2 λ_0 à 90° du faisceau, à 18 λ_0 à 8° du faisceau (λ_0 est la longueur d'absorption des hadrons). Le niveau de bruit de fond attendu des jets qui simulent un muon est du même ordre de grandeur que celui attendu pour les électrons. Il est constitué des jets qui se sont fragmentés en un seul hadron chargé, qui parvient à traverser le calorimètre et l'aimant, ou qui s'est désintégré en vol en muon ($K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu$) avant d'être stoppé dans le calorimètre. L'impulsion et le signe des muons sont obtenus en mesurant la déflexion de leur trajectoire dans le champ magnétique des aimants toroïdes.

La détection des neutrinos est obtenue en faisant le bilan de l'énergie transverse des événements et en attribuant l'énergie transverse manquante à un neutrino qui s'est échappé. Cette mesure est rendue possible par la très grande couverture angulaire du détecteur (jusqu'à 1^{o} près du faisceau) et par l'absence de trous dans l'appareillage orientés dans la direction du point d'interaction (géométrie des tours presque projective). La précision sur la mesure de l'énergie transverse manquante dépend directement de la précision sur la mesure de l'énergie.

2 La détection des leptons auprès des collisionneurs $\bar{p}p$

a) Rôle des leptons dans la physique des particules

L'observation des leptons électron et muon a souvent joué un rôle déterminant dans les grandes découvertes, comme les quelques exemples qui suivent le montrent. La première mise en évidence du quark c fut obtenue grâce à l'observation du charmonium $\bar{c}c$ (découverte du J/Ψ en 1974) se désintégrant en paire de leptons avec une largeur très étroite. Le quark b, élément de la troisième génération de fermions, fut lui aussi mis en évidence de la même façon avec la désintégration leptonique du $\bar{b}b$ (découverte du Y en 1977). La mesure des fonctions de structure des hadrons (proton et neutron) avec un faisceau de neutrinos est un exemple de l'excellente sonde des structures microscopiques de la matière que constituent les leptons. Enfin, la découverte des bosons intermédiaires de l'interaction faible W et Z et la première mesure directe de leur masse s'est faite à travers leurs désintégrations leptoniques [I.3].

Le rôle particulier qu'ont joué et que joueront dans le futur les leptons dans la physique $\bar{p}p$, s'explique par deux raisons théorique et expérimentale :

1) Le fermion fondamental du Modèle Standard coïncide avec la particule détectée dans l'état final.

En ce qui concerne les quarks, d'une part, le fermion fondamental état propre du Lagrangien de l'interaction faible, ne coïncide pas avec l'état propre de masse (la matrice de Kobayashi-Maskawa décrit le mélange entre les familles). D'autre part, les quarks n'existent pas à l'état libre, ils s'hadronisent en jets par un processus de fragmentation. Ces deux raisons font qu'il est difficile de remonter au parton de l'interaction initiale, à partir du jet hadronique que l'on observe.

Par contre, dans le cas des leptons, les fermions qui sont dans le Lagrangien de l'interaction faible correspondent aux particules observées par l'expérimentateur. Comme il n'y a pas de leptons dans l'état initial, ce sont donc des témoins directs des mécanismes mis en jeu lors d'une collision entre un parton du proton et un parton de l'anti-proton. Cette propriété justifie le soin que l'on apporte à leur identification.

2) Leur détection est facilitée par leur propriétés particulières : légèreté (utilisée pour les électrons), insensibilité à l'interaction forte (utilisée pour les muons).

La forme caractéristique de la gerbe électro-magnétique que produit un électron dans un calorimètre permet de le distinguer d'un jet hadronique avec un pouvoir de rejet de ~ 10^5. L'électron est la plus légère de toutes les particules ($m_e \sim m_\pi /270$). Le Détecteur à Rayonnement de Transition est conçu de façon à rejeter les particules chargées dont le facteur de Lorentz γ (=E/m) est inférieur à un seuil de l'ordre de 1000.

Le muon est insensible à l'interaction forte et trop massif pour être arrêté par le phénomène de Bremsstrahlung dans la matière. La matière du calorimètre et de l'aimant toroïde représente de 13,2 à 18 longueurs d'absorption. Elle contient pratiquement toutes les gerbes hadroniques et joue le rôle de filtre à muons.

b) Détection des électrons

Le rejet e/jet attendu du calorimètre est de l'ordre de 10^{5}. Les jets qui se comporteront comme un électron auront les fragmentations "pathologiques" suivantes :

l n $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ dont un des photons est converti en paire e^+e^- dans la fenêtre en beryllium du tube du faisceau ou qui fait une conversion interne [$\pi_0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ directement (paire de Dalitz)]. Les détecteurs de trace ont un pouvoir de rejet de l'ordre de 50.

l 1 $\pi^{\pm}$ + n π_0 (n=0,1,...) où il y a recouvrement d'une trace chargée et d'une gerbe électro-magnétique. Le DRT a un pouvoir de rejet allant de 50 à 200 (dépendant de l'angle d'incidence et de l'impulsion de la trace chargée).

Dans l'expérience UA2 le premier cas représentait environ 30%, et le deuxième 70% du bruit de fond des électrons. Le premier fond sera réduit à ~ $(0{,}3\ 10^{-5})/50 = 0{,}6\ 10^{-7}$, le deuxième sera réduit à ~ $(0{,}7\ 10^{-5})/100 = 0{,}7\ 10^{-7}$. Le pouvoir de rejet total attendu est de plusieurs 10^6.

c) Détection des muons

Le bruit de fond dû aux désintégrations en vol des $K^{\pm}$, est limité par le rapprochement du calorimètre près du faisceau, rendu possible par l'absence d'aimant dans la partie centrale. La distance du calorimètre au faisceau est de 75 cm soit 20% du $c\tau$ du $K^{\pm}$, à comparer avec les détecteurs à champ magnétique central : UA1 115 cm et CDF 140 cm. L'ensemble calorimètre en U + aimants toroïdes constitue un filtre à muons de 13,2 λ_0 (à 90°) a 18 λ_0 (à 11°). UA1 dispose d'un filtre de 8,3 λ_0 à 10,5 λ_0 et CDF de 6 λ_0 à 12 λ_0. L'impulsion des muons est mesurée grâce à la déviation due aux aimants toroïdaux (2 Tesla), avec une précision de l'ordre de 20% limitée par la diffusion multiple, et le signe déterminé avec un niveau de confiance de 3 écarts standard, jusqu'à 300 GeV/c.

d) Complémentarité des deux canaux

Nous verrons que les sources de leptons dans la physique $\bar{p}p$ sont peu nombreuses et intéressantes. Les propriétés spécifiques des leptons permettent de les distinguer par dessus un important bruit de fond dû aux processus de QCD.

Grâce à la conception du détecteur de D0, on s'attend à ce que les niveaux de bruit de fond soient comparables dans les deux canaux électron et muon. Ceci donne la possibilité de confirmer les observations faites dans les deux canaux, les systématiques (bruit de fond, biais dus aux coupures sur l'énergie ou la topologie des événements, ...) étant différentes.

La résolution de l'énergie électromagnétique du calorimètre ($\Delta E/E = 15\%/\sqrt{E}$) permet des mesures précises de masses et de largeurs, en particulier pour les bosons intermédiaires W et Z dans le canal électron. Le canal muon permet d'étudier la production de leptons dans l'environnement de jets hadroniques.

3 Physique privilégiée

Une bonne identification des leptons et un calorimètre très segmenté ouvrent un domaine de recherche très vaste. Les taux de production indiqués ci-dessous sont évalués pour une luminosité intégrée de 5 10^{36} cm^{-2}, qui peut être accumulée en quatre mois de prise de données à pleine luminosité (10^{30} $cm^{-2}s^{-1}$) dans l'hypothèse d'une efficacité de 50% de fonctionnement (TeVatron + appareillage).

a) Production des bosons intermédiaires W et Z

Tant que le collisionneur électron-positron LEP n'atteindra pas le seuil de production $W^+ W^-$ (projet LEP200), le TeVatron sera la source la plus importante de W. Avec une luminosité intégrée de 5 10^{36} cm^{-2} (soit 5 pb^{-1}), on produit 1500 Z et 15000 W dans chacun des canaux électron et muon [I.4].

La section efficace de production de W entre $\sqrt{s}$ = 0,63 TeV et $\sqrt{s}$ = 1,8 TeV augmente d'un facteur 4, alors que la section efficace de jets ayant un p_T aux alentours de 40 GeV augmente d'un facteur 10, ce qui nécessite une très bonne identification des électrons à partir de ~ 10 GeV/c d'impulsion transverse. La précision attendue sur la masse du W est de l'ordre de 200 MeV. La précision obtenue sur la largeur du Z (130 MeV) sera inférieure à la contribution d'une paire de neutrinos additionnelle (181 MeV). La mesure du rapport des masses M_W / M_Z, et du rapport des largeurs Γ_W/Γ_Z permettra de tester les prédictions du Modèle Standard sur les corrections radiatives et donnera des limites sur la masse du quark top.

La production directe de paires de bosons $W^+ W^-$, $W^\pm Z$ ou Z Z où l'un des bosons se désintègre en lepton (e ou μ), restera en dessous du seuil observable [I.5]. Seule la production de $W^\pm \gamma$ sera peut-être observable. On attend environ 10 événements $\bar{p}p \rightarrow W$ (eν ou $\mu\nu$) + γ + X avec un photon de plus de 10 GeV d'impulsion transverse [I.5].

L'observation de W et de Z à grande impulsion transverse associés à un jet, donnera des informations sur les modes de production de ces particules via la fusion de gluons ou le Bremsstrahlung de gluons et permettra une mesure de α_S à grand Q^2 [I.6].

b) Recherche du quark top

Si la masse du quark t est inférieure à 70 GeV, sa production via la désintégration du W ($\rightarrow \bar{b}t$) permettra de l'observer directement à travers sa désintégration semi-leptonique ($t \rightarrow b\, e^+ \nu$ ou $t \rightarrow b\, \mu^+ \nu$). Là encore, l'identification des électrons de basse impulsion transverse est un atout (voir chapitre V §B5).

Si la masse du quark t est supérieure à M_W, il se désintègre préférentiellement en W + jet. L'observation du W en mode leptonique est alors une excellente signature [I.7].

c) Etude de la chromodynamique quantique à grande énergie de transfert

La résolution et la segmentation du calorimètre sont très bien adaptées à la mesure des sections efficaces de production des jets et à l'étude des événements multi-jets. La segmentation du calorimètre électro-magnétique permet l'étude des photons directs. La mesure des rapports des sections efficaces (jet + γ)/2 jets et (2 jets + γ)/3 jets permet de mesurer à différentes énergies de transfert, le rapport des constantes de couplage électro-magnétique et forte.

d) Au-delà du Modèle Standard

Le détecteur de D0 est très bien adapté à la recherche d'une nouvelle physique dont les signatures seraient la production de leptons, de jets et d'impulsion transverse manquante.

La luminosité et l'énergie délivrées au TeVatron permettront de repousser la limite d'observation d'une nouvelle génération de quarks Q jusqu'à $m_Q \sim 150$ GeV grâce au processus de production hadronique : gg ou $\bar{q}q \rightarrow \bar{Q}Q$ [1.8]. L'observation d'une nouvelle génération de "leptons lourds" L sera possible jusqu'à $M_L \sim 70$ GeV via la désintégration de bosons $W \rightarrow L\nu_L$.

La production de bosons lourds W' et Z', prédits par des extensions du Modèle Standard qui restaurent la symétrie gauche-droite à grande énergie, sera possible jusqu'à des masses deux fois plus élevées que les limites actuelles données par UA1 ($M_{Z'} > 166$ GeV et $M_{W'} > 220$ GeV si leur couplages sont les mêmes que pour les premiers bosons intermédiaires [1.8]).

La mise en évidence d'une sous-structure des quarks et des leptons, suggérée par le "grand" nombre de familles, est un des buts de la physique au TeVatron. Elle peut être recherchée dans une variation de la section efficace de production de deux jets, par rapport à la prédiction de QCD. La limite actuelle sur la constante de couplage Λ_c de cette sous-structure, donnée par UA1, est de 415 GeV [1.8]. Elle pourra être portée à 2-3 TeV. La production de leptons excités, prédits par ces modèles composites, peut aussi être observée à travers la désintégration : $l^* \rightarrow l + \gamma$.

La production de paires de s-quarks et de gluinos, prédits par les théories super-symétriques, pourra être mise en évidence jusqu'à des masses ~ de 200 GeV par l'observation de deux jets et d'une énergie transverse manquante sans lepton chargé (électron ou muon) associé. La production de paires de s-leptons serait très bien signée par l'observation de deux leptons et d'énergie transverse manquante. Là encore, l'herméticité du détecteur et la bonne identification des leptons sont des atouts pour cette physique.

C Description de l'appareillage

Une coupe de l'ensemble de l'appareillage est représentée sur la figure I.4. Cet appareillage se décompose en trois grands ensembles :

l les détecteurs centraux qui comportent le détecteur de vertex, le détecteur à rayonnement de transition, les chambres à dérive centrales et avant/arrière

l les calorimètres central et avant/arrière

l les aimants toroïdaux et les tubes à dérives proportionnels, central et avant/arrière

La géométrie et les performances de chacune de ces parties sont décrites dans ce qui suit.

1 Les détecteurs centraux

_____Ces détecteurs délivrent une information sur les traces des particules chargées, l'identification des électrons et le rejet des conversions des photons en paires e^+e^- (figure I.5). Tous les fils et les cathodes sont lus avec des Convertisseurs Analogique/Digital échantillonnant à 100 MHz (Flash ADC) avec une dynamique de 8 bits.

a) Le détecteur de vertex

C'est le premier détecteur que l'on rencontre à partir de la chambre à vide du faisceau. C'est un ensemble de chambres à fils remplies de diméthyl-éther de type JET, qui mesurent la charge déposée ainsi que la position des traces par l'intermédiaire du temps de dérive.

Il a pour mission de déterminer précisément la position du vertex d'interaction primaire et de détecter des vertex secondaires. La mesure de l'ionisation permet, en association avec les chambres à dérive, de rejeter les photons qui se convertissent avant le détecteur à rayonnement de transition.

C'est un détecteur cylindrique de 115 cm de long, de rayon interne 3,7 cm et de rayon externe 16,2 cm. Il est subdivisé en trois couches de super-cellules, la première divisée en 16 super-cellules en φ (angle azimutal), les deux autres en 32 super-cellules. Chaque super-cellule contient 8 fils entre deux plans de cathodes divisés en bandes hélicoïdales.

La précision obtenue dans le plan perpendiculaire aux fils (plan r-φ) varie de 30 μm à 75 μm en fonction de la distance de dérive. La coordonnée suivant les fils (z) est mesurée par la méthode de division de charge et grâce à l'information délivrée par les bandes hélicoïdales des cathodes. La précision obtenue est de 1 cm. La résolution de deux traces est de 700 μm dans le plan r-φ et de 3 cm suivant z.

b) Le détecteur à rayonnement de transition (DRT)

C'est le deuxième détecteur que traversent les particules. Il est constitué de trois ensembles de même épaisseur, chacun constitué d'un radiateur de 382 feuilles de polypropylène de 17 μm d'épaisseur séparées par un intervalle moyen de 150 μm, suivi d'une chambre à fils proportionnelle à dérive longitudinale remplie de 90% de xenon et de 10% de CH_4.

Le DRT a pour mission d'identifier les électrons isolés à partir de 2,5 GeV, en détectant les photons de transition qu'ils produisent en passant dans le radiateur. Les propriétés de ce phénomène seront décrites dans le chapitre II de cette thèse.

C'est un détecteur cylindrique de 165 cm de long, de rayon interne 17,5 cm et de rayon externe 49 cm. Chaque chambre à dérive fait 23 mm d'épaisseur dont 15 mm d'espace de dérive. Les deux premières chambres ont 256 fils de lecture, la troisième en a 512 reliés deux par deux. Les plans de cathodes sont divisés en 256 bandes.

La géométrie et le fonctionnement (chapitre IV) ainsi que les performances (chapitre V) de ce détecteur seront décrits en détail dans cette thèse.

c) Les chambres à dérive

La chambre à dérive centrale entoure le détecteur à rayonnement de transition. C'est un ensemble de chambres à fils de type JET, remplies de 93% d'argon, 4% de CH_4 et de 3% de CO_2. De même que le détecteur de vertex, elles mesurent la charge déposée ainsi que la position des traces par l'intermédiaire du temps de dérive.

Ce détecteur a pour mission de mesurer les positions des traces des particules chargées et de compléter le rôle du DRT d'identification des électrons en mesurant la charge déposée par les paires e^+e^-.

C'est un détecteur cylindrique de 180 cm de long, de rayon interne 52 cm et de rayon externe 72 cm. Il est subdivisé en quatre couches de super-cellules, divisées en 32 super-cellules en φ. Chaque super-cellule contient 7 fils.

La précision obtenue dans le plan r-φ est de 200 μm et la précision en z est de 3 mm. La résolution de deux traces, obtenue avec un seul fil, est de 2,5 mm dans le plan r-φ et de 20 cm suivant z.

Les chambres à dérive avant/arrière complètent la détection des traces. Elles sont constituées à l'avant et à l'arrière, de deux modules "θ" situés, l'un entre z = 105 cm et z = 111 cm, l'autre entre z = 129 cm et z = 135 cm du centre du détecteur, alternés avec un module "φ" situé entre z = 113 cm et z = 127 cm. Leur rayon interne est de 11 cm et leur rayon externe, de 61 cm.

Les modules "θ" sont divisés en 4 secteurs en φ, chacun de 6 cellules en r contenant 8 fils. Les modules "φ" sont constitués de 16 plans en z de 36 fils répartis sur φ.

La précision obtenue dans le plan perpendiculaire aux fils est de 200 μm et la précision dans le sens des fils est de 3 mm. La résolution de deux traces, obtenue avec un seul fil, est de 2 mm dans le plan perpendiculaire aux fils et de 5 cm dans le sens des fils.

2 Les calorimètres

Les calorimètres central et avant/arrière utilisent de l'uranium comme milieu absorbeur et de l'argon liquide comme milieu sensible. Le cuivre est employé comme absorbeur dans les parties les plus extérieures des calorimètres (figure I.6).

Figure I.6 :

coupe d'un quart du calorimètre

Cet ensemble couvre jusqu'à 1^o du faisceau, ce qui correspond à 5 intervalles de pseudo-rapidité. Sa grande segmentation latérale et longitudinale permet une identification des électrons, des photons directs et des jets hadroniques. La grande épaisseur de matière qu'il représente permet de contenir toutes les gerbes hadroniques et de filtrer les muons. Les signaux du calorimètre sont enregistrés avec des Convertisseurs Analogique/digital ayant une dynamique de 15 bits. La dépendance de la résolution $\Delta E/E$ en fonction de $1/\sqrt{E}$ (E exprimée en GeV) est :

partie électromagnétique $15\%/\sqrt{E}$

partie hadronique $45\%/\sqrt{E}$

et le rapport e/h entre les réponses aux électrons et aux pions de la partie hadronique, est égal à 1,1.

a) Le calorimètre central

La partie électro-magnétique est constituée de plaques d'absorbeur en uranium de 3 mm d'épaisseur et d'un intervalle sensible de 2 x 2,3 mm d'argon (2,3 mm d'argon de part et d'autre de la plaque). Elle couvre $-1,2 < \eta < 1,2$. Elle est segmentée dans le sens longitudinal en 4 parties de ~ 1,95, 1,95, 6,8 et 9,75 longueurs de radiation (X_0), correspondant au total à 20,5 X_0 et à 0,76 longueurs d'absorption (λ_0). La segmentation latérale est : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 2\pi/64$ dans les couches 1,2 et 4. La couche 3 est deux fois plus segmentée : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,05 \times 2\pi/128$.

La partie hadronique est constituée de plaques d'absorbeur en uranium de 6 mm d'épaisseur et d'un intervalle sensible de 2 x 2,3 mm d'argon. Elle couvre $-1,0 < \eta < 1,0$. Elle est segmentée dans le sens longitudinal en trois couches de 38,4 X_0, 30,7 X_0 et 26,9 X_0, correspondant au total à 96 X_0 et à 3,2 λ_0. Une quatrième couche, couvrant $-0,6 < \eta < 0,6$, utilise des plaques d'absorbeur de 46,5 mm de cuivre. Elle correspond à 32,9 X_0 et à 3,2 λ_0. Toute cette partie est segmentée latéralement : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 2\pi/64$.

L'épaisseur totale du calorimètre central correspond à ~ 7,2 λ_0.

b) Les calorimètres avant/arrière

Les deux calorimètres avant/arrière sont conçus suivant les mêmes principes que le calorimètre central. L'épaisseur des plaques est la même : 3 mm de U pour la partie électromagnétique, 6 mm de U et 46,5 mm de Cu pour la partie hadronique.

La partie électromagnétique couvre $1,3 < \eta < 4,2$. La segmentation longitudinale est la même que pour le calorimètre central. La segmentation latérale des couches 1, 2, 4 est : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 2\pi/64$ pour $\eta < 3,2$. La segmentation latérale de la couche 3 est : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,05 \times 2\pi/128$ pour $\eta < 2,7$ et $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 2\pi/64$ pour $2,7 < \eta < 3,2$. Pour les 4 couches, au-delà de $\eta = 3,2$, $\Delta\eta$ varie de 0,3 à 0,5 et $\Delta\varphi = 2\pi/32$.

La partie hadronique du milieu (H1 sur la figure I.6) couvre $1,1 < \eta < 2,0$. Elle est segmentée en 4 couches d'uranium et 1 couche de cuivre. Les 4 couches de U correspondent à 114 X_0 et à 3,7 λ_0. La couche de Cu correspond à 46 X_0 et à 4,4 λ_0. La segmentation latérale est : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 2\pi/64$.

La partie hadronique inférieure (H2 sur la figure I.6) couvre $1,5 < \eta < 5,2$. Elle est segmentée en 4 couches d'uranium et 1 couche de cuivre. Les 4 couches de U correspondent à 126 X_0 et à 4,3 λ_0. La couche de Cu correspond à 53 X_0 et à 5,1 λ_0. La segmentation latérale est : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 2\pi/64$ jusqu'à $\eta = 3,2$ puis $\Delta\eta$ varie de 0,2 à 0,8 et $\Delta\varphi = 2\pi/32$.

La partie hadronique supérieure (H3 sur la figure I.6) couvre $0,64 < \eta < 1,5$. L'absorbeur est du cuivre. La segmentation longitudinale est de 1,5 en moyenne. Elle correspond au maximum à 62 X_0 et à 6 λ_0. La segmentation latérale est : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 2\pi/64$.

3 Les spectromètres à muons

Les spectromètres central et avant/arrière sont destinés à mesurer l'impulsion et le signe des muons filtrés par la matière du calorimètre et de l'aimant jusqu'à 11° du faisceau. Les traces des muons sont mesurées par trois séries de

chambres Tubes à Dérive Proportionnels (TDP), situées avant, après et loin au-delà de l'aimant (voir figure I.4). La résolution $\Delta P/P$ attendue est de 20% et le signe sera donné à 3 écarts standard jusqu'à 300 GeV/c.

L'induction magnétique moyenne des toroïdes est de 1,9 T. L'épaisseur du toroïde central est de 107 cm et celle des toroïdes avant/arrière est de 152 cm. L'épaisseur de fer des aimants correspond en moyenne à 6 λ_0.

La première série de TDP comprend 4 plans de tubes alternés, décalés d'une demi-cellule. Les autres séries de TDP comprennent trois plans de tubes. Les fils et les cathodes sont lus avec des FADC. La position dans la direction des fils est mesurée par la méthode de division de charge et grâce à l'information délivrée par les cathodes.

REFERENCES DU CHAPITRE I :

[I.1] D. Green : *FNAL collider physics on an abacus* D0 Note n° 408, juin 1986.

[I.2] R. Wigmans : *On the energy resolution of hadron calorimeters* preprint CERN-RF/86-18 (198(
soumis à Nucl. Instr and Meth. A.

[I.3] C. Stubenrauch : *Etude de la production des bosons W et Z dans l'expérience UA1*
Thèse de Doctorat soutenue le 26 juin 1987 à l'Université de Paris-Sud, centre d'Orsay

[I.4] D0 Design Report , novembre 1984

[I.5] P. Jenni : *Future physics at hadron colliders* CERN-EP/87-29

[I.6] V. Ruhlmann : *Mesure de la constante de couplage effective de l'interaction forte à l'aide des événements dus à la production d'un W ou d'un Z. Expérience UA2.*
Thèse de Doctorat soutenue le 4 mars 1988 à l'Université de Paris 6

[I.7] P. Colas : *Recherche du quark top dans l'expérience UA1*
Thèse de Doctorat soutenue le 16 novembre 1987 à l'Université de Paris 6

CHAPITRE II

Le rayonnement de transition

Le rayonnement de transition est un phénomène d'électrodynamique classique qui se produit lorsqu'une particule chargée de facteur de Lorentz γ traverse l'interface entre deux milieux de constantes diélectriques différentes. Les propriétés particulières du rayonnement d'un radiateur constitué de N feuilles régulièrement espacées, sont les suivantes :

- les photons sont produits dans la région des rayons X mous
- le nombre de photons est de l'ordre de αN ($\alpha = 1/137$)
- l'énergie rayonnée est nulle avant un certain seuil en γ et tend vers une valeur finie lorsque γ tend vers l'infini.

Si le radiateur est irrégulier, le rayonnement est plus faible, mais les propriétés générales ne sont pas modifiées. Elles peuvent être utilisées en vue d'identifier des particules dont le facteur de Lorentz $\gamma = E/m$ est supérieur au seuil

A Rayonnement d'une interface

1 Origines du phénomène

Lorsqu'une particule chargée se propage dans un milieu diélectrique homogène, le champ électromagnétique créé par son passage induit une polarisation du milieu dépendante du temps. Le milieu se comporte comme un dipôle macroscopique et rayonne. Si la vitesse de la particule est plus grande que la vitesse de phase de la lumière dans le milieu, les champs rayonnés par différents points s'additionnent de façon cohérente pour produire la lumière Cherenkov.

Lorsqu'une particule passe brutalement d'un milieu à un autre, un nouveau type de rayonnement est émis : le *rayonnement de transition.* Chacun des milieux est polarisé en fonction de sa constante diélectrique. Aux abords de l'interface, le rayonnement des dipôles d'un milieu n'est pas compensé par celui des dipôles de l'autre milieu, ce qui permet l'émission de photons de transition. Ce phénomène a été prédit et calculé en 1946 par Ginzburg et Franck [II.1]. C'est un effet macroscopique dont la description relève purement de l'électrodynamique classique. Il a été observé dans une très grande gamme d'énergie des particules incidentes. C'est le rayonnement de transition produit par des particules ultra-relativistes ($\gamma >> 1$) qui nous intéresse ici.

2 Calcul approché

Le calcul exact du rayonnement de transition produit à l'interface entre le le vide et un milieu de fréquence de plasma ω_P, est long et physiquement peu parlant. Dans l'approximation ultra-relativiste ($\gamma >> 1$), pour des petits angles ($\theta << 1$) et pour des grandes fréquences ($\omega >> \omega_P$), l'intensité rayonnée par unité de fréquence et par unité d'angle solide [II.2] est **(II.1)** :

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha h}{\pi^2}\left(\frac{\theta}{\theta^2+\gamma^{-2}} - \frac{\theta}{\theta^2+\gamma^{-2}+(\omega_P/\omega)^2}\right)^2$$

M.L. Ter Mikaelian [II.3] a fait remarquer que l'on peut retrouver très simplement le champ électrique rayonné avec le scénario suivant : lorsque la particule arrive à l'interface, on la ralentit brutalement de βc à 0, dans le premier milieu, puis on l'accélère à nouveau de 0 à βc dans le deuxième milieu. Le champ électrique résultant est la somme des champs produits par les deux accélérations.

a) Accélération instantanée dans le vide

Le champ électrique produit par l'accélération d'une charge dans le vide s'écrit **(II.2)** :

$$\vec{E}(x,t) = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 c}\left[\frac{\vec{n}\wedge\left[\left(\vec{n}-\vec{\beta}\right)\wedge\dot{\vec{\beta}}\right]}{\left(1-\vec{\beta}\,.\,\vec{n}\right)^3 R}\right]_{ret}$$

où l'indice "ret" signifie qu'il faut calculer l'expression entre crochets au temps retardé t' où le champ est émis [II.2]. R est la distance de la particule au point d'observation P, n est le

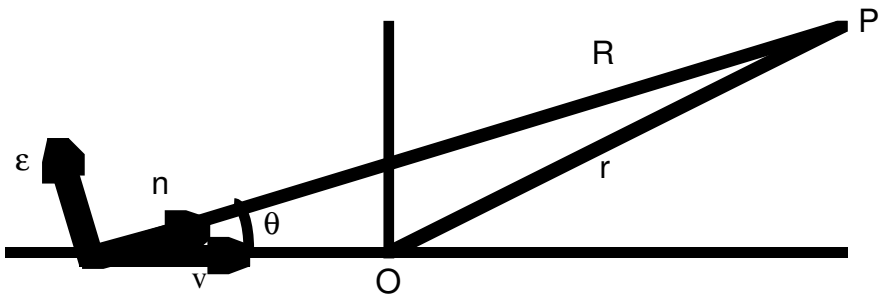


Figure II.1 :

position de la charge

vecteur unitaire dans la direction d'observation et ε est le vecteur de polarisation du champ (figure II.1). Si l'accélération est parallèle à la vitesse, (II.2) se simplifie **(II.3)** :

$$\vec{E}(x,t) = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 c}\left[\frac{\dot{\beta}\sin\theta}{(1-\beta\cos\theta)^3 R}\right]_{ret}\vec{\varepsilon}$$

Le champ émis au temps t' arrive en P au temps t = t' + R(t')/c avec R(t') ≈ r - v.n t', d'où **(II.4)** :

$$dt = dt'\left(1 + \frac{1}{c}\frac{dR(t')}{dt'}\right) = dt'(1 - \beta\cos\theta)$$

La transformée de Fourier du champ s'écrit alors **(II.5)** :

$$E(x,\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t}\,E(x,t)\,dt \quad = \quad \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 c}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{i\omega(t' + R/c)}}{R}\,\frac{\dot{\beta}\sin\theta}{(1 - \beta\cos\theta)^2}\,dt'$$

On remarque que la fraction sous l'intégrale, est une différentielle exacte **(II.6)** :

$$\frac{\dot{\beta}\sin\theta}{(1 - \beta\cos\theta)^2} = \frac{d}{dt'}\,\frac{\beta\sin\theta}{(1 - \beta\cos\theta)}$$

On considère que la particule est ralentie dans l'intervalle de temps [-τ , 0], durant lequel (II.6) est différent de 0. Si l'on fait tendre τ vers 0, la phase de l'exponentielle et R deviennent constants et peuvent être sortis de sous l'intégrale. (II.4) s'écrit alors **(II.7)** :

$$E(x,\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 c}\frac{e^{i\omega r/c}}{r}\left[\frac{\beta\sin\theta}{1 - \beta\cos\theta}\right]_{-\tau}^{0} \quad \text{avec } \beta(-\tau) = \beta \text{ et } \beta(0) = 0$$

$$\approx \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 c}\frac{e^{ikr}}{r}\frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2} \qquad (\theta << 1\ ,\ \gamma >> 1)$$

b) Champ électrique à une interface

Le champ électrique produit par l'accélération de la charge dans le milieu diélectrique se calcule de façon identique. La vitesse de phase des ondes électromagnétiques n'est plus c mais c/n(ω) où $n = \sqrt{(\varepsilon/\varepsilon_0)}$. Il faut remplacer β par βn dans la formule (II.7) et intégrer entre t = 0 et t = τ, ce qui change le signe du champ. Dans la gamme des fréquences très supérieures à la fréquence de plasma ω_P du milieu, la constante diélectrique s'écrit : $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0[1 - (\omega_P/\omega)^2]$. Dans le cas où l'on peut négliger la réflexion ($\left|\ [n(\omega) - 1]/[n(\omega) + 1]\ \right| << 1$), le champ électrique total s'écrit au premier ordre **(II.8)** :

$$\vec{E}(x,\omega) \approx \vec{\varepsilon}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 c}\frac{e^{ikr}}{r}\left(\frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2} - \frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+(\omega_P/\omega)^2}\right) \qquad (\theta << 1\ ,\ \gamma >> 1\ ,\ \omega >> \omega_P)$$

3 Propriétés générales

La forme de l'expression (II.8) permet de prédire les caractéristiques principales du rayonnement émis. Le champ électrique est polarisé dans le plan contenant la trajectoire de la particule et la direction d'observation. L'intensité devient négligeable lorsque les deux dénominateurs tendent l'un vers l'autre **(II.9)** :

$$\gamma^{-2}\left[1+\gamma^2\theta^2+\gamma^2(\omega_P/\omega)^2\right] \rightarrow \gamma^{-2}\left[1+\gamma^2\theta^2\right] \text{ lorsque : } \gamma^2(\omega_P/\omega)^2 << 1 \text{ ou } \gamma^2\theta^2 >> 1$$

$$\Rightarrow \omega > \gamma\omega_P \quad \text{ou} \quad \theta > \frac{1}{\gamma}$$

Le spectre en fréquences décroît très vite au-delà de $\gamma\omega_P$, et le rayonnement est concentré dans un cône autour de $1/\gamma$ comme dans tous les processus d'émission relativistes.

1) Dépendance en γ :

Le calcul de l'énergie totale émise par interface [II.2] donne **(II.10)** :

$$I = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 c}\frac{\gamma\omega_P}{3} = \frac{\alpha}{3}\gamma\hbar\omega_P$$

L'énergie totale est proportionnelle à γ.

2) Longueur de formation :

La distance $D = v\tau$, appelée *longueur de formation*, sur laquelle la phase $\omega t'(1 - \beta.n.\cos\theta)$ de l'exponentielle de l'expression (II.5) varie peu, peut être évaluée en imposant

(II.11) :

$$\omega\tau(1 - \beta.n.\cos\theta) \sim 1 \;\Rightarrow\; \tau[\omega(\gamma^{-2} + \theta^2) + \omega_P^2/\omega) \sim 2$$

$$\text{D est maximum pour } \omega^2 = \frac{\omega_P^2}{\gamma^{-2} + \theta^2} \text{ et vaut : } D = c\tau = \frac{\gamma c}{\omega_P}(1 + \gamma^2\theta^2)^{-1/2}$$

Au-delà de cette distance, les rayonnements des dipôles ne s'additionnent plus de façon cohérente, et ne contribuent plus au rayonnement.

On constate que toutes ces propriétés sont indépendantes de la valeur de h, comme on s'y attend dans le cas d'un phénomène d'électrodynamique classique. La constante de Planck n'intervient que lorsqu'on quantifie en photons l'énergie rayonnée.

Une fraction importante de l'énergie est constituée de photons dont la fréquence est comprise entre $\gamma\omega_P/10$ et $\gamma\omega_P$. Par exemple, les photons produits par une interface vide/plastique (densité ~ 1 g/cm^3 , ω_P ~ 20 eV) lors du passage d'un électron d'impulsion 0,5 GeV/c ($\gamma \sim 10^3$) sont dans la région des rayons X de 2 à 20 keV. C'est parce que l'intensité est proportionnelle à γ que ce phénomène intéresse la physique des hautes énergies.

B Rayonnement d'un radiateur

La présence du facteur $\alpha/3$ dans l'expression (II.10) oblige à multiplier les interfaces pour obtenir quelques photons au passage d'une particule. On utilise un radiateur constitué d'un empilement de feuilles d'un milieu 1 dense (solide), espacées par des intervalles d'un milieu 2 peu dense (gaz). Les phénomènes d'interférences entre les deux faces des feuilles et entre chaque feuille, ainsi que les effets dus à la présence de gaz au lieu de vide, modifient les propriétés du rayonnement émis [II.4].

1 Rayonnement d'une feuille

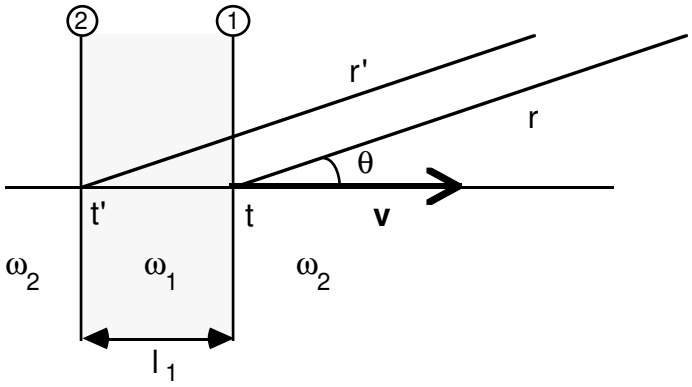


Figure II.2 :

retard entre les deux faces d'une feuille

On s'intéresse maintenant au rayonnement d'une feuille d'un milieu 1 de fréquence de plasma ω_1 plongée dans un milieu 2 de fréquence de plasma ω_2. En posant $\xi_1 = \omega_1/\omega$, $\xi_2 = \omega_2/\omega$ et en généralisant (II.7) à deux milieux, le champ électrique rayonné à l'interface ¿ est proportionnel à **(II.12)** :

$$E(x,\omega) \sim \frac{e^{ikr}}{r}\left(\frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2} - \frac{\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_2^2}\right)$$

Le champ rayonné à l'interface ¡ s'obtient en intervertissant les milieux, il est donc de signe opposé. Il n'est pas émis au même instant ni à la même endroit. Il faut donc le calculer à la position $r' = r + l_1\cos\theta$ et au temps $t' = t - l_1/v$ (figure II.2). Le déphasage φ_1 entre les deux champs est **(II.13)** :

$$\varphi_1 = (\omega l_1/v - k_1 l_1 \cos\theta) = \frac{\omega l_1}{c}\left[1 + \frac{\gamma^{-2}}{2} - \left(1 - \frac{\xi_1^2}{2}\right)\left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right)\right] = \frac{\omega l_1}{2c}\left(\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2\right)$$

Le champ électrique total est le produit du champ d'une interface par 1 - exp(iφ_1) et l'intensité rayonnée s'écrit **(II.14)** :

$$\left(\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}\right)_{\text{feuille}} = \left(\frac{d^2I}{d\omega d\Omega}\right)_{\text{interface}} * \ 4\sin^2\frac{\varphi_1}{2}$$

2 Radiateur régulier

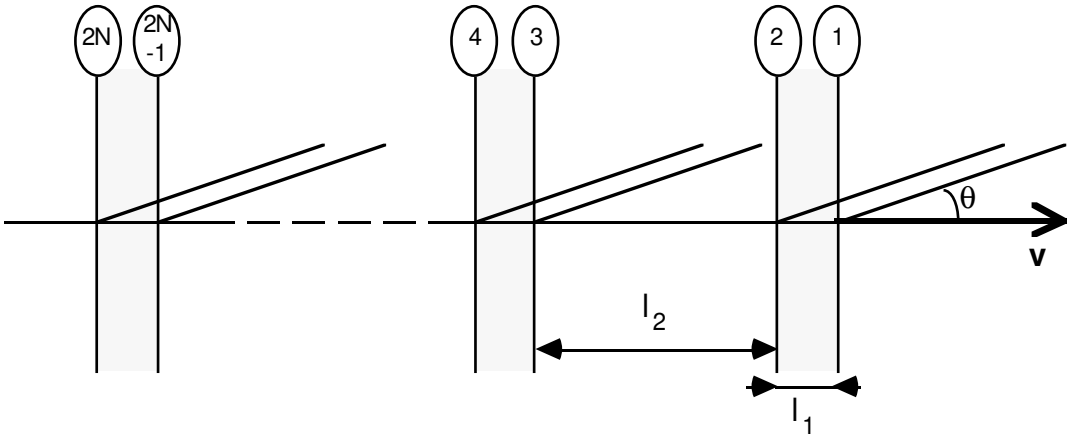


Figure II.3 :

radiateur de N feuilles

La figure II.3 représente un radiateur idéal constitué de N feuilles, où les épaisseurs l_1 des feuilles et l_2 des intervalles, sont constantes. Le champ électrique de la k-ième interface est retardé d'une phase φ_k et atténué d'un facteur exp(-σ_k) par son passage dans chacun des k milieux qui suivent. Les milieux 1, 3, ..., 2N-1 sont les feuilles (σ_1, φ_1), les milieux 0, 2, ..., 2N-2 sont les intervalles (σ_2, φ_2). Les champs k et k+1 sont de signes opposés. Le champ total est proportionnel au terme **(II.15)** :

$$\sum_{k=1}^{2N}(-)^k \exp\left(-\sum_{m=0}^{k-1}(\sigma_m + i\varphi_m)\right) = \sum_{j=1}^{N}\left[\exp\left(-\sum_{m=0}^{2(j-1)}(\sigma_m + i\varphi_m\right) - \exp\left(-\sum_{m=0}^{2j-1}(\sigma_m + i\varphi_m)\right)\right]$$

$$= \sum_{j=1}^{N} [1 - \exp -(\sigma_1 + i\varphi_1)] \quad \exp\left(- \sum_{m=0}^{2(j-1)} (\sigma_m + i\varphi_m) \right)$$

$$= [1 - \exp -(\sigma_1 + i\varphi_1)] \sum_{j=1}^{N} \exp -[(j-1)(\sigma + i\varphi)]$$

en posant $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$, $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$. L'intensité totale rayonnée est le produit de l'intensité rayonnée par une feuille et d'un terme d'interférence $I^{(N)}$ **(II.16)** :

$$I^{(N)} = \left| \frac{1 - e^{- N(\sigma + i\varphi)}}{1 - e^{- (\sigma + i\varphi)}} \right|^2 = e^{- (N-1)\sigma} \frac{\sin^2(N\varphi/2) + \mathrm{sh}^2(N\sigma/2)}{\sin^2(\varphi/2) + \mathrm{sh}^2(\sigma/2)}$$

en négligeant l'absorption dans la première feuille.

3 Propriétés

a) Dépendance angulaire

L'intensité du rayonnement s'écrit **(II.17)** :

$$\left(\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} \right) = \left(\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} \right)_{\text{interface}} * \ 4 \sin^2 \frac{\varphi_1}{2} \ * \ I^{(N)}$$

Le rayonnement de l'interface est modulé par deux termes. Le premier est dû aux interférences entre les deux faces de chaque feuille, le deuxième aux interférences entre les N

feuilles. Les phases s'écrivent $\varphi_1 = a_1\,\theta^2 + b_1$ et $\varphi = a\,\theta^2 + b$ avec **(II.18)** :

$$a_1 = \frac{\omega l_1}{2c}\ ,\ a = \frac{\omega(l_1+l_2)}{2c}\ ,\ b_1 = \frac{\omega l_1}{2c}(\gamma^{-2} + \xi_1^2)\ ,\ b = \frac{\omega}{2c}[l_1\,(\gamma^{-2} + \xi_1^2) + l_2\,(\gamma^{-2} + \xi_2^2)]$$

Afin de voir comment varie l'intensité en fonction de l'angle d'observation, nous avons calculé les valeurs numériques de tous ces coefficients à 8 keV, ce qui est proche du

Figure II.4 :

intensité du rayonnement à 8 keV en fonction de l'angle d'observation, produit par un électron de 5 GeV/c à incidence normale (radiateur de D0) : premier pic des N feuilles et oscillation rapide (voir texte)

maximum de rayonnement du radiateur de D0. La figure II.4 montre la variation de l'intensité $d^2I/d\Omega d\omega$ à 8 keV, en fonction de $(10^4\theta)^2$ qui est proportionnel à l'angle solide :

$hc = 2.10^{-4}$ keV.µm, $h\omega = 8$ keV, $\gamma = 9785$ (électron d'impulsion 5 GeV/c), $N = 382$
$l_1 = 17$ µm, $h\omega_1 = 21{,}5$ eV (polypropylène), $l_2 = 150$ µm, $h\omega_2 = 0{,}74$ eV (azote)
$a_1 = 3{,}4\ 10^5$, $b_1 = 2{,}46$, $a = 3{,}34\ 10^6$, $b = 2{,}52$

Le deuxième terme de (II.17) vaut 3,55 à $\theta = 0$, augmente jusqu'à 4 lorsque $\varphi_1 = \pi$ pour $\theta = 1{,}4$ mrd, et s'annule lorsque $\varphi_1 = 2\pi$ pour $\theta = 3{,}4$ mrd. Les deux faces des feuilles interfèrent presque parfaitement constructivement dans le cône de rayonnement de transition ($\theta \sim 1/\gamma$). Le dénominateur du troisième terme de (II.17) oscille environ 10 fois plus rapidement, et le numérateur 4000 fois plus (petit encadré figure II.4). Le premier pic à $\varphi = 2\pi$ intervient pour $\theta = 1{,}1$ mrd. Il correspond à l'interférence constructive de toutes les feuilles. Sa hauteur tend vers N^2 lorsque σ tend vers 0. La figure d'interférence est de même type que celle obtenue en optique avec un réseau de N fentes.

Lorsque la trajectoire de la particule est inclinée d'un angle α par rapport à la normale au plan des feuilles, les longueurs de matière traversée sont multipliées par $1/\cos\alpha$. A mesure que l'angle d'incidence augmente, la phase φ_1 à $\theta = 0$ se rapproche de π. Pour $\alpha = 45^o$ (figure II.5), le deuxième terme de (II.17) vaut 3,89 à $\theta = 0$ et les faces des feuilles interfèrent presque totalement constructivement. Le premier pic à $\varphi = 2\pi$ intervient plus tôt ($\theta = 0{,}76$ mrd), et le deuxième pic à $\varphi = 4\pi$ apparaît ($\theta = 1{,}38$ mrd). Cet effet de resserrement des pics est identique à celui obtenu lorsque l'on éclaire obliquement un réseau. L'ensemble de ces phénomènes fait que l'intensité intégrée croît avec l'angle d'incidence, malgré l'augmentation de l'auto-absorption du radiateur (les photons traversent plus de matière).

Les figures II.4 et II.5 montrent que $I^{(N)}$ peut être approximé par une somme de fonctions $\delta(\varphi - 2\pi p)$ normalisées par la valeur moyenne de $I^{(N)}$ sur φ. En reprenant l'expression de (II.15), $I^{(N)}$ s'écrit **(II.19)** :

$$I^{(N)} = \left| \sum_{j=1}^{N} e^{-(j-1)(\sigma + i\varphi)} \right|^2$$

En développant cette expression, on obtient des termes croisés et des termes directs. Seuls

Figure II.5 :

intensité du rayonnement à 8 keV en fonction de l'angle d'observation, produit par un électron de 5 GeV/c à 45° : apparition du deuxième pic des N feuilles

les termes directs ont une valeur moyenne non nulle sur φ, égale à $e^{-2(j-1)\sigma}$. On obtient **(II.20)** :

$$< I^{(N)} > = \sum_{j=1}^{N} e^{-2(j-1)\sigma} = \frac{1 - e^{-2N\sigma}}{1 - e^{-2\sigma}} = N_{eff}$$

N_{eff} est le nombre de feuilles effectif.

Lorsqu'on intègre **(II.17)** sur Ω afin de calculer l'intensité du rayonnement à une fréquence donnée, on peut remplacer $I^{(N)}$ par $N_{eff} * \delta(\varphi - 2\pi p)$. On obtient ainsi une somme discrète au lieu d'une intégrale.

b) Dépendance en γ

L'auto-absorption des photons dans le radiateur, les épaisseurs finies des milieux et la présence de gaz au lieu de vide entre les feuilles, modifient la dépendance en γ de l'énergie, qui n'est plus linéaire.

L'atténuation du rayonnement dans le radiateur est une fonction décroissante de l'énergie. Le phénomène dominant causant l'absorption des rayons X est l'effet photo-électrique, qui est proportionnel à Z^4, Z étant le numéro atomique des matériaux. C'est le terme $<I^{(N)}>$ qui contient la dépendance en σ. Lorsque σ tend vers 0, N_{eff} tend vers N, et lorsque σ tend vers l'infini, N_{eff} tend vers 1. Autrement dit, si l'absorption est infinie, on ne voit que le rayonnement de la première feuille, si elle est nulle, on recueille celui de toutes les feuilles et lorsque γ augmente jusqu'à des valeurs telles que $\sigma(\gamma\omega_P)$ tend vers 0, l'intensité redevient proportionnelle à γ. On a donc un effet de seuil en γ.

Lorsque la longueur de formation qui est proportionnelle à γ (II.11) devient supérieure à l'épaisseur des feuilles, c'est-à-dire pour $\gamma > \gamma_1 = l_1\omega_1/c$, les interférences entre les deux faces des feuilles deviennent destructives et la dépendance en γ de l'intensité n'est plus linéaire mais logarithmique [II.4]. La fréquence de coupure n'est plus $\gamma\omega_1$ mais $\gamma_1\omega_1$, le spectre de photons ne durcit plus avec γ.

Si l'on fait le changement de variables **(II.21)** :

$$\gamma'^{-2} = \gamma^{-2} + \xi_2^2 \quad \text{et} \quad \omega_P'^{2} = \omega_1^2 - \omega_2^2$$

dans la formule (II.12), on voit que le champ produit par l'interface entre les milieux ω_1 et ω_2 pour un facteur de Lorentz γ, est le même que celui produit par l'interface entre le vide et le milieu ω_P' pour un facteur de Lorentz γ' [II.4]. Tant que γ est assez petit pour que l'on puisse négliger ξ_2, l'intensité du rayonnement de transition augmente. Lorsque **(II.22)** :

$$\xi_2(\gamma_1\omega_1) > 1/\gamma \quad \text{soit} \quad \gamma > \gamma_1\omega_1/\omega_2,$$

γ' tend vers $1/\xi_2$ et l'intensité du rayonnement devient constante. On a un effet de saturation en γ. La figure II.6 montre le résultat du calcul obtenu pour un élément {radiateur, chambre} du DRT de D0. On voit que le rayonnement détecté atteind 10% de sa valeur maximale à $\gamma \sim 750$ et 90% à $\gamma \sim 3000$.

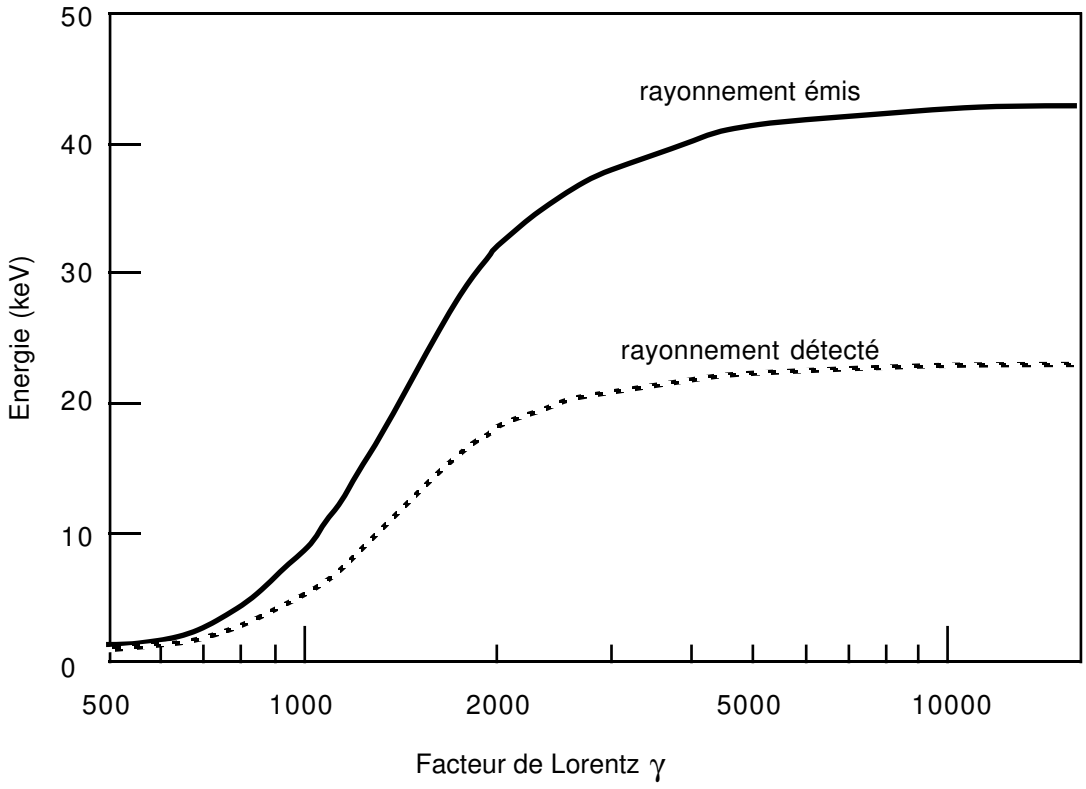


Figure II.6 :

rayonnement de transition émis par le radiateur du DRTet détecté par la chambre à xenon pour une particule à incidence normale, en fonction de son facteur de Lorentz

4 Radiateur irrégulier

Selon le mode de construction choisi, les radiateurs réels s'écartent plus ou moins du modèle idéal. Pour le radiateur de D0, en particulier, les positions des feuilles ne sont pas fixées, seules les valeurs moyennes des épaisseurs des feuilles et des intervalles sont connues. Les irrégularités diminuent la cohérence du rayonnement, allant jusqu'à faire disparaître tout phénomène d'interférence. Les termes de (II.17) $4\sin^2\varphi_1/2\ I^{(N)}$ tendent alors vers la valeur moyenne : $2N_{eff}$.

a) Cas d'une fonction Γ

G.M. Garibian et al [II.5] ont calculé analytiquement l'intensité du rayonnement de transition d'un radiateur, lorsque les épaisseurs sont distribuées suivant une fonction gamma **(II.23)** :

$$f(x) = \frac{\beta^{\alpha} x^{\alpha-1} e^{-\beta x}}{\Gamma(\alpha)}$$

dont la moyenne et la variance sont : $\langle x \rangle = \alpha/\beta$ et $\langle \Delta x^2 \rangle = \alpha/\beta^2$.

A partir de la formule de l'intensité, nous avons calculé sa variation en fonction de l'angle d'émission, afin de la comparer avec celle obtenue pour un radiateur parfait (figure II.4).

A mesure que l'on augmente la dispersion des intervalles, les pics d'interférence à N feuilles diminuent et finissent par disparaître. La figure II.7 montre comment le premier pic

Figure II.7 :

amortissement du pic des N feuilles,
en fonction de la dispersion des intervalles :
a) radiateur parfait, b) 20%, c) 100%

dû à l'addition constructive des N feuilles d'un radiateur parfait (a), est amorti dans le cas d'un radiateur irrégulier (b) dont les épaisseurs l_1 sont dispersées de 5% et les intervalles l_2 de 20%, puis disparaît complètement lorsque les intervalles sont dispersées de 100% (c).

Si de plus, les épaisseurs varient, les interférences entre les faces des feuilles disparaissent aussi. Sur la figure II.8, on voit l'intensité produite par un radiateur dont les intervalles sont dispersés de 100% et les épaisseurs de 5%, puis de

100%. A 100%, les interférences ont complètement disparu, les rayonnements des interfaces s'additionnent de façon incohérente.

Figure II.8 :

disparition des interférences entre les faces des feuilles
en fonction de la dispersion des épaisseurs des feuilles :
a) 5%, b) 100%

La disparition des interférences constructives entraîne une diminution du rayonnement émis par le radiateur. En effet, la distribution angulaire du rayonnement de transition des interfaces n'est pas plate comme le montre la figure II.8b).

Dans le cas du radiateur régulier, lorsque le pic d'interférence constructive à N feuilles est situé à l'angle d'émission maximale du rayonnement des interfaces, la particule chargée est freinée de façon cohérente par le radiateur. L'énergie rayonnée est donc plus grande que dans le cas du radiateur irrégulier où il n'y a pas de cohérence.

La figure II.9 montre le spectre du rayonnement émis par les radiateurs (a), (b) et (c) de la figure II.7. On voit que la partie basse du spectre est plus affectée que la partie haute, par la disparition des interférences à N feuilles. En effet, plus la fréquence est basse, plus la cohérence du rayonnement des feuilles doit être maintenue sur une grande distance.

Figure II.9 :

spectre de l'énergie rayonnée
en fonction de la dispersion des intervalles :
a) radiateur régulier, b) 20%, c) 100%

b) Calcul microscopique

Nous avons aussi calculé numériquement le rayonnement de transition en sommant les contributions à l'infini de toutes les interfaces d'un radiateur. Dans ce cas, on peut distribuer les intervalles et les épaisseurs suivant n'importe quelle loi. La figure II.10 représente l'intensité produite par un radiateur dont les intervalles et les épaisseurs ont été réparties aléatoirement autour de leur position moyenne suivant une distribution gaussienne de dispersion 20% (figure II.10a). Les variations brusques du spectre correspondent à des

Figure II.10 :

comparaison entre les intensités :
a) produite par un radiateur particulier (calcul microscopique)
b) moyenne sur tous les radiateurs possibles (calcul de Garibian et al)

$$\frac{\Delta I_1}{I_1} = \frac{\Delta I_2}{I_2} = 20\,\%$$

coïncidences fortuites dans les positions des interfaces, qui conduisent à des additions constructives ou destructives des champs rayonnés. On constate malgré ce "brouillage" la conservation d'une cohérence globale à l'endroit du pic des N feuilles. Le calcul analytique de Garibian et al [II.5] obtenu avec des distributions Γ de même dispersion est superposé (figure II.10b). Il représente la valeur de l'intensité obtenue en moyennant sur tous les radiateurs possibles de même dispersion, ce qui lave les variations brutales.

REFERENCES DU CHAPITRE II :

[II.1] V.L. Ginzburg and I.M. Franck, Z. Eksper. Teor. Fiz. **16** (1946) 15

[II.2] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* , Second Edition 1975 Wiley & Sons

[II.3] M.L. Ter Mikaëlian, *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media* , Wiley Interscience New York 1972

[II.4] X. Artru et al., *Practical Theory of the Multi-Layered Transition Radiation Detector* , Phys. Rev. D **12** (1975) 1289.

[II.5] G.M. Garibian et al., *The Calculation of X-Ray Transition Radiation Generated in Regular- and Irregular-Layered Media* , Nucl. Instr. and Meth.**125** (1975) 133.

CHAPITRE III

Optimisation du DRT

On dispose de 31,5 cm pour recueillir le maximum d'information en vue de séparer les électrons qui produisent des photons, des pions qui n'en produisent pas. Le détecteur de photons est une chambre à fils proportionnelle à dérive longitudinale remplie de xenon. Sa géométrie permet de mesurer l'énergie et la position d'interaction des photons. Il faut optimiser le rapport entre la place utilisée pour produire des photons de transition et celle employée à les détecter. L'auto-absorption dans le radiateur dépend du matériau employé et conduit à utiliser soit deux ensembles [radiateur en lithium, détecteur], soit trois ensembles [radiateur en plastique, détecteur].

A Le détecteur de photons

La nécessité de limiter la matière que traversent les particules avant de pénétrer dans le calorimètre conduit à utiliser un détecteur gazeux. L'absorption des photons dans un gaz est due à l'effet photo-électrique et croît comme Z^4 (Z est le numéro atomique du gaz). La perte d'énergie des particules ionisantes qui traversent un gaz croît comme Z. On a donc intérêt à employer un gaz de Z élevé. Le xenon est le gaz rare de Z le plus élevé qui ne soit pas radioactif.

1 Principe de la chambre à dérive longitudinale

Le détecteur gazeux placé à la suite du radiateur collecte l'ionisation que produisent les particules chargées en le traversant. Lorsque des rayons X sont produits dans le radiateur, ils s'arrêtent dans le gaz en donnant des photo-électrons qui apportent un supplément d'ionisation. Une chambre proportionnelle qui mesure la charge totale intégrée sur un intervalle de temps ne sépare pas les deux contributions.

Un photo-électron a un très faible parcours dans le xenon (inférieur à 100 μm pour un électron de moins de 10 keV) et produit un amas d'électrons très localisé. Tous les photons qui pénètrent dans la chambre ont une énergie supérieure à 3 keV (ceux d'énergie inférieure sont arrêtés avant). La reconnaissance des amas supérieurs à ce seuil apporte une information supplémentaire à la mesure de l'énergie totale et doit permettre d'améliorer les performances du détecteur. Ludlam et al. [1] ont été les premiers à préconiser l'emploi d'une chambre à dérive asymétrique pour un détecteur à rayonnement de transition.

Le détecteur est composé de deux parties. Dans la partie du détecteur contigüe au radiateur, on maintient un champ électrique radial constant. De cette façon la vitesse de dérive des charges produites est constante et il y a une correspondance entre le temps de dérive et la position initiale des charges. Dans la deuxième partie du détecteur, la charge est amplifiée de façon proportionnelle et collectée sur des anodes. La mesure de la charge collectée en fonction du temps permet de reconnaître et de compter les amas dont l'énergie est supérieure au seuil.

2 Electronique de lecture

_____Le nombre d'électrons secondaires créés par un photo-électron est de ~ 50 par keV. Le gain de l'avalanche des charges sur le fil d'anode est l'ordre de 10^4 de façon à fonctionner en mode proportionnel et à limiter le vieillissement précoce du détecteur. Il est nécessaire de pré-amplifier le signal avec une électronique à faible bruit.

L'utilisation d'amplificateurs de mise en forme du signal et de convertisseurs analogique/digital échantillonnant le signal délivré à 100 MHz (FADC) permet de mesurer la distribution de la charge en fonction du temps.

B Optimisation du radiateur

Dans l'épaisseur disponible, il faut produire et détecter le plus possible de photons de transition. La segmentation optimale du DRT en plusieurs ensembles identiques dépend du matériau utilisé pour le radiateur. Un programme de Monte Carlo prenant en compte la perte d'énergie des particules dans le xenon prédite par Ermilova et al. (voir chapitre IV §B4) permet d'évaluer le rejet des pions obtenu par chacune de ces segmentations, en faisant une coupure qui conserve 90% des électrons (le rejet est l'inverse de l'efficacité, qui est le pourcentage de pions qui passent la coupure{voir chapitre V §A1}), soit sur l'énergie totale déposée, soit sur le nombre d'amas supérieurs à 3 keV.

1 Matériaux employés

La formule II.10 montre que l'énergie rayonnée par une interface matière/vide est proportionnelle à la fréquence de plasma ω_P de la matière qui s'obtient à l'aide de **(III.1)** :

$$\omega_P^2 = 4\pi\ hc\ \alpha\ n_e/m_e = 4\pi\ hc\ \alpha\ (Z/A)N\rho/m_e$$

où n_e est la densité électronique, m_e la masse de l'électron, N le nombre d'Avogadro, et ρ la densité. ω_P est donc à peu près proportionnelle à la racine carrée de la densité du milieu (A ~ 2 Z). L'auto-absorption du radiateur est liée à l'effet photoélectrique qui croît comme Z^4. On a donc intérêt à employer des matériaux de densité élevée et de faible Z. Si l'on désire utiliser des feuilles pour profiter des effets d'interférences décrits au chapitre II, on ne peut pas employer les éléments qui précèdent le lithium, et la fabrication de feuilles minces de bore ou de beryllium de grande dimension est impossible. Deux matériaux conviennent : le lithium ($h\omega_P$ = 16 eV) et les plastiques de formule $(CH_2)_n$ polyéthylène ($h\omega_P$ = 19 eV) ou polypropylène ($h\omega_P$ = 21,5 eV). Le gaz dans lequel sont plongées les feuilles doit aussi avoir un Z faible, l'helium ou l'azote conviennent.

2 Configurations optimales

Nous avons comparé les performances des options lithium [Li] et polypropylène [$(CH_2)_n$] pour deux ou trois segmentations.

a) Radiateurs

Le choix optimal de l'épaisseur et du nombre de feuilles résulte d'un compromis entre deux effets. Plus on augmente le nombre d'interfaces qui rayonnent, plus on diminue les intervalles entre elles et moins elles rayonnent car l'intervalle entre les feuilles devient inférieur à la longueur de formation du rayonnement de transition (voir chapitre II §A3).

Afin de déterminer le radiateur le mieux adapté (épaisseurs des feuilles et des intervalles), nous avons choisi d'optimiser la charge totale déposée dans un détecteur de 25 mm de long, rempli de 90% de xenon. Cette variable dépend moins des propriétés réelles du détecteur que le nombre d'amas observé qui est fonction de la résolution. La figure III.1 montre l'énergie totale détectée par une chambre (rayonnement de transition + dE/dx) moyennée sur l'intervalle de pseudo-rapidité (*) intercepté par le DRT ($0 < \eta < 1,3$) en fonction de l'épaisseur des intervalles et de quatre épaisseurs de feuilles, ceci pour les deux segmentations considérées. On constate pour le $(CH_2)_n$ (figure III.1a) que le maximum est obtenu avec des feuilles de 18 µm et que la dépendance en fonction de l'espacement des feuilles est lente près du maximum. Pour le Li (figure III.1b), le maximum est obtenu avec des feuilles de 34 µm.

Le gain d'énergie détectée lorsque l'on passe du petit radiateur au grand est plus important pour le Li que pour le $(CH_2)_n$. Cela s'explique par l'auto-absorption dans le radiateur qui est plus faible pour le Li que pour le $(CH_2)_n$.

(*) Voir la définition de la pseudo-rapidité chapitre I §B1

Figure III.1 :

énergie totale détectée en fonction de l'épaisseur des feuilles et des intervalles
a) radiateur en lithium ; b) radiateur en polypropylène

b) Nombre d'ensembles

Les figures III.2 et III.3 montrent les rejets (voir chapitre V §A2) obtenus par Monte Carlo avec une coupure sur l'énergie totale et sur le nombre d'amas supérieurs à 3 keV.

On constate que pour le $(CH_2)_n$ (figure III.2), la configuration à trois ensembles est meilleure que celle à deux ensembles pour le comptage d'amas et comparable pour l'énergie totale. Une étude menée sur la configuration à quatre ensembles montre que la configuration à trois ensembles est plus performante.

Pour le Li (figure III.3), la configuration à deux ensembles est meilleure que celle à trois ensembles, quelque soit la méthode de rejet employée.

REFERENCE DU CHAPITRE III :

[II.1] T. Ludlam et al. : *Particle identification by electron cluster detection of transition radiation photo*
Nucl. Instr. and Meth. **180** (1981) 413

CHAPITRE IV

Le prototype du détecteur

Ce prototype comportait tous les éléments du détecteur final. Son efficacité a été étudiée sur un faisceau de pions et d'électrons de 5 GeV/c, en fonction des différents choix qui s'offraient pour chacune des parties :

- radiateurs en feuilles de lithium, en feuilles de polypropylène ou en fibres de polyéthylène
- chambre à dérive longitudinale remplie de xenon et de petites quantités de CO_2, de CH_4 ou de iso-C_4H_{10}
- réglage de l'amplificateur de mise en forme du signal.

Cette étude a permis de déterminer la conception optimale pour le DRT de l'expérience D0.

A Le montage expérimental

1 Installation

Le montage (figure IV.1) était installé auprès d'un faisceau secondaire du PS au CERN. Ce faisceau contenait environ 90% de pions et 10% d'électrons dont l'impulsion était sélectionnée à 5 GeV/c.

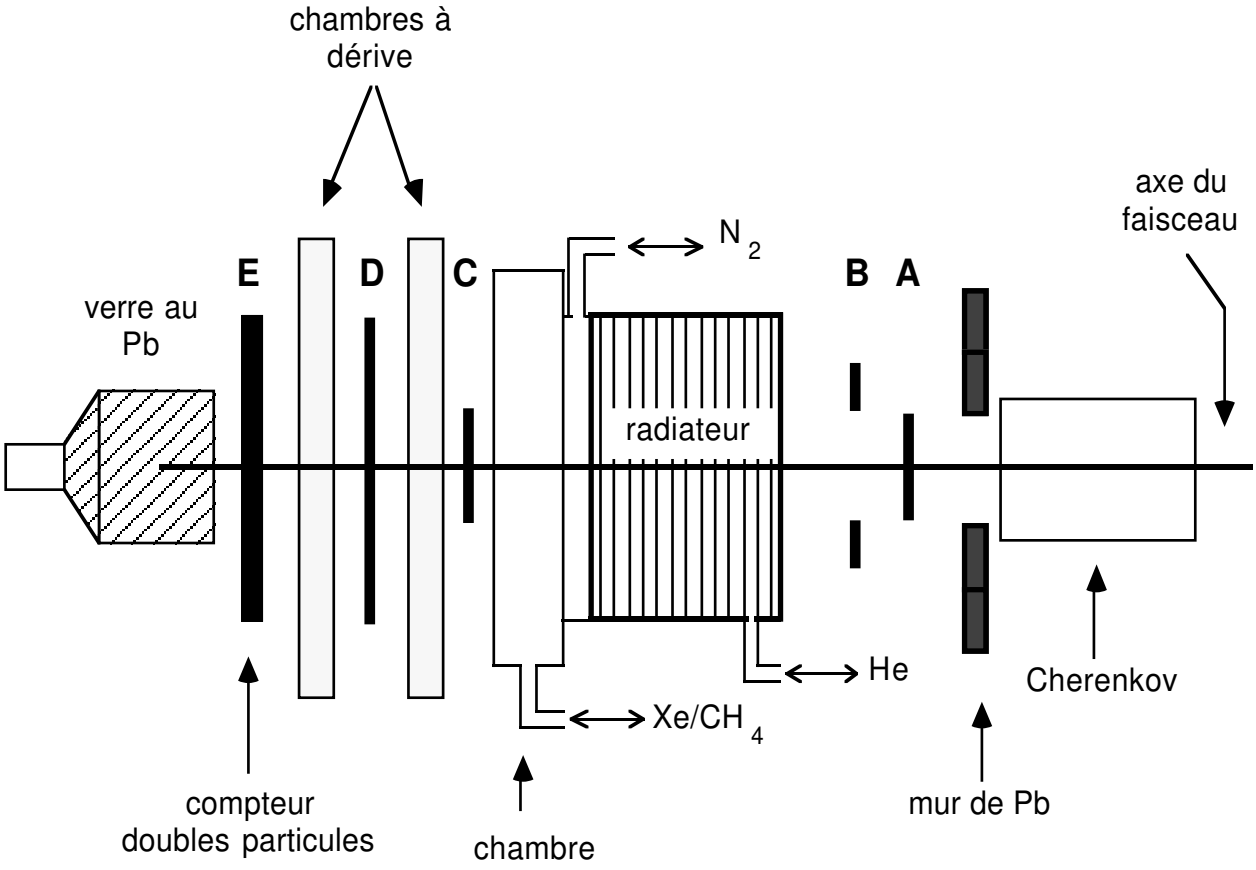


Figure IV.1 :

schéma du montage expérimental

Les électrons étaient identifiés par un Cherenkov à gaz rempli de CO_2 à la pression de 40 cm de mercure, et par un verre au plomb. Le faisceau était défini par des scintillateurs dont les tailles étaient les suivantes :

A de 2 x 2 cm^2,

suivi de **B** percé d'un trou de 3 cm de diamètre avant la fenêtre d'entrée,

C de 2 x 2 cm^2 après la fenêtre de sortie,

D de 10 x 10 cm^2 entre les deux chambres à dérive,

E de 10 x 10 cm^2 et de 1 cm d'épaisseur.

On demandait la coïncidence $\mathbf{A \cdot \bar{B} \cdot C \cdot D \cdot E}$ pour les pions et de plus, un signal dans le Cherenkov pour les électrons. Les positions latérales des particules étaient données par les deux chambres à dérive. Les doubles particules qui ne sont pas rares dans le faisceau, ont été éliminées lors de l'analyse grâce à une coupure sur la charge déposée dans le compteur E.

Un système de contrôle permettait de régler le débit des différents gaz employés dans notre détecteur :

de l'helium dans le radiateur

de l'azote entre le radiateur et la chambre

un mélange fait à l'avance de xenon et soit de 10% de CH_4, soit de 10% de CO_2 soit de 5% de iso-C_4H_{10} dans la chambre.

Le débit de Xe était réglé de sorte que le volume de la chambre fût complètement renouvelé toutes les 20 à 30 heures.

2 Prise de données

Nous avons testé les performances de plusieurs radiateurs :

Le radiateur en lithium était fait de 700 feuilles de 38 µm d'épaisseur, espacées de 150 µm. L'espacement était obtenu par des indentations produites en pressant une fibre de plastique sur la feuille de lithium molle qui se rigidifiait avec le temps. La longueur totale était de 13,2 cm

Le radiateur en polypropylène avait 382 feuilles de 18 µm d'épaisseur espacées de 150 µm par des indentations. Ces indentations sont obtenues en posant la feuille sur un filet en polyéthylène et en la chauffant durant 5 mn à 80° tout en maintenant une dépression en dessous pour la forcer à prendre la forme du filet (cette méthode est employée pour fabriquer le radiateur cylindrique du DRT de D0). La longueur totale était de 6,5 cm.

Un radiateur en fibres de polyéthylène a aussi été testé. Les fibres de 20 µm de diamètre étaient tassées à la densité de 60 g/l dans un radiateur de 7,5 cm de long. Ce type de radiateur ne bénéficie pas des interférences constructives des radiateurs réguliers, mais est plus facile à construire.

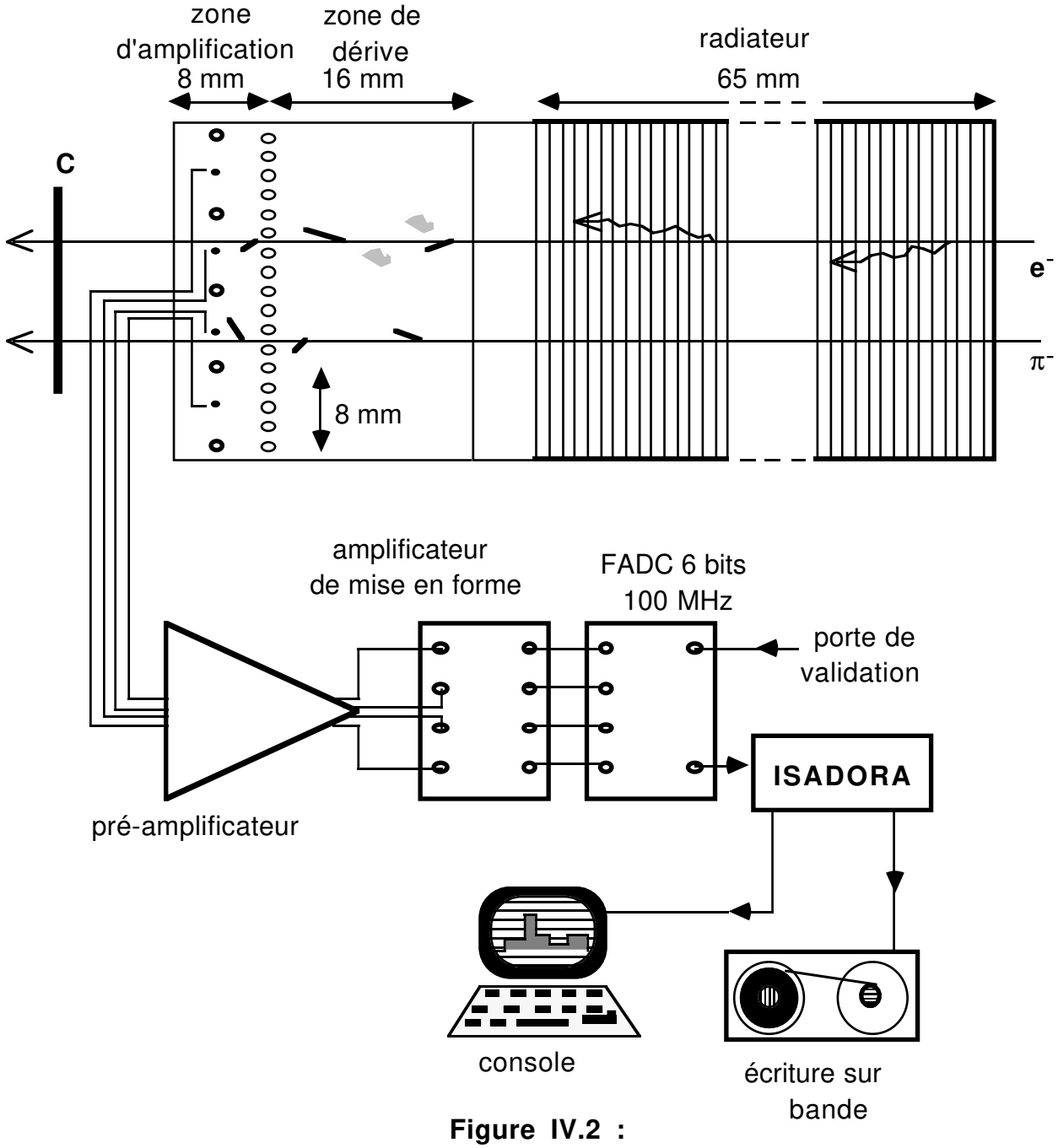


Figure IV.2 :

schéma de l'acquisition

Le détecteur placé à la suite du radiateur, était une chambre à fils proportionnelle. La charge collectée sur les anodes était préamplifiée à la sortie de la chambre avec un gain de 280 mV/pC. Le signal était amplifié et mis en forme dans la salle de comptage, puis enregistré par un FADC de 6 bits de dynamique échantillonnant à 100 MHz durant 1,5 µs, soit sur 150 canaux. Le faisceau défini par le compteur C de 2 cm de large, était centré sur deux cellules de la zone d'amplification, faisant chacune 8 mm de large. Quatre fils étaient lus, les deux centraux et deux fils de garde de part et d'autre, afin de récolter toute la charge déposée par les particules. Les temps de dérive dans les chambres de définition du

faisceau étaient mesurés avec des convertisseurs temps amplitude. Les amplitudes des signaux délivrés par les compteurs, le Cherenkov et le verre au plomb étaient enregistrées par des convertisseurs analogique/digital (ADC). Toutes ces informations étaient écrites sur bande magnétique et contrôlées en ligne sur une console grâce à un programme d'acquisition tournant sur un mini-calculateur ISADORA (figure IV.2).

B La chambre à xenon

1 Géométrie

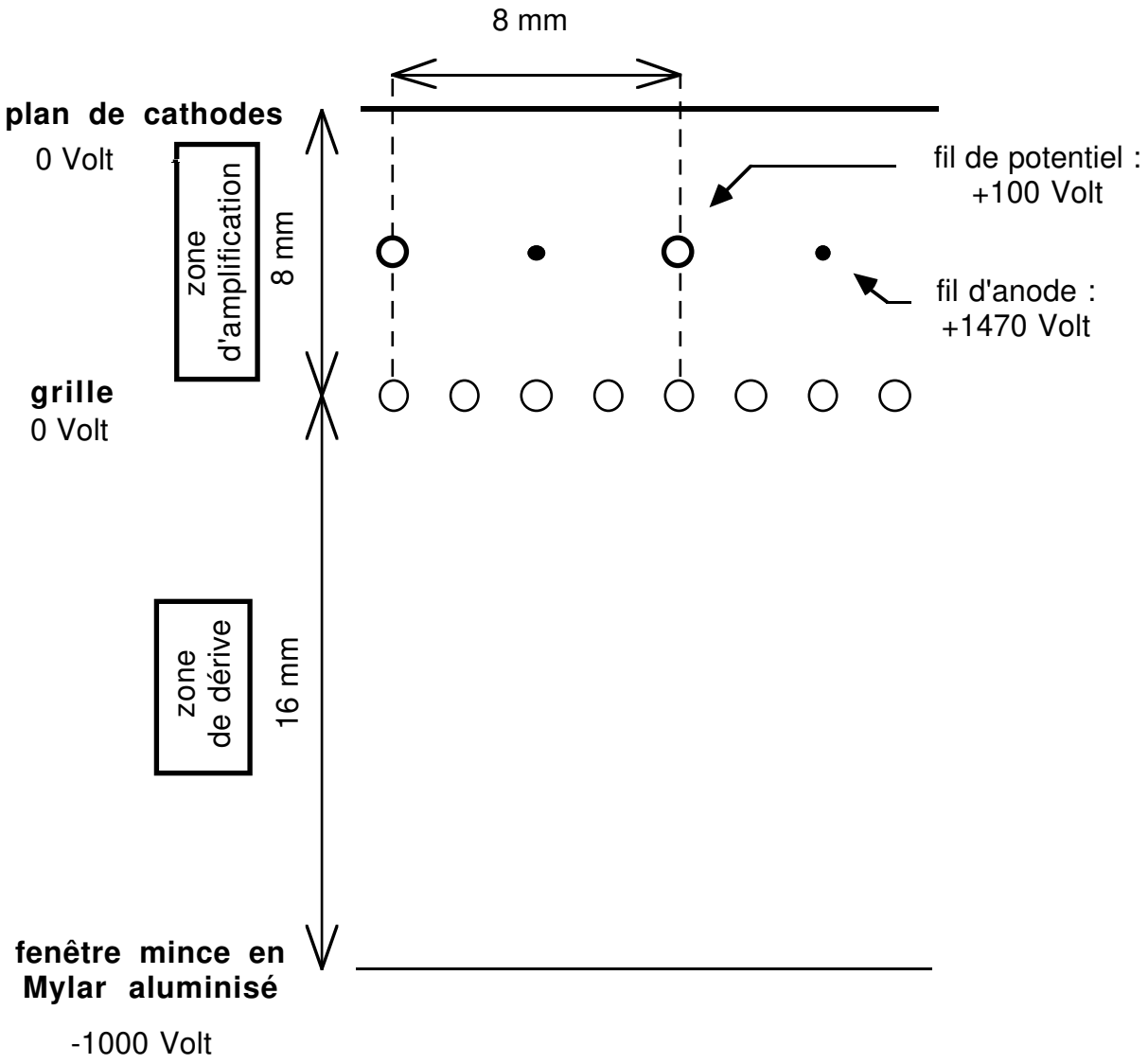


Figure IV.3 :

schéma de la chambre à xenon
(les tensions indiquées sont celles
utilisées pour les tests en faisceau)

Le détecteur de photons est une chambre proportionnelle à dérive longitudinale, à structure asymétrique de 24 mm de long (figure IV.3). La première partie de 16 mm de long, constitue la zone de dérive, dans laquelle un champ électrique longitudinal uniforme est produit par une différence de potentiel de 1000 V entre la fenêtre d'entrée et la grille. Cette grille tissée au pas de 2 mm avec des fils verticaux de 50 µm de diamètre, sépare la zone de dérive de la deuxième partie de la chambre, la zone d'amplification. Cette zone est formée de cellules carrées de 8 mm de coté, délimitées longitudinalement par la grille et par un plan de cathodes, et latéralement par un fil de 50 µm porté au potentiel de 100 V, de chaque côté. En leur centre, se trouve l'anode de 20 µm de diamètre portée au potentiel de 1470 V. Le champ électrique dans la cellule a une symétrie grossièrement cylindrique. Dans cette configuration de tensions, la vitesse des charges mesurée dans la zone de dérive pour le mélange Xe-90%/CH_4-10% est de 23,2 mm/µs, la grille est transparente aux charges venant de la zone de dérive, toutes les charges sont collectées par l'anode et le gain de l'avalanche est $1{,}2.10^4$.

2 Réponse à une source de rayons X

Plusieurs sources de photons X dans la gamme d'énergie de ceux produits par le radiateur (quelques keV à quelques dizaines de keV) ont été employées :

Mn^{54}	énergie	5,4 keV	*
Fe^{55}	énergie	5,9 keV	
Zn^{65}	énergie	8,1 keV	*
Cd^{109}	énergie	22,4 keV	

Les couches électroniques du xenon ont les énergies d'ionisation suivantes : K 34 keV, L 4,8 keV, M 0,7 keV. Le photon X d'énergie E_X est converti dans le xenon par effet photoélectrique. Un photon de moins de 4,8 keV extrait un électron de la couche M d'énergie E_X - 0,7 keV et un électron de 0,7 keV. Un photon entre 4,8 keV et 34 keV produit :

d'une part un électron extrait de la couche L d'énergie E_X - 4,8 keV

d'autre part, soit un électron soit un photon de 4,8 - 0,7 = 4,1 keV, et un électron de 0,7 keV.

Ce photon a une longueur d'absorption de 5 mm dans le xenon et peut se convertir en un autre endroit ou bien échapper à la détection. Ce phénomène est appelé échappement par fluorescence. Les électrons primaires éjectés de l'atome de xenon s'arrêtent en quelques centaines de micromètres et produisent un amas d'électrons secondaires appelé *cluster*.

Les deux sources marquées d'un * émettent en coïncidence un γ nucléaire de l'ordre du

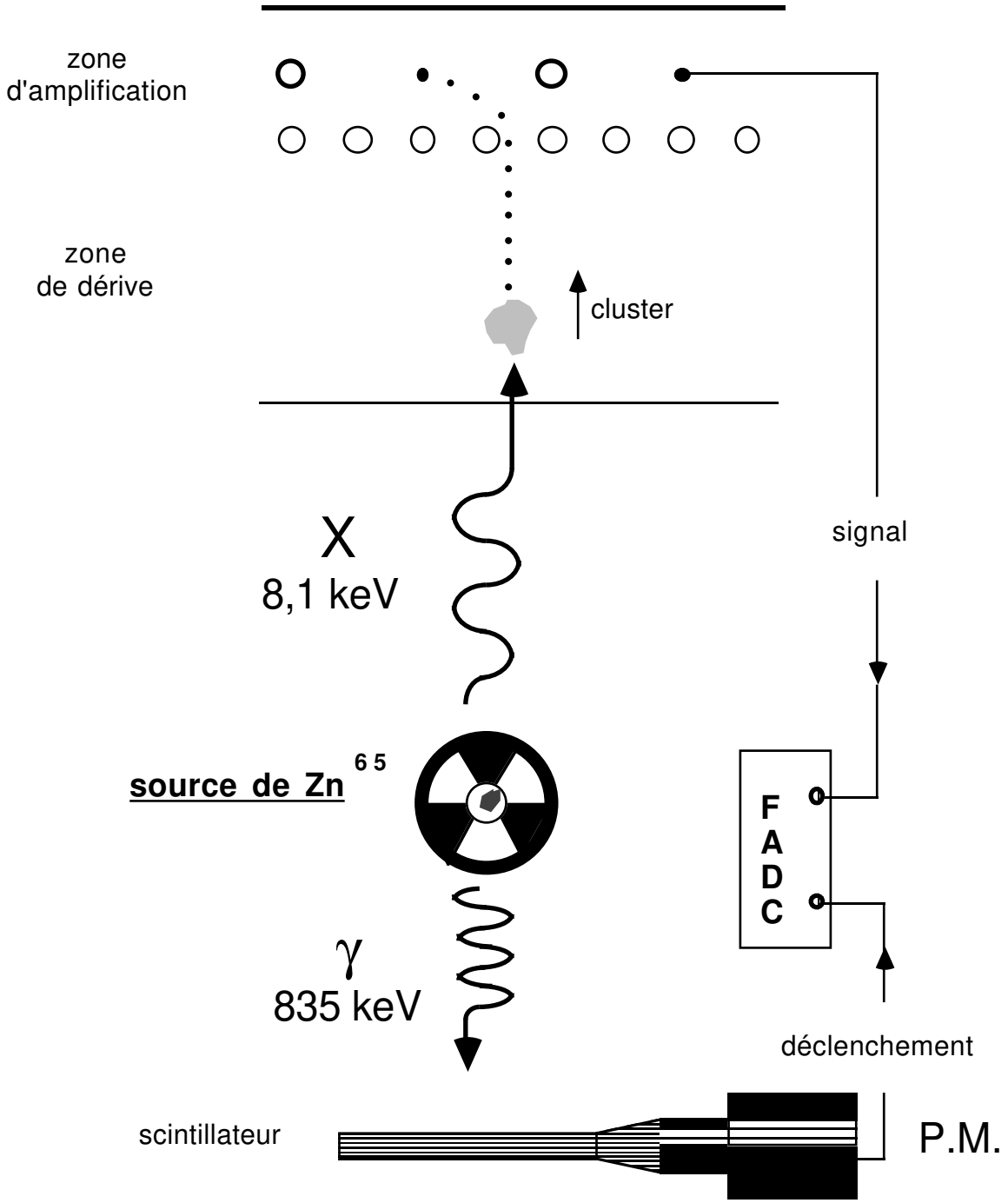


Figure IV.4 :

méthode de la source déclenchée

MeV qui permet une utilisation en mode dit de la *source déclenchée* (figure IV.4) : le γ est détecté par un scintillateur et ce signal donne l'instant de conversion du X dans la chambre. L'intervalle de temps entre le démarrage du FADC et l'arrivée du signal correspond au temps de dérive du cluster dans le gaz, relié à l'épaisseur de xenon qu'il a traversé.

L'utilisation de sources déclenchées permet de mesurer la longueur d'absorption des photons dans le mélange ainsi que les variations d'intensité et de formes des impulsions en fonction de la profondeur de conversion des photons, et d'obtenir une calibration absolue du détecteur.

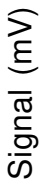
Les données prises avec une source déclenchée ont été analysées en vue d'observer tous ces effets dépendant de la profondeur. La validation en ligne demandait un signal venant du P.M. et un signal dans la chambre à l'intérieur des deux µs suivantes. En demandant un seul cluster dans la chambre, on élimine les événements :

- contenant un deuxième photon en coïncidence accidentelle;
- où l'atome de xenon s'est désexcité en donnant un photon d'échappement de 4,1 keV et un électron d'énergie E_X - 4,1;
- où le cluster s'est séparé sur deux fils d'anode en arrivant dans la zone d'amplification du fait de sa dispersion latérale.

Une fois cette coupure faite, le lot d'événements contient encore les cas : 1) de coïncidence accidentelle où on n'a pas détecté le photon en coïncidence vraie et 2) d'échappement où un seul des clusters est détecté. Dans ces cas, le temps de dérive mesuré ne correspond pas au point de conversion du photon et il faudra tenir compte de ce bruit de fond. Les caractéristiques des impulsions (largeur, hauteur, surface, nombre) sont étudiées en fonction du temps de dérive.

a) Mise en forme du signal

L'utilisation d'un FADC pour enregistrer les événements, rend nécessaire une mise en forme de l'impulsion électrique délivrée par la chambre. En effet, le signal qui sort du préamplificateur revient à zéro beaucoup trop lentement par rapport à l'intervalle de temps séparant deux clusters dans un événement. Les impulsions vont s'empiler les unes sur les autres jusqu'à la saturation de la dynamique du FADC, et les suivantes seront perdues. Le rôle de l'amplificateur de mise en forme (AMF) est de symétriser l'impulsion et d'amener son niveau rapidement à zéro tout en laissant sa surface proportionnelle à l'énergie initiale. La figure IV.5 montre la forme du signal correspondant à un photon de 8.1 keV, avant l'AMF et après. Toutes les études qui suivent sont faites sur des impulsions mises en forme.



Temps (µs)

Figure IV.5 :

impulsion due à un photon de 8,1 keV
a) mise en forme; b) non mise en forme

b) Longueur d'absorption

Le temps de conversion d'un photon est défini par le barycentre de l'impulsion. On divise le temps de dérive en intervalles de 40 ns. Le nombre de photons convertis est représenté sur la figure IV.6a pour chacun des intervalles définis. On voit nettement le niveau de bruit de fond des coïncidences accidentelles dans les derniers intervalles qui ne correspondent pas à des temps de dérive physiques. Les fils de lecture sont en aval de la zone de dérive, les grands temps de dérive correspondent donc aux conversions près de la fenêtre, et c'est bien l'absorption des photons que l'on observe. La coupure de l'exponentielle correspond à la fin de la chambre et donne la position en temps de la fenêtre d'entrée. La figure

IV.6b montre la décroissance exponentielle du nombre de photons convertis dans la zone de dérive, une fois soustrait le niveau d'accidentelles évalué dans les derniers intervalles.

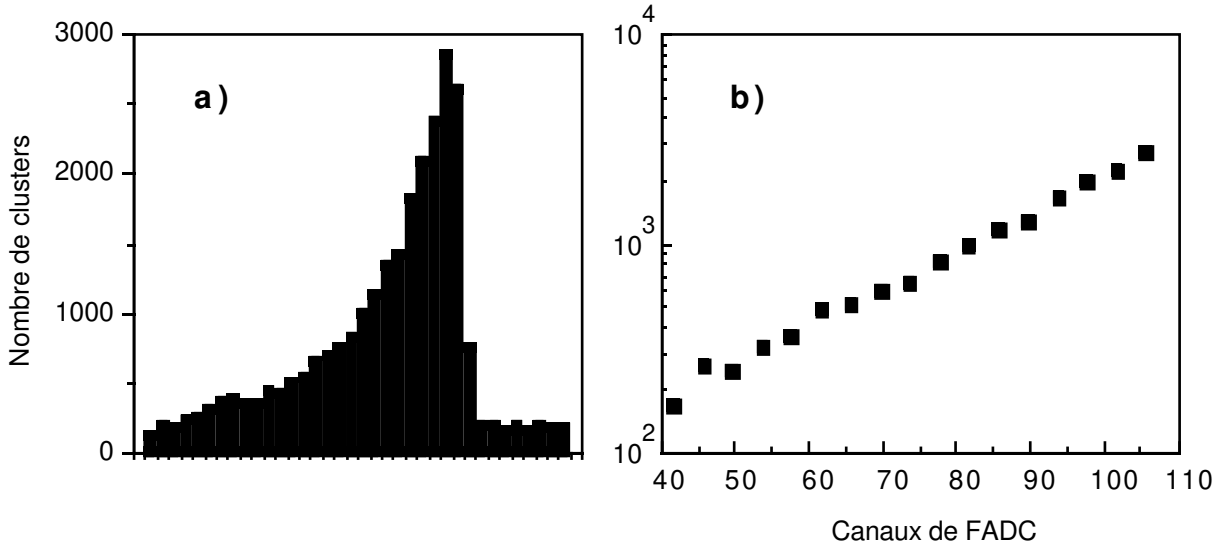


Figure IV.6 :

nombre de photons convertis par intervalle de 40 ns

a) données brutes sur 150 canaux de FADC

b) dans la zone de dérive, accidentels soustraits

c) Attachement

On constate que plus le photon s'est converti près de la fenêtre (longs temps de dérive), plus l'intensité du signal est faible (figure IV.7). Cet effet, appelé attachement, est causé par la perte d'une partie des électrons au cours de la migration du cluster dans le gaz. La proportion d'électrons capturés par unité de longueur est constante. L'intensité de l'effet dépend d'interactions entre le gaz limiteur d'avalanche utilisé et les impuretés présentes, essentiellement l'oxygène et l'eau [IV.1]. Pour une cadence de renouvellement du gaz faible, avec 10% de CO_2 nous avons mesuré 35% d'atténuation sur 1 cm, limitée à 11,5%/cm avec 10% de CH_4.

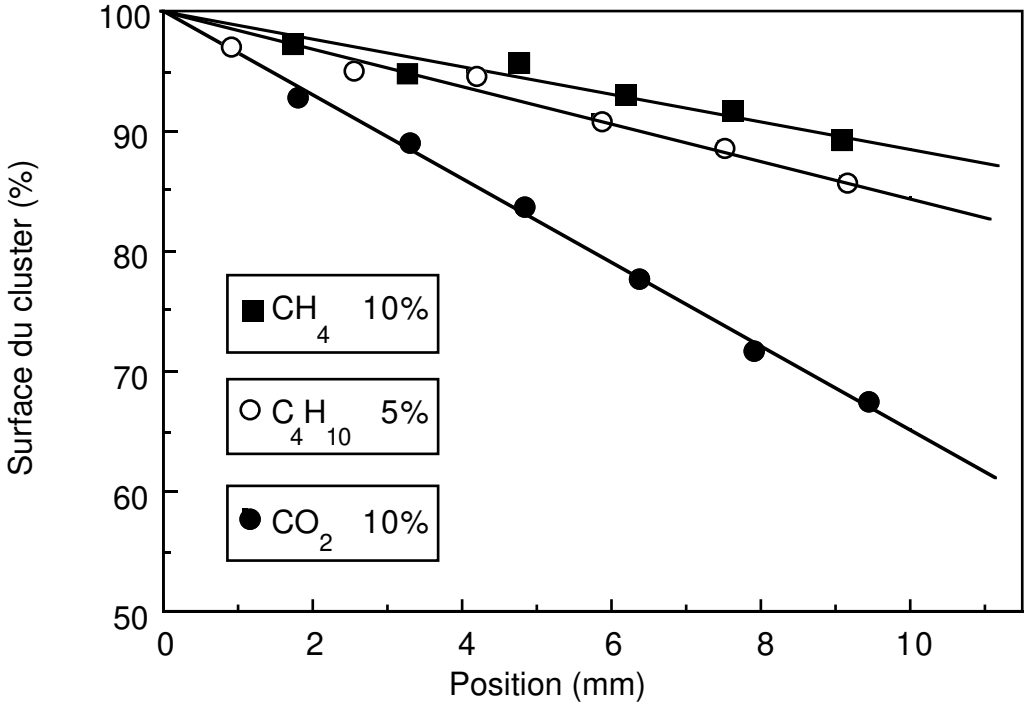


Figure IV.7 :

variation de la surface des clusters
en fonction de la position de leur conversion
dans la zone de dérive, mesurée à partir de la grille

d) Largeur des impulsions

Plus le cluster a parcouru une grande distance dans le gaz, plus le temps de montée et la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) de l'impulsion sont grands (figure IV.8). Ceci est la conséquence de la dispersion du cluster dans le sens longitudinal par suite des collisions des électrons dans le gaz.

Le "FWHM" varie pour 10% de CO_2, de 53 ns à 61 ns sur 1 cm, pour 10% de CH_4, de 35 ns à 45 ns sur 1 cm, et pour 5% d'isobutane, de 32 ns à 38 ns sur 1 cm.

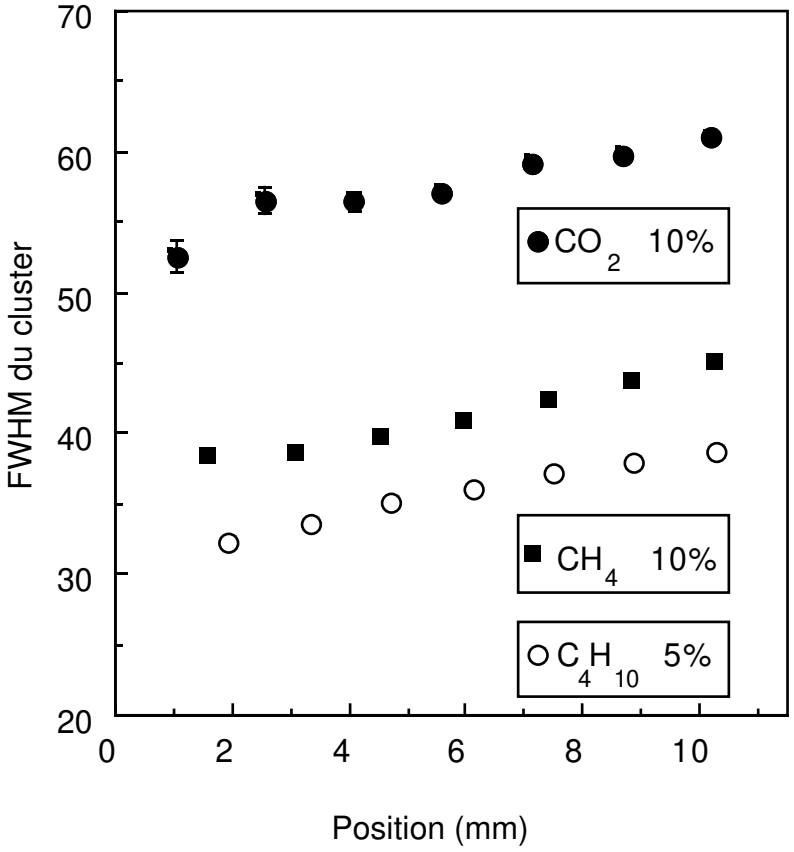


Figure IV.8 :

variation de la largeur à mi-hauteur des clusters en fonction de la position de leur conversion dans la zone de dérive, mesurée à partir de la grille

e) Résolution en énergie

La résolution absolue ΔE/E moyennée sur toute la zone de dérive, obtenue pour un photon de 5,4 keV est :

13,1% pour le CO_2

14,0% pour le C_4H_{10}

9,0% pour le CH_4

f) Choix final

Le mélange xenon-méthane a été choisi pour le détecteur final. Le mélange avec l'isobutane a été écarté car il ne permet pas de configuration de champ électrique dans laquelle la grille est transparente aux charges venant de la zone de dérive. Les tests effectués sur le prototype montrent qu'en diminuant la pollution du gaz, les performances s'améliorent. En renouvelant le gaz à la cadence d'un volume de détecteur par jour, l'attachement est inférieur à 4 % /cm.

3 Réponse à un faisceau de pions

Il est intéressant d'étudier la réponse du détecteur à un faisceau de pions, car le dépôt d'énergie est uniforme le long de la trace. Si l'on moyenne sur tous les événements la distribution de la charge en fonction du temps de dérive (dQ/dt) observée avec le FADC, on s'attend à voir deux parties :

la zone de dérive où la vitesse de dérive est uniforme, qui doit avoir un niveau d'ionisation constant, puisque la charge collectée par unité de temps est fixe;

la zone d'amplification où les charges arrivent sur l'anode des deux côtés à la fois et où la vitesse de dérive n'est pas constante.

La figure IV.9 montre le dQ/dt observé pour les pions, a) pour toutes les traces, et b) pour les traces passant à moins de 2 mm du fil d'anode. Les charges sont corrigées de l'atténuation dûe à l'attachement, mesurée avec la source déclenchée. On voit nettement la séparation en deux parties, la zone d'amplification correspondant aux temps de dérive courts où la charge par unité de temps est plus élevée et la zone de dérive caractérisée par un plateau. Cependant, ce plateau n'est pas horizontal, il décroît légèrement quand le temps de dérive augmente.

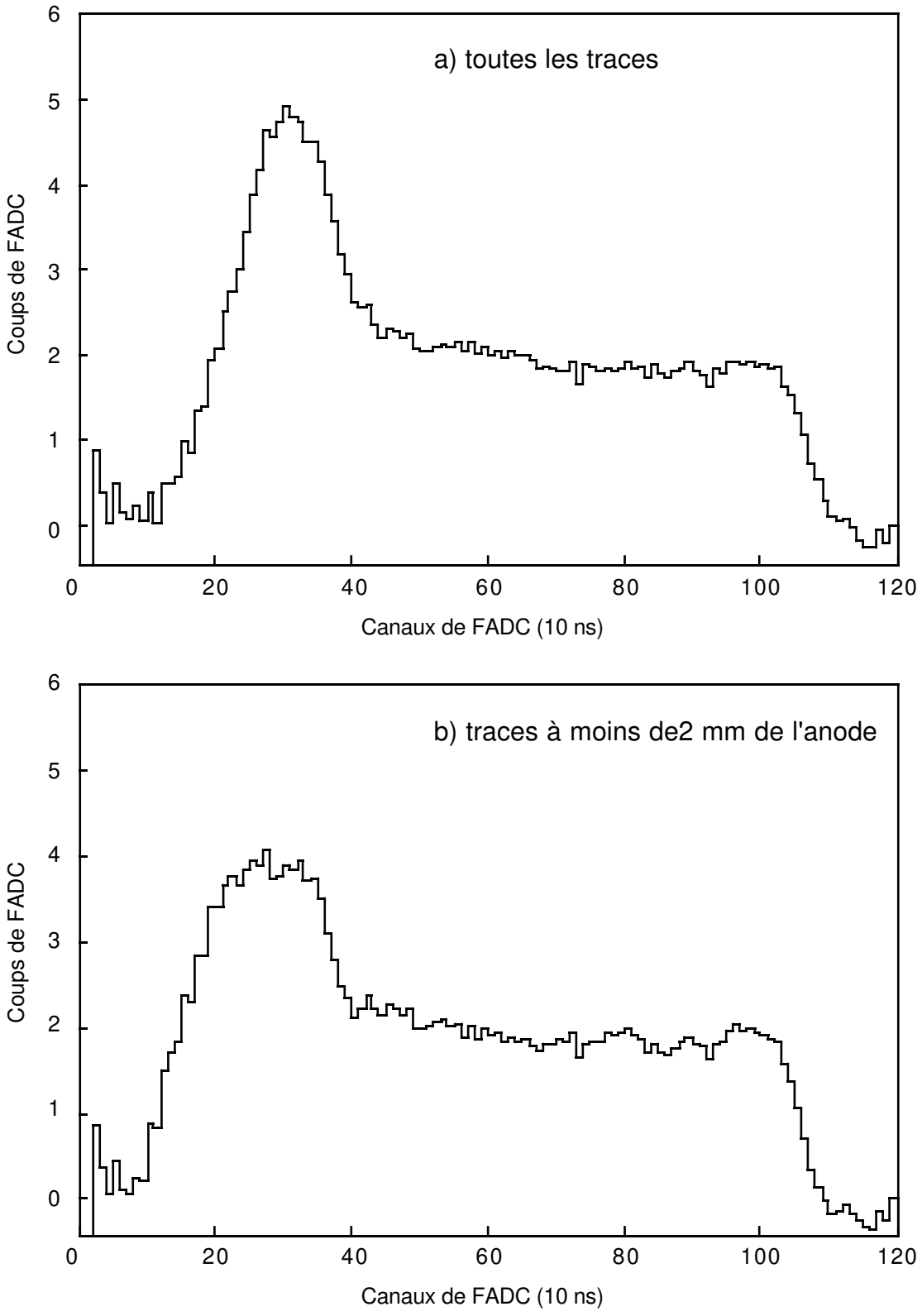


Figure IV.9 :

dQ/dt moyen pour un pion

Si on porte l'énergie moyenne mesurée dans une tranche de temps située dans la zone de dérive, en fonction de la charge ayant avalanché avant, on met en évidence un effet propre à chaque événement. La figure IV.10 montre cet effet qui est interprété comme de la "charge d'espace locale". Au cours du processus d'amplification par avalanche, des ions Xe^+ sont

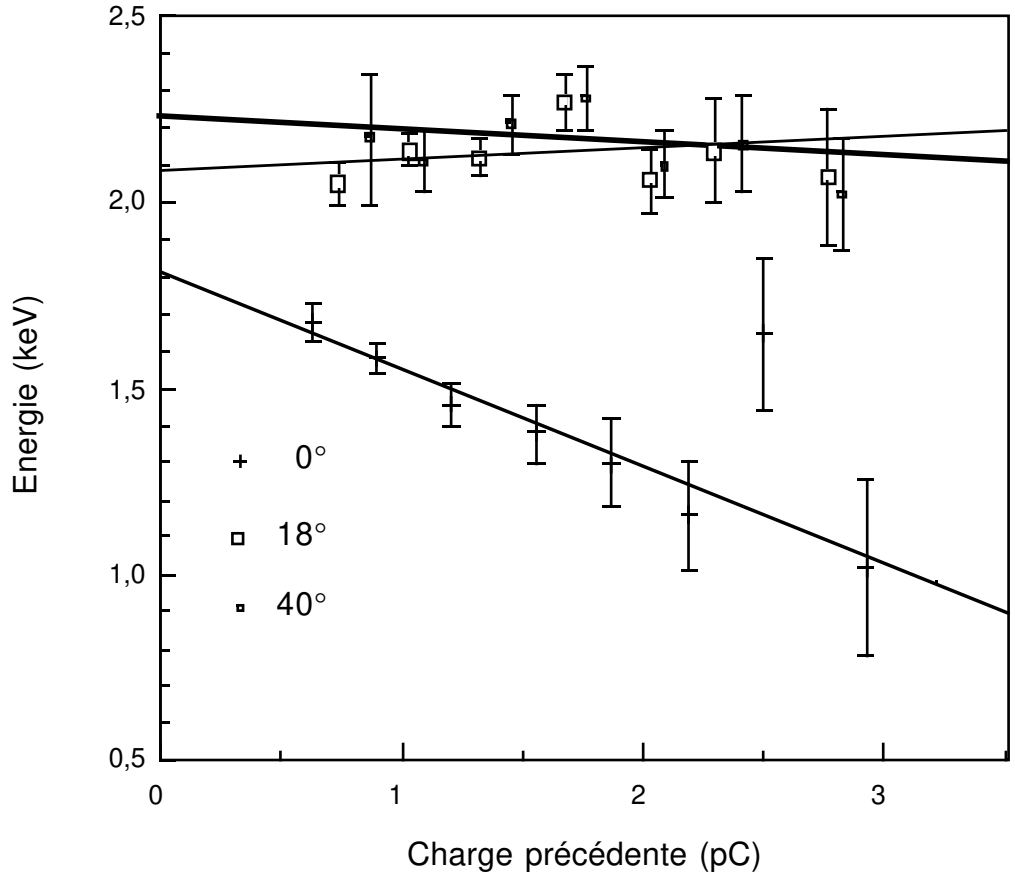


Figure IV.10 :

variation de l'énergie mesurée dans 4 mm de Xe
en fonction de la charge précédente,
pour trois angles d'incidence

créés et s'accumulent autour du fil d'anode, leur mobilité étant bien plus faible que celle des électrons. Cette chape d'ions va retenir par influence des électrons sur l'anode, ce qui diminue le champ électrique et le gain de l'avalanche pour les charges qui arrivent après. Cet effet n 'a été mis en évidence que dans les données prises à incidence normale (0^o). Dès que la trace chargée fait un angle avec la normale au plan des fils, la charge du début n'écrante plus la charge de la fin (figure IV.11).

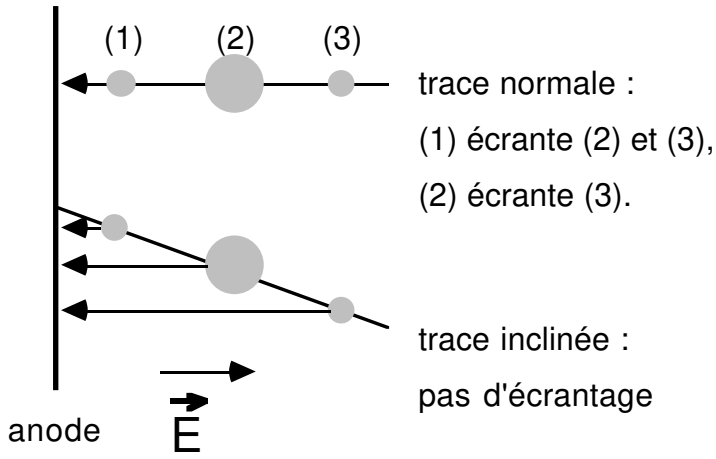


Figure IV.11 :

effet d'écran des charges en incidence normale disparaissant à angle

4 Simulation des données

Un programme de Monte Carlo a été mis au point, contenant la simulation de tous les phénomènes physiques décrits plus haut, afin de reproduire la réponse du détecteur.

a) Ionisation d'une particule chargée

La distribution en énergie de l'ionisation est obtenue à partir des calculs de perte d'énergie d'une particule passant dans un milieu (dE/dx). Ces calculs nécessitent la connaissance des sections efficaces de collisions atomiques.

Dans le calcul de Landau, on considère des épaisseurs de matière suffisantes pour que les fluctuations de la perte d'énergie soient décrites uniquement par la partie dure du spectre de collisions (spectre de Rutherford), où les transferts d'énergie sont très supérieurs aux potentiels d'excitation typiques des atomes. Les collisions mettant en jeu des petits transferts d'énergie sont en assez grand nombre pour ne pas contribuer à la fluctuation. De cette façon, il n'est pas nécessaire de connaître précisément la section efficace de collision à basse énergie, il suffit de calculer la valeur moyenne de cette perte d'énergie.

Pour un détecteur gazeux, ce calcul est valable à condition que : $x >> 2 \beta^2 Z$, où x en cm est l'épaisseur du détecteur, β la vitesse de la particule et Z le numéro atomique du gaz. Dans le cas d'un détecteur à xenon (Z = 54), il faut que x soit supérieur à 1 m ($\beta \sim 1$). Lorsque le détecteur est plus mince, le calcul de Landau prédit des largeurs beaucoup plus faibles que celles observées expérimentalement [IV.2]. De plus, ce modèle, en négligeant les phénomènes dus aux couches externes des atomes, conduit à surestimer la remontée relativiste de l'ionisation.

Dans le cas des détecteurs minces, il est nécessaire de posséder un modèle qui prédise la section efficace de collision à toutes les énergies de transfert. Le modèle d'ionisation par photo-absorption (PAI) décompose le champ électrique de la particule en un paquet de photons virtuels, dont on calcule ensuite l'absorption par la matière à l'aide des coefficients d'absorption expérimentaux. Ermilova et al. [IV.2] ont publié un calcul par Monte Carlo du spectre d'énergie déposée dans un cm de xenon pur dans les conditions normales de température et de pression, pour des particules au minimum d'ionisation ($\beta\gamma \sim 4$) et pour des particules ultra-relativistes sur le plateau de Fermi. Allison et Cobb [IV.3], à l'aide du même modèle PAI, ont calculé la variation de l'énergie la plus probable déposée dans le xenon en fonction de $\beta\gamma$. On fait l'hypothèse que ce calcul permet d'interpoler entre les deux spectres de Ermilova, pour n'importe quelle valeur de $\beta\gamma$. La figure IV.12 montre les spectres intégrés des transferts d'énergie dans les collisions individuelles interpolés pour les pions et les électrons de 5 GeV, pour 24 mm de xenon à 90% dans les conditions normales de température et de pression.

A partir de ce spectre, on détermine le nombre de clusters d'un événement, en faisant fluctuer le nombre moyen suivant une loi de Poisson. Puis, on tire au hasard les énergies et les positions des rayons δ le long de la trace. Leur direction est distribuée de façon isotrope. Leur énergie est déposée aléatoirement sur leur parcours, si celui-ci est supérieur à 100 μm (rayon δ de plus de 10 keV).

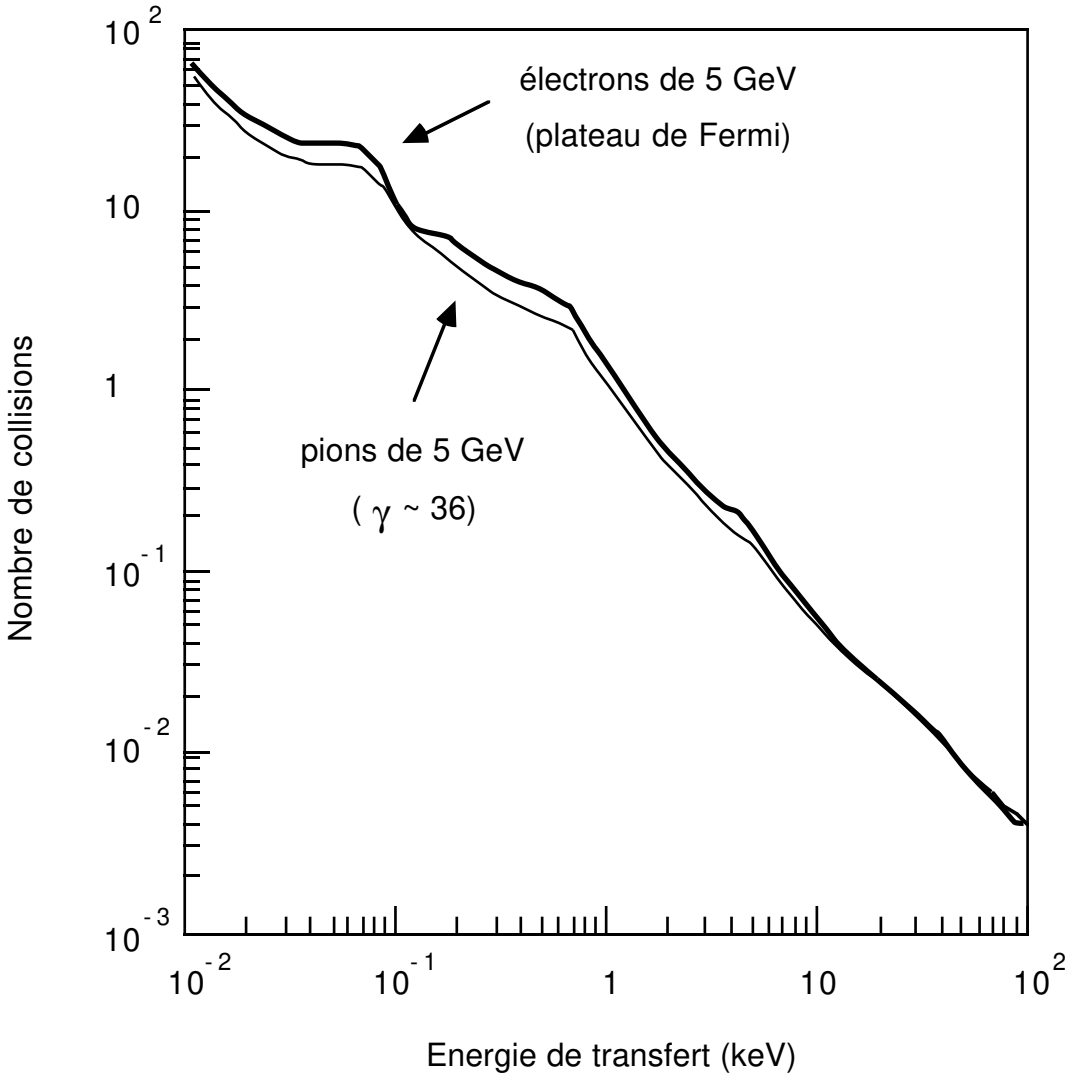


Figure IV.12 :

nombre de collisions au dessus d'un seuil,
en fonction du seuil (21,6 mm de xenon NTP)

b) Non-linéarités

L'effet d'attachement, mesuré à l'aide des sources de photons, est introduit en atténuant les énergies des clusters en fonctions de la distance qu'ils parcourent jusqu'à l'anode.

Pour reproduire l'effet de charge d'espace, il faut déterminer quelle est la charge qui a déjà avalanché à proximité du point de l'anode où arrive un cluster. Les positions des charges dans la direction perpendiculaire aux fils et à la trace, permettent de calculer la répartition des charges sur les deux anodes entre lesquelles passe la particule. On considère une *distance d'influence* de 600 μm de part et d'autre du cluster dans la direction du fil d'anode. L'atténuation est proportionnelle

à la somme des énergies des clusters précédents contenus dans la distance d'influence. Le coefficient de l'atténuation est ajusté de façon à reproduire l'effet à incidence normale.

c) Numérisation

Les positions longitudinales des charges sont converties en temps de dérive grâce à une carte du champ électrique dans la chambre. Les charges suivent les lignes de champ et leur vitesse est calculée à l'aide de données expérimentales sur la variation de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique.

On suppose que le passage de l'énergie déposée à l'ionisation produite, puis au nombre de coups de FADC, est linéaire quelque soit la valeur de l'énergie de transfert. Les mesures faites avec la source de Zn^{65} permettent alors de convertir les énergies en coups. La forme des clusters est tirée au hasard parmi les formes obtenues avec les photons de la source. Pour chacun des fils, toutes les charges sont additionnées canal de FADC par canal, ainsi qu'un bruit électronique de 0,5 coups de dispersion. Un niveau constant de piédestal est ajouté pour tous les canaux. Le signal de chaque canal est numérisé en prenant sa partie entière sur une échelle de 64 coups. On obtient une simulation des réponses des FADC des deux fils.

d) Résultats

Les événements simulés se présentent donc de la même façon que les données prises et sont analysées par le même programme. Sur la figure IV.13, la distribution de l'énergie totale des pions à 0^o (histogramme) est comparée aux résultats de la simulation pour les valeurs de charge d'espace à plus ou moins un écart standard de la valeur mesurée dans les données (figure IV.13a). On voit que le comportement général est bien reproduit, mais la simulation est décalée vers la droite. Le paramètre charge d'espace influe très peu sur les petites énergies et ne permet pas d'ajuster le Monte Carlo sur les données. Le décalage n'est pas proportionnel à l'énergie et ne peut donc pas être interprété comme une erreur de calibration. La valeur moyenne de l'énergie totale est supérieure de 1,6 keV à celle des données. On soustrait cette valeur à chaque événement pour recaler le Monte Carlo sur les données (figure IV.13b). Cette correction ad hoc est faite en soustrayant 0,14 coups à chaque canal de FADC, ce qui peut être interprété comme une erreur sur la mesure du niveau de piédestal des FADC, mais qui n'est pas vue dans les données. La figure IV.14 montre les résultats de la simulation pour les incidences de 18^o (figure IV.14a) et de 40^o (figure IV.14b). La

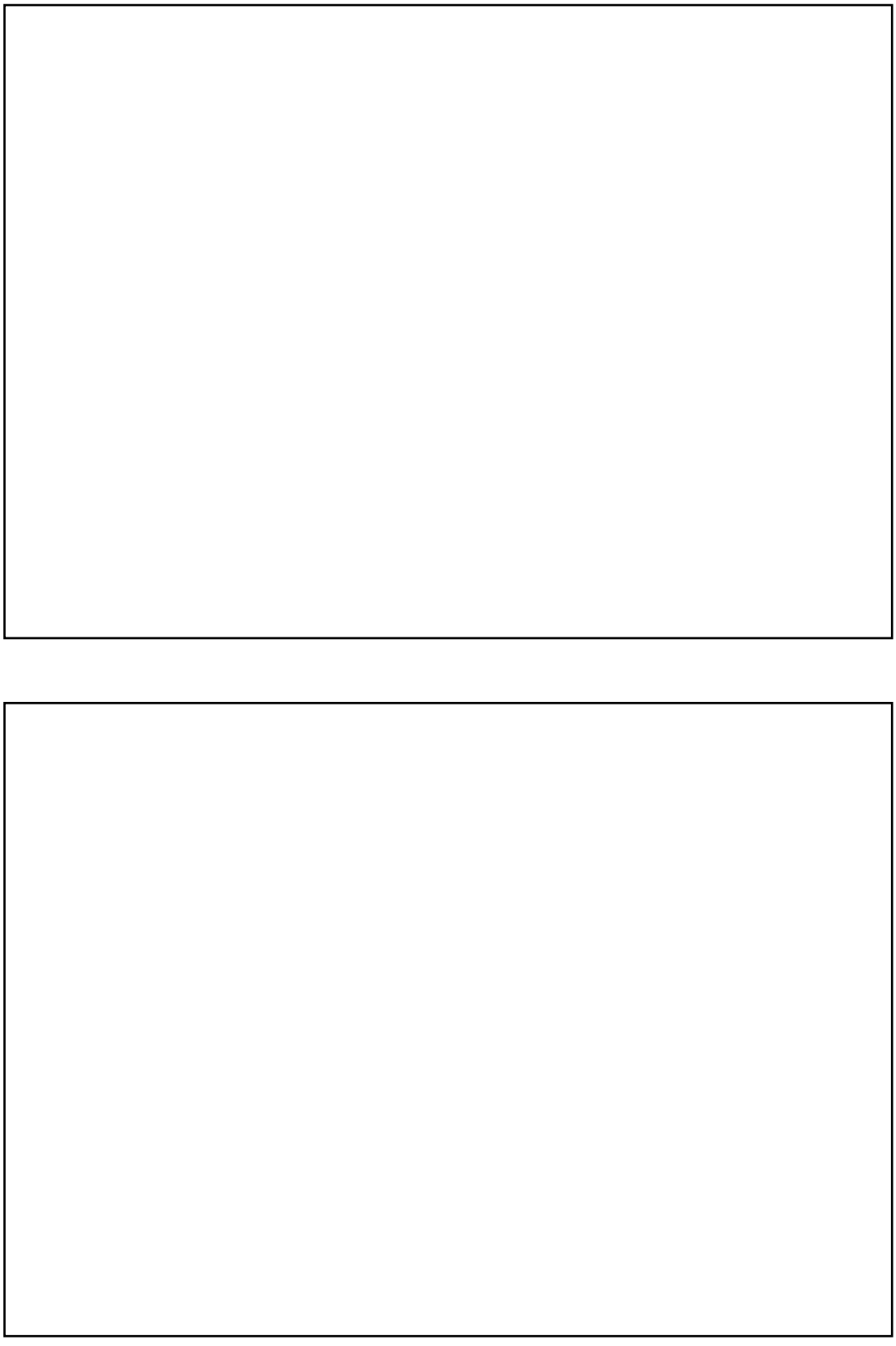
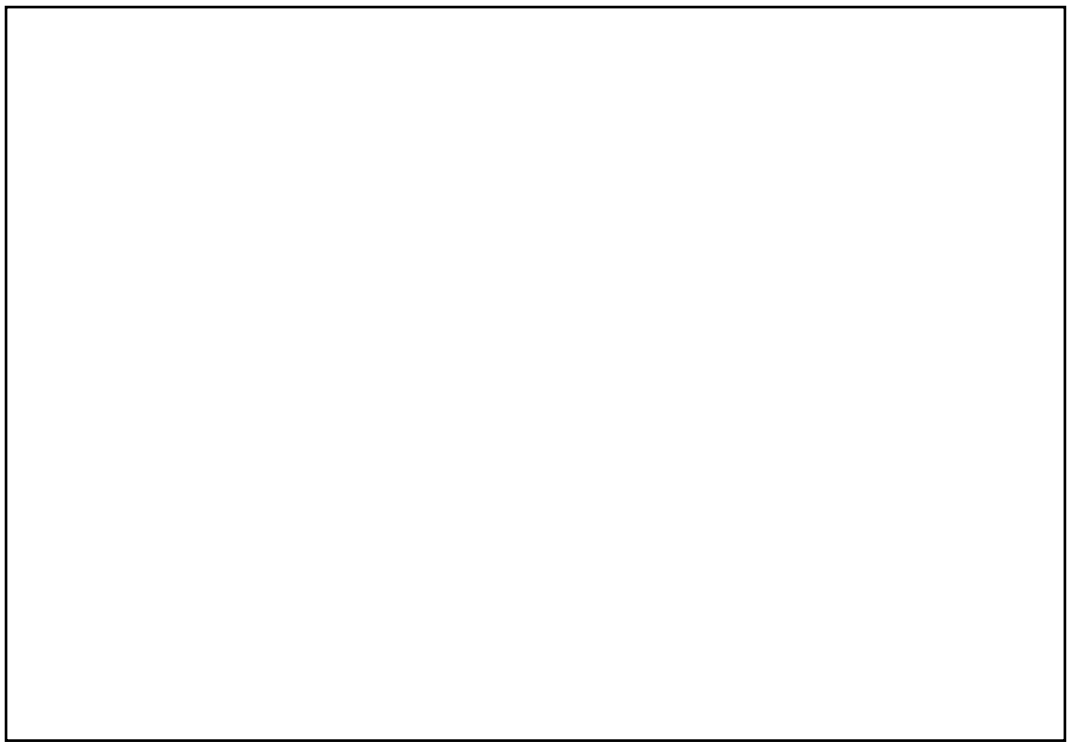


Figure IV.13 :

distribution de l'énergie totale des pions à 0° (données et simulation)
a) variation en fonction du paramètre charge d'espace, b) simulation ajustée



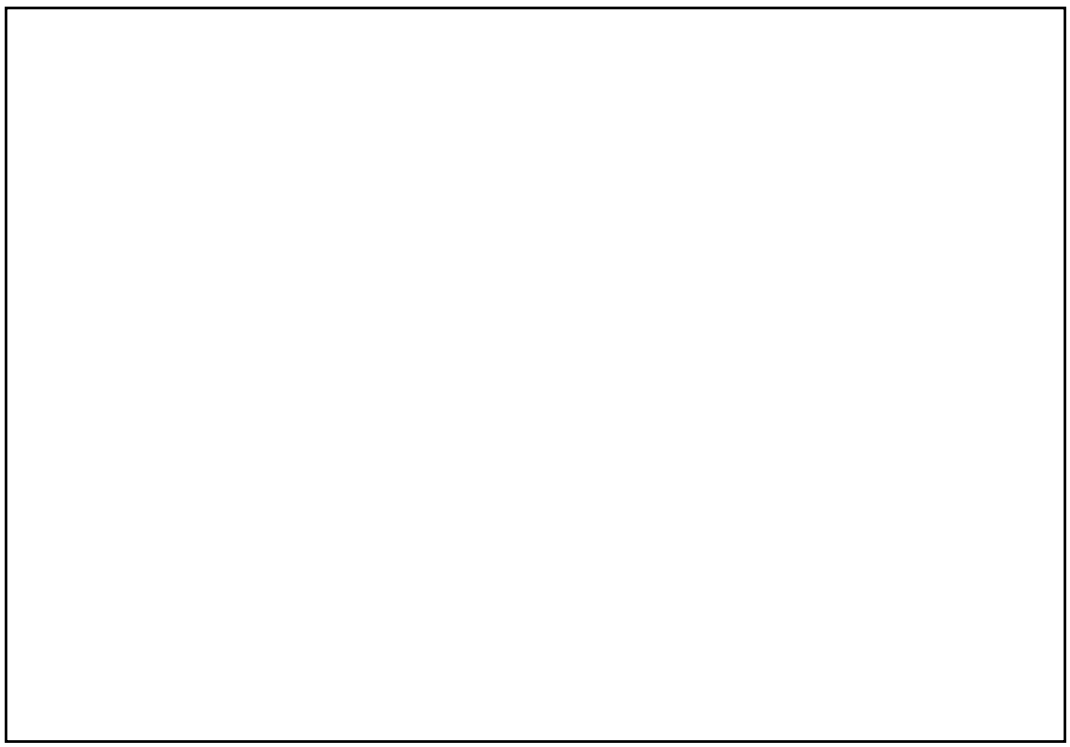


Figure IV.14 :

distribution de l'énergie totale des pions (données et simulation)
a) 18° (simulation ajustée) b) 40° (pas d'ajustement)

correction nécessaire pour 18^{o} est de 0,04 coups de FADC. Pour 40^{o}, aucune correction n'est nécessaire.

C Détection des photons de transition

1 Réponse à un faisceau d'électrons

La figure IV.15 montre le dQ/dt observé pour un faisceau d'électrons à 0° a) lorsque l'on ne met pas de radiateur et b) en mettant le radiateur en feuilles de polypropylène.

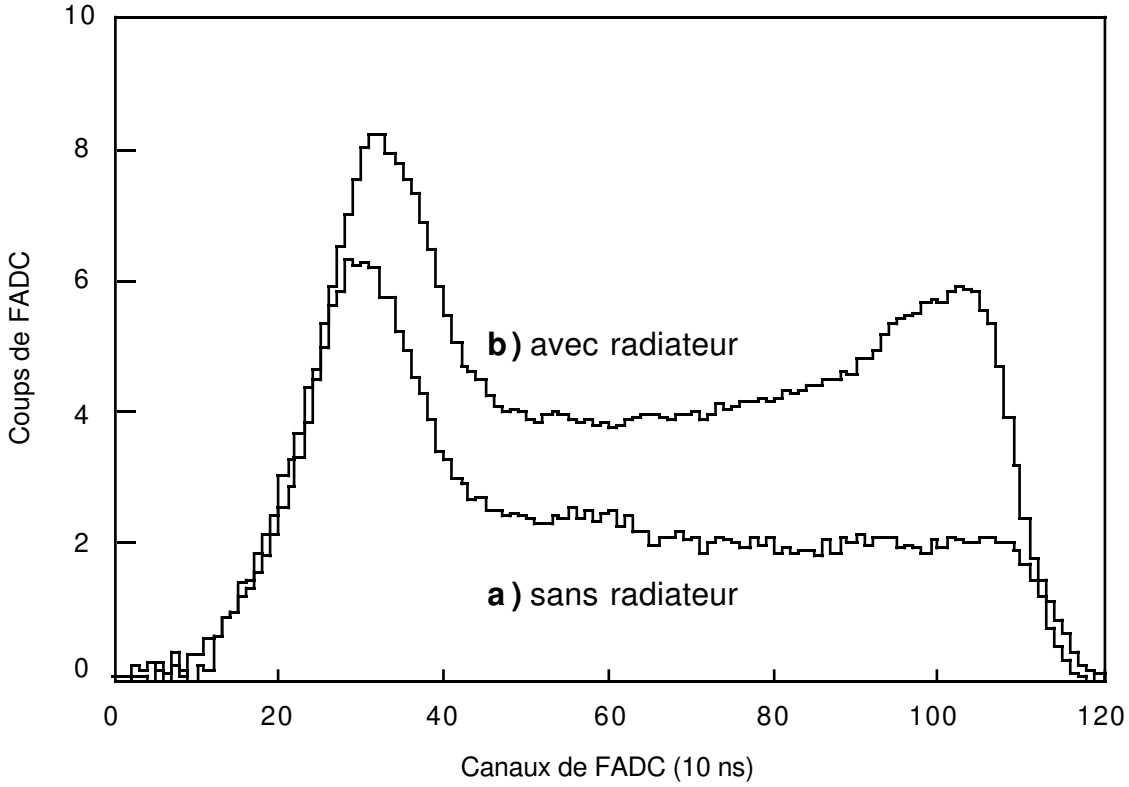


Figure IV.15 :

variation du dQ/dt observé pour des électrons à 0°
a) sans radiateur, b) avec radiateur

La charge supplémentaire fournie par les photons n'est pas répartie uniformément dans toute la chambre. Les photons interagissent préférentiellement près de la fenêtre (grands temps de dérive) lorsque leur longueur d'absorption est comparable à la longueur de la chambre (quelques centimètres).

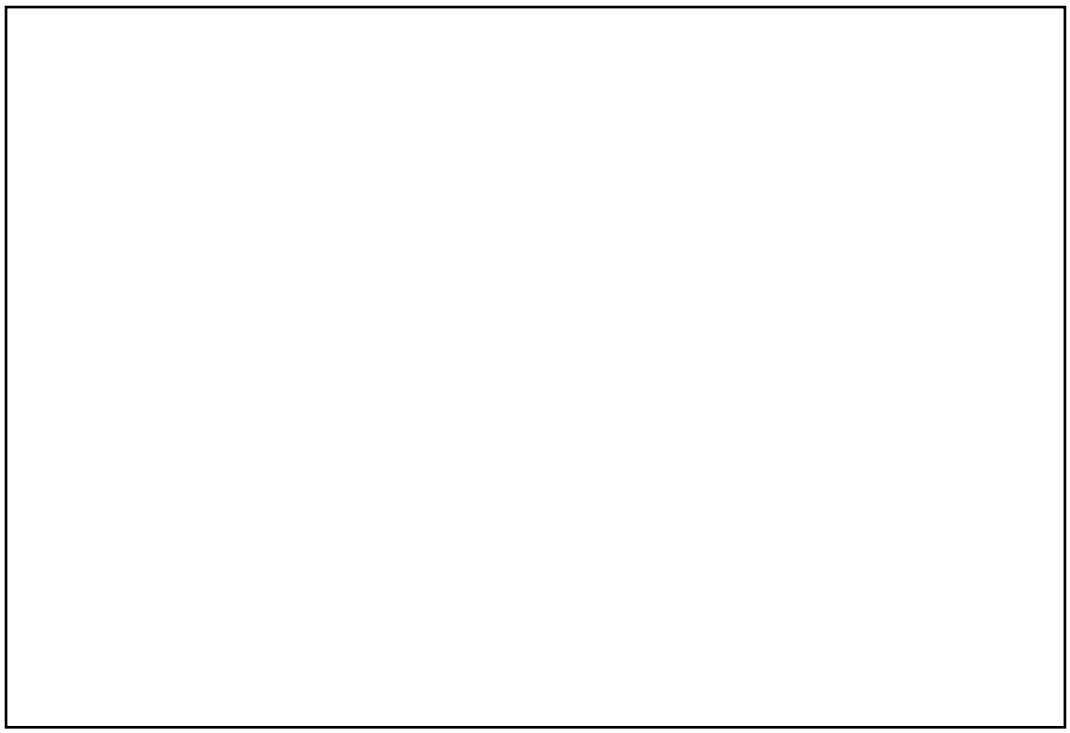
2 Comparaison des radiateurs

La figure IV.16 montre la distribution de l'énergie totale (figure IV.16a) et le spectre des clusters (figure IV.16b) normalisés à un événement obtenus avec le radiateur en feuilles de lithium, pour les pions et les électrons à incidence normale. Cette mesure a été effectuée avec un mélange de 90% de xenon et de 10% de CO_2 et des tensions de fonctionnement de la chambre à fils particulières.

La figure IV.17 montre la distribution de l'énergie totale (figure IV.17a) et le spectre des clusters (figure IV.17b) normalisés à un événement obtenus avec le radiateur en feuilles de polypropylène, pour les pions et les électrons à incidence normale.

La figure IV.18 montre la distribution de l'énergie totale (figure IV.18a) et le spectre des clusters (figure IV.18b) normalisés à un événement obtenus avec le radiateur en fibres de polyéthylène, pour les pions et les électrons à incidence normale.

Nous avons aussi étudié plusieurs mousses de plastique directement placées devant la chambre, sans enregistrer de données sur bande magnétique. Le maximum du spectre en énergie des électrons, observé sur un analyseur multi-canal, était à une énergie inférieure à celle obtenue avec le radiateur en fibres.



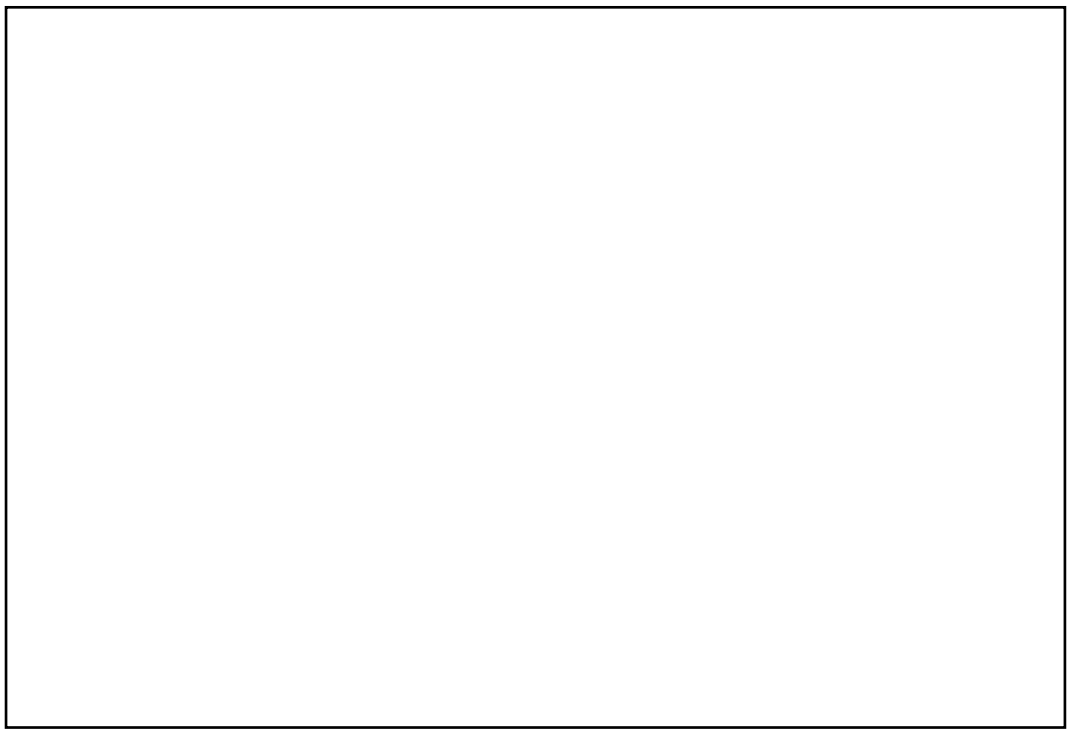
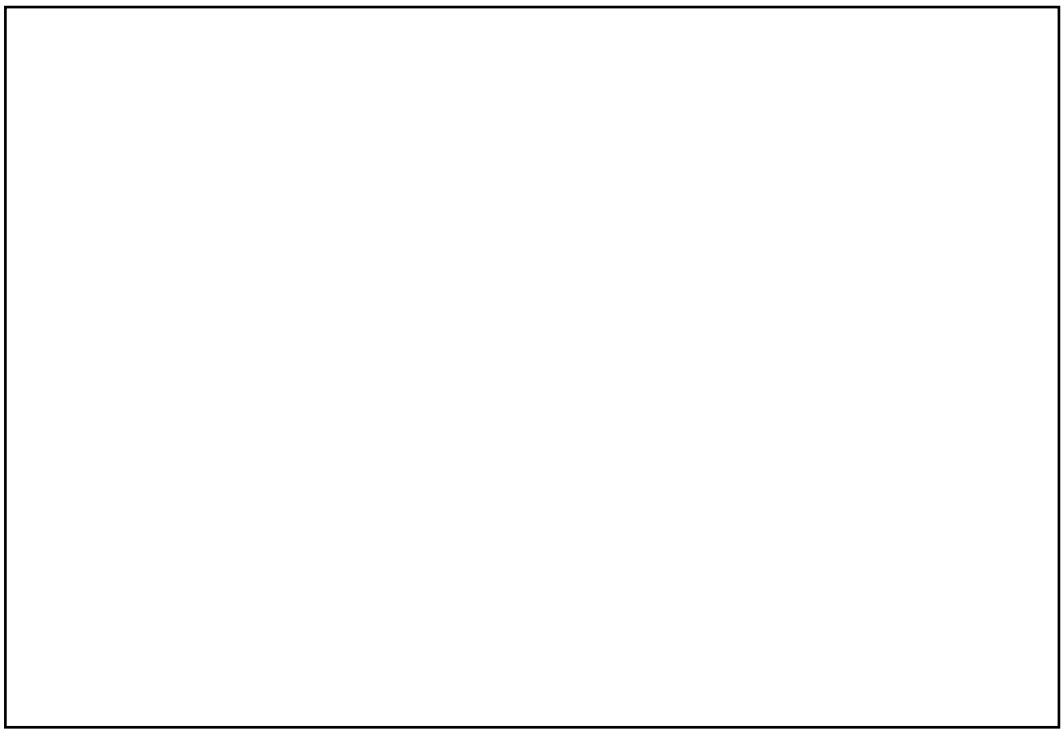


Figure IV.16 :

distribution normalisées des électrons et des pions à 0° (données)
a) énergie totale, b) spectre des clusters
radiateur en lithium



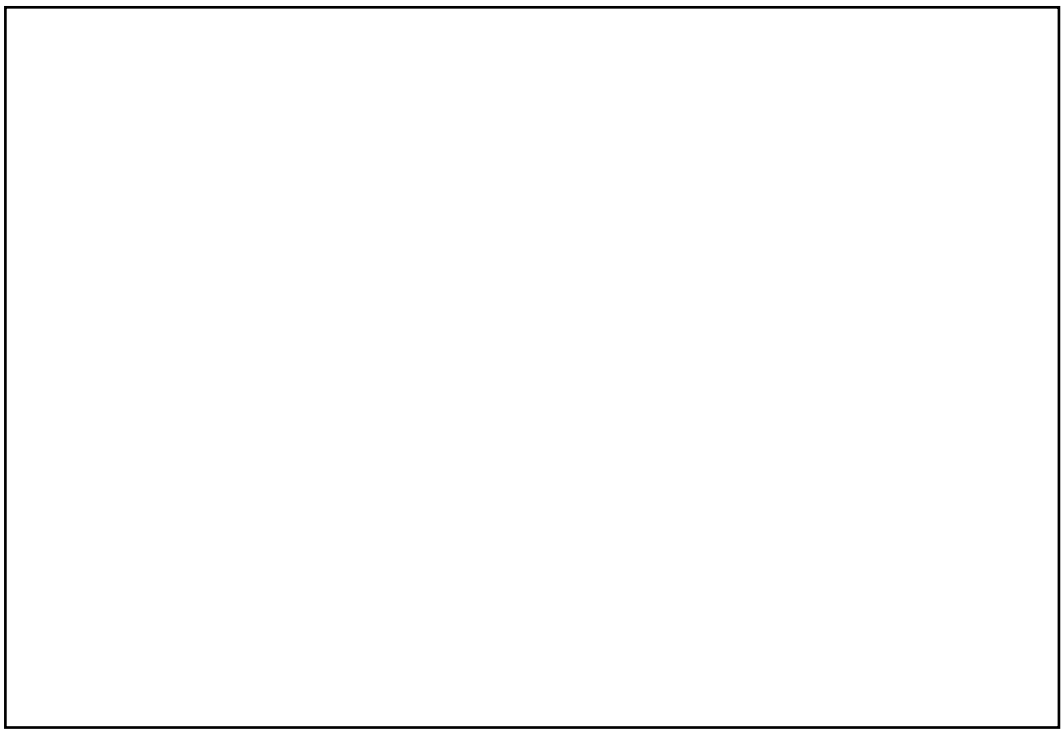
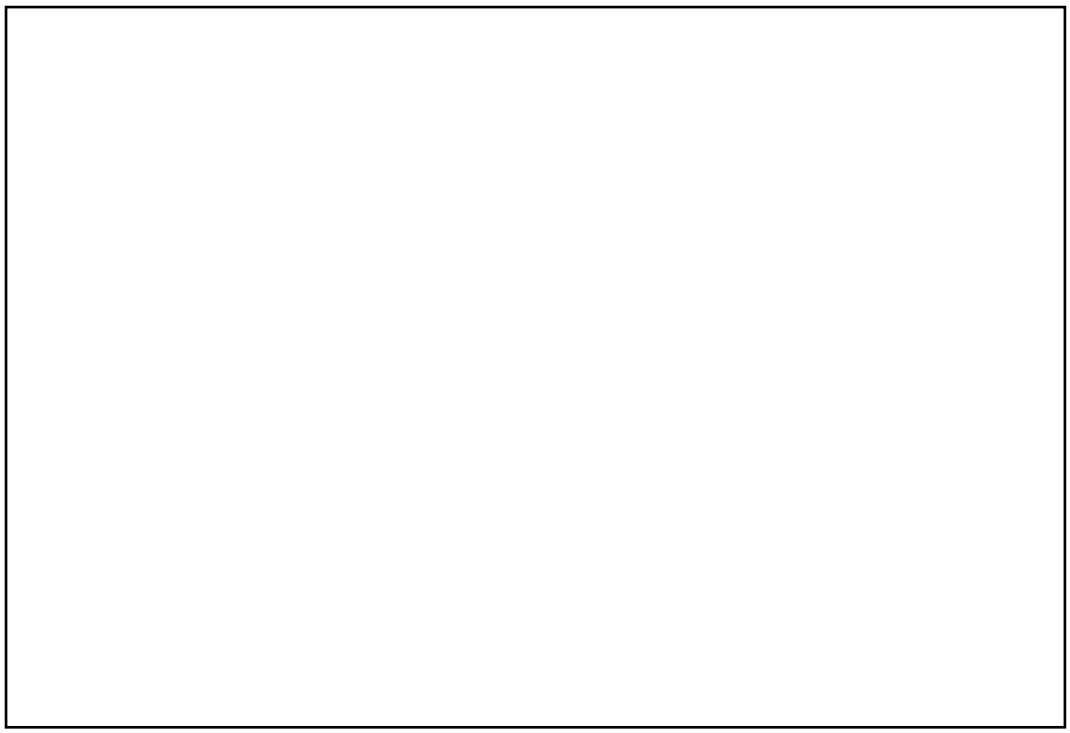


Figure IV.17 :

distribution normalisées des électrons et des pions à 0° (données)
a) énergie totale, b) spectre des clusters
radiateur en polypropylène



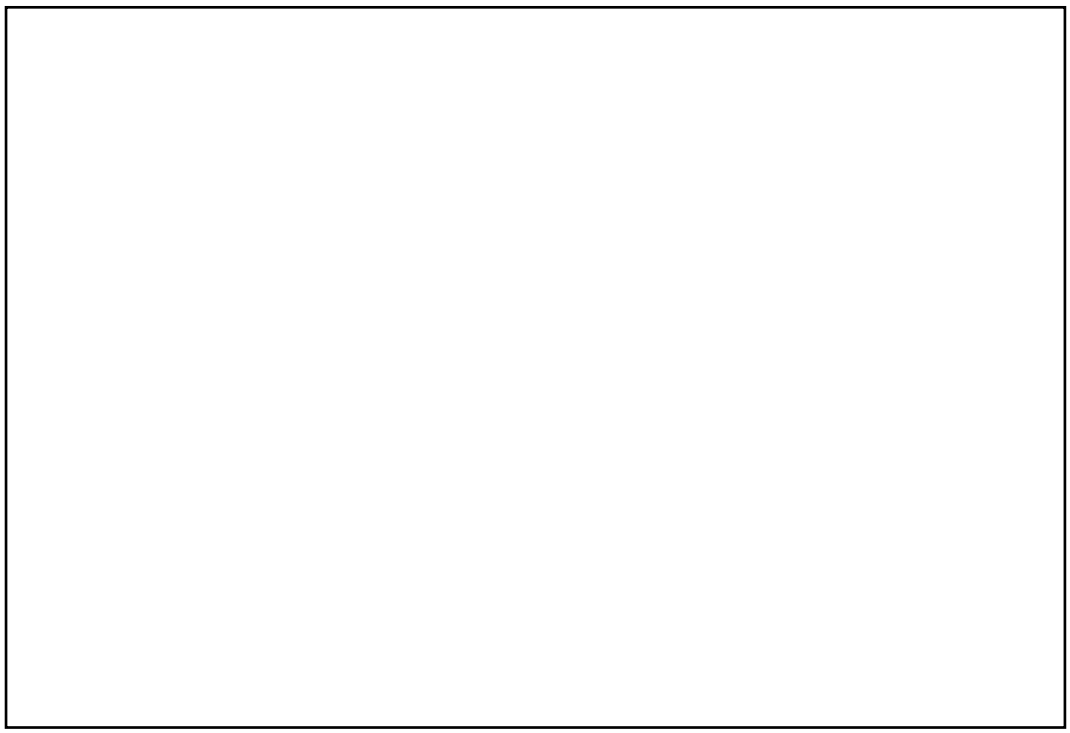


Figure IV.18 :

distribution normalisées des électrons et des pions à 0° (données)
a) énergie totale, b) spectre des clusters
radiateur en fibres de polyethylene

3 Reproduction des données

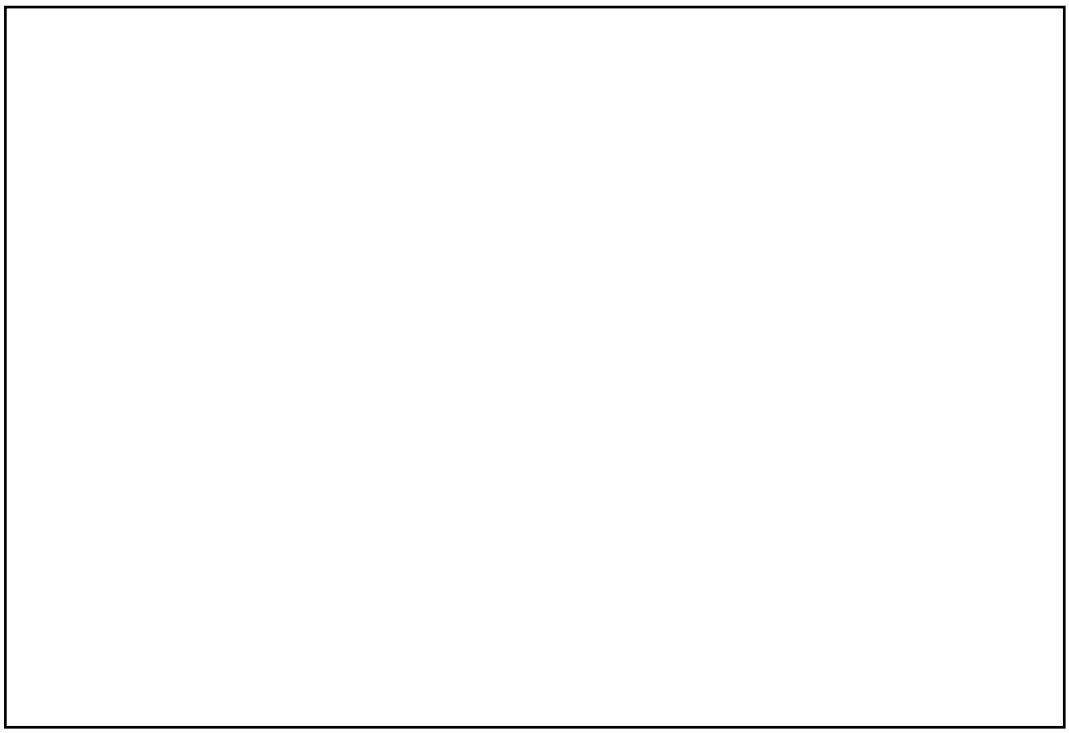
Le programme de Monte Carlo reproduit la réponse du détecteur aux électrons d'une part en calculant le dE/dx dû au passage des électrons dans la chambre et d'autre part en simulant la conversion des photons produits dans le radiateur. La reproduction du dE/dx se fait de la même façon que pour les pions, en partant du spectre de la figure IV.12 calculé par Ermilova et al.

Le spectre de photons est calculé, soit en utilisant les formules d'Artru et al. (voir chap II § B.3) si le radiateur est régulier, soit en utilisant les formules de Garibian et al. (voir chap II § B.4) si le radiateur est irrégulier. La figure IV.19 montre la variation du spectre des photons produits dans le radiateur (figure IV.19a) et détectés dans la chambre (figure IV.19b) pour un radiateur régulier et pour une dispersion des intervalles $\Delta l_2/l_2$ de 80% et de 120% dans le cas d'électrons à incidence normale. Le spectre détecté tient compte des effets d'absorption avant la chambre et de non-absorption dans la chambre (photons qui traversent tout le xenon sans interagir) à partir des coefficients d'absorption dans les matériaux. Le phénomène d'échappement par fluorescence à 4,1 keV est simulé. La direction d'un photon d'échappement est tirée au hasard et son parcours est déterminé en fonction de sa longueur d'absorption dans le xenon.

La figure IV.20a montre le résultat de la simulation de la distribution en énergie totale des électrons comparée aux données à 40°. A cet angle, nous n'avons pas de problème pour reproduire l'ionisation des pions (figure IV.14b). En utilisant le spectre de photons produits par un radiateur régulier, on constate un léger décalage de la simulation vers les hautes énergies. La figure IV.20b montre que l'on peut encadrer les données expérimentales entre deux simulations obtenues avec le rayonnement d'un radiateur dont les intervalles entre les feuilles fluctuent. La dispersion des intervalles est de 80% pour la première simulation et de 120% pour la deuxième. La meilleure simulation est obtenue avec une dispersion de 100%.

La distribution de l'énergie totale simulée avec un spectre de photons produit par un radiateur dispersé de 100% est en bon accord avec les données à 18° (figure IV.21a) et à 0° (figure IV.21b).

La figure IV.22 montre comment les spectres des clusters produits par les pions et les électrons sont reproduits. Pour les données à 0° (figure IV.22a), la "correction de piédestal" ad hoc, nécessaire pour recaler la distribution de l'énergie totale des pions, permet également de reproduire le spectre des clusters. Le spectre des clusters électrons est aussi correctement reproduit, pour les données à 0° comme pour celles à 40°.



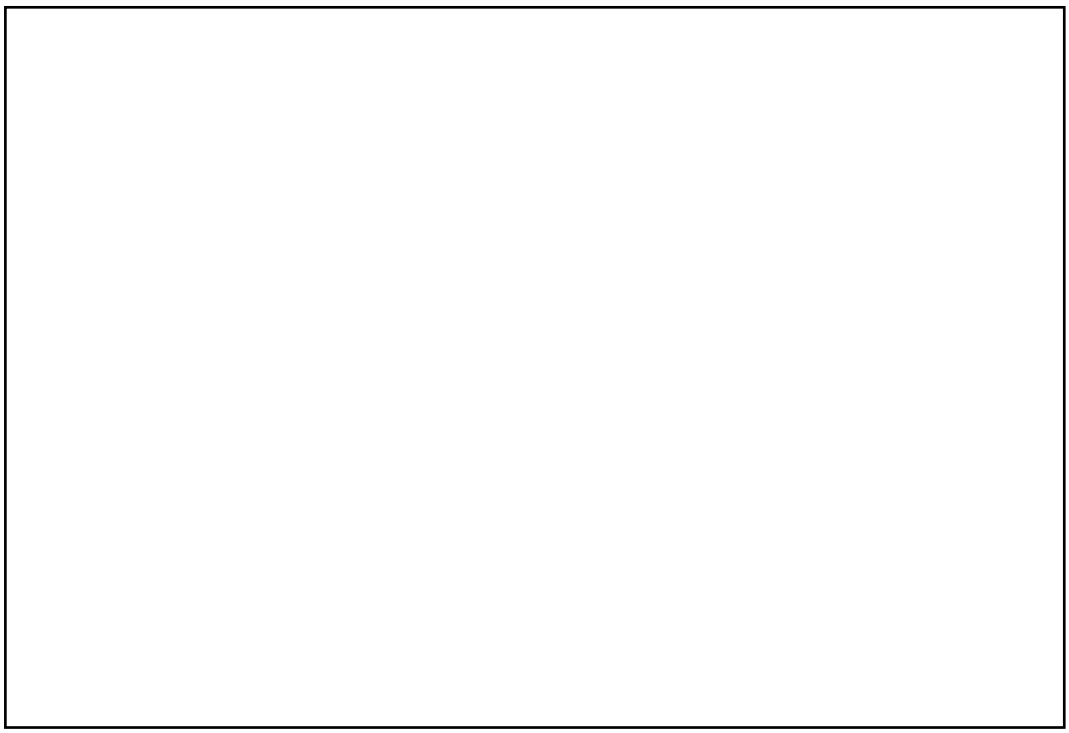
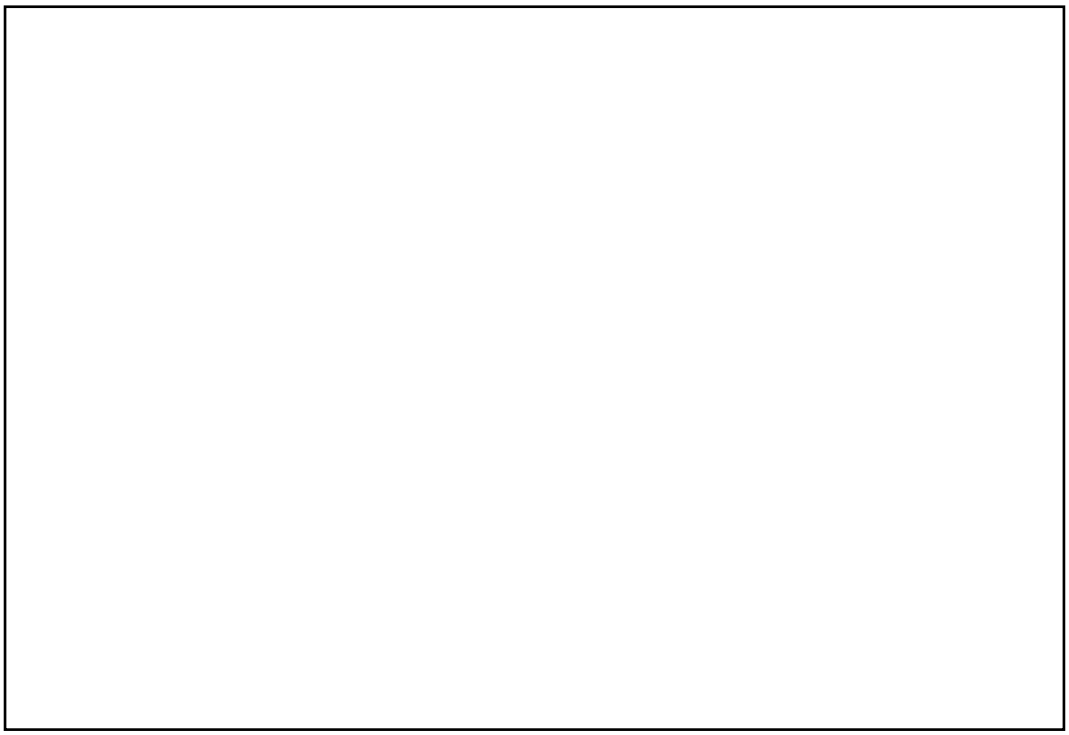


Figure IV.19 :

variation du spectre de photons de transition
en fonction de la dispersion des intervalles entre les feuilles
a) photons produits, b) photons détectés



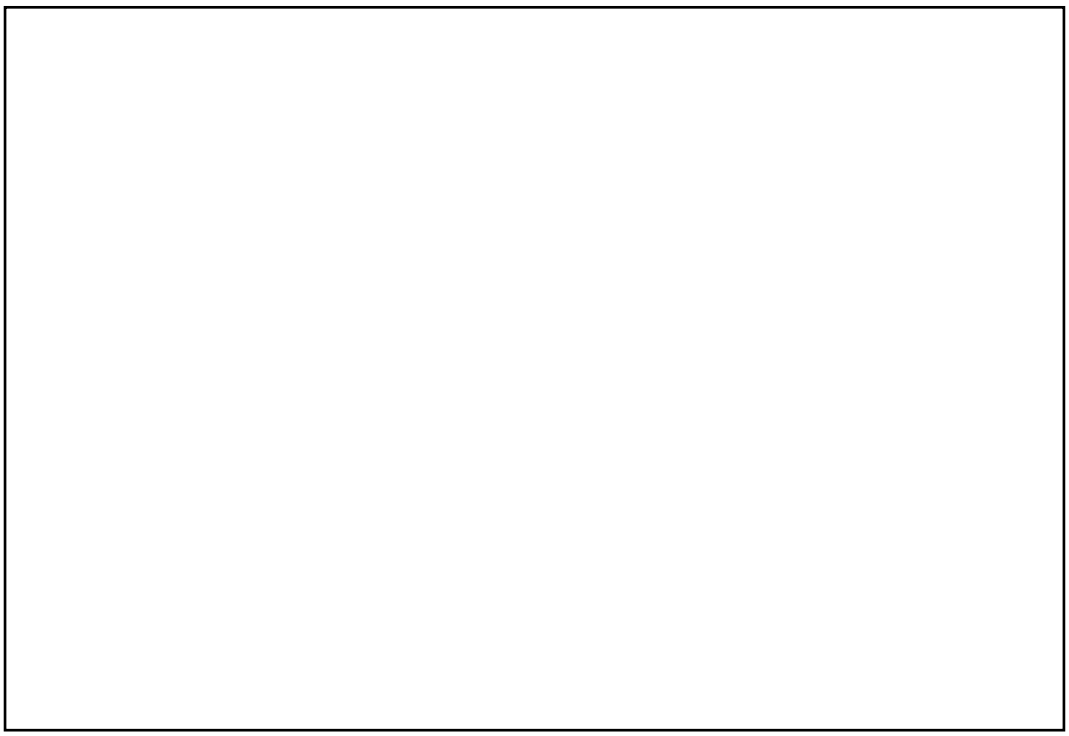
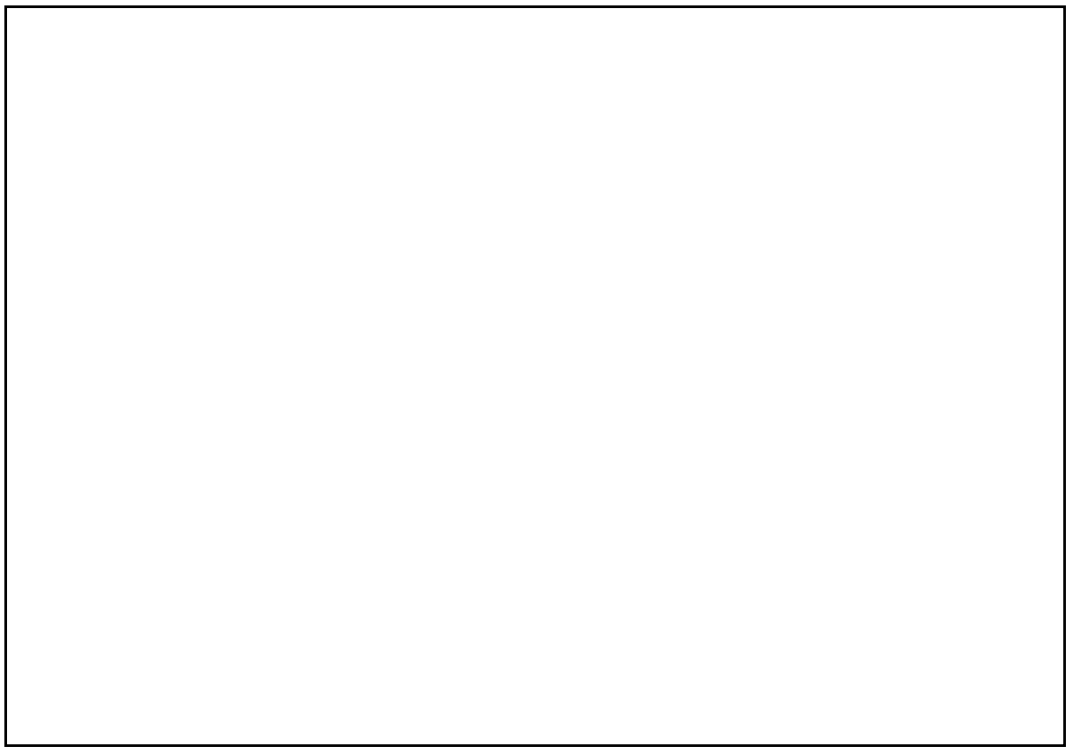


Figure IV.20 :

distribution de l'énergie totale des électrons à 40° (données et simulation)
a) radiateur régulier,
b) variation de la simulation en fonction de la dispersion des intervalles



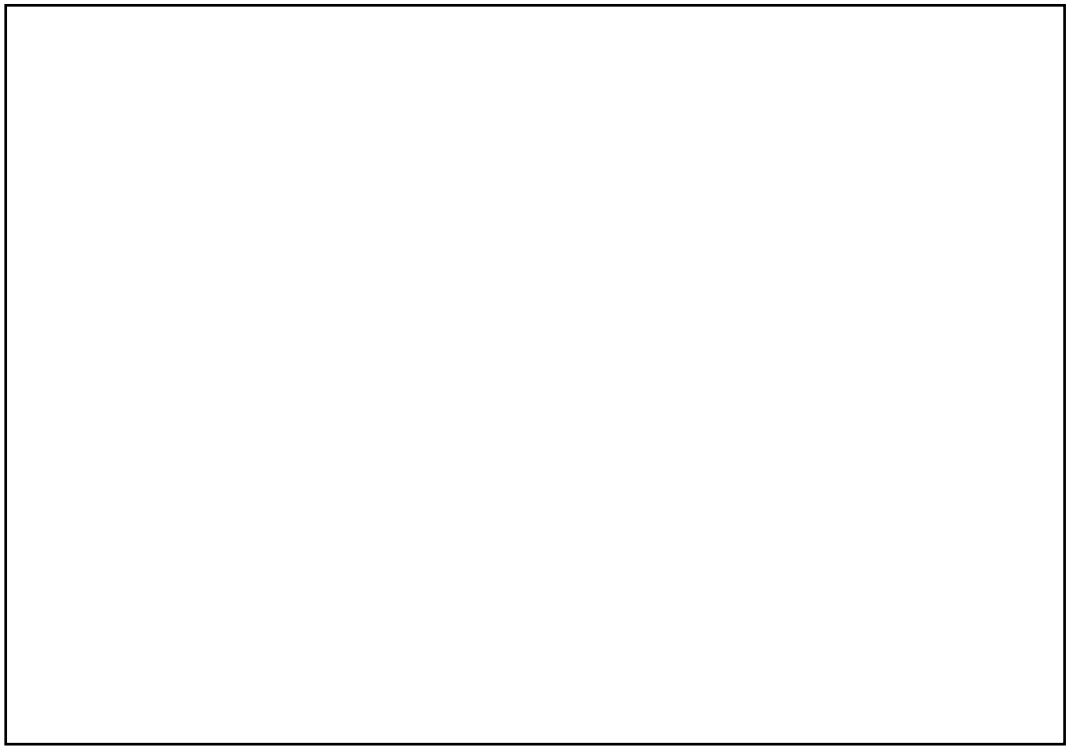
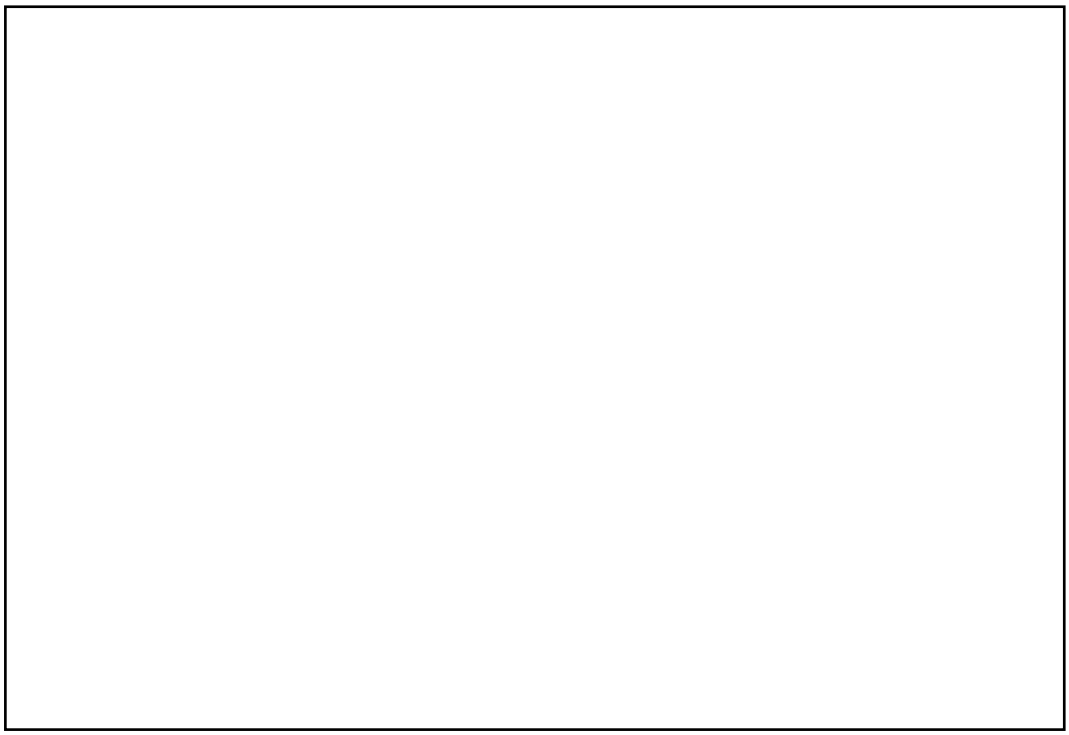


Figure IV.21 :

distribution de l'énergie totale des électrons (données et simulation)
a) 0°, b) 18° (dispersion de 100%)



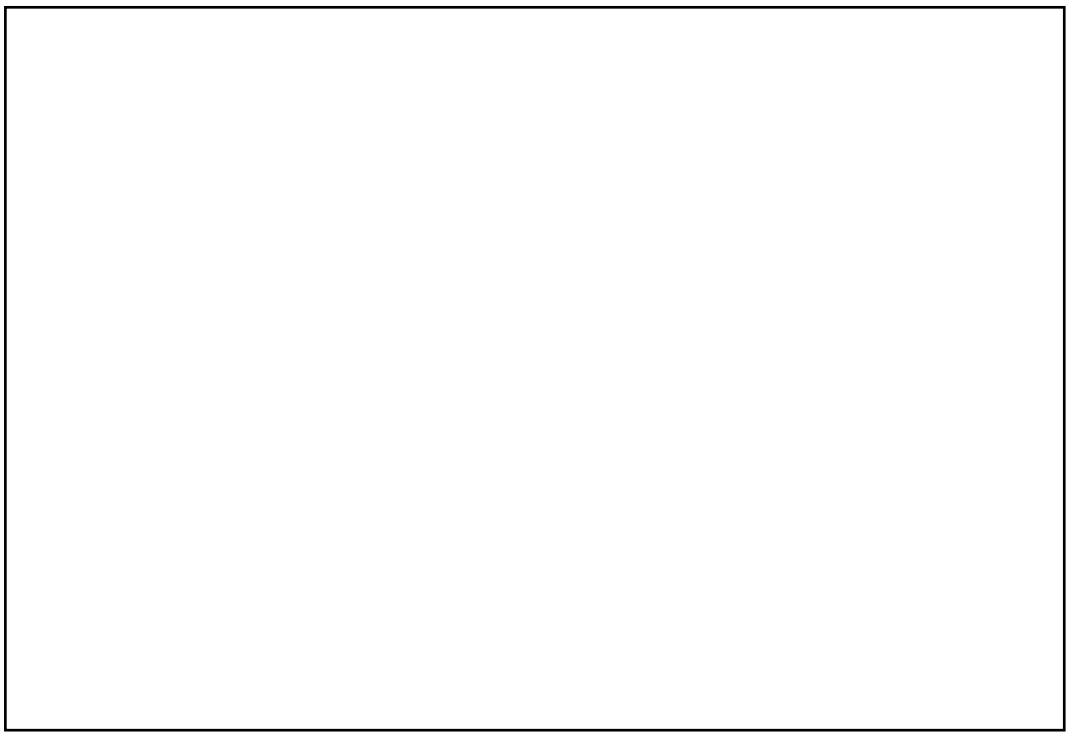


Figure IV.22 :

spectres des clusters (données et simulation) normalisés à un événement
a) électrons et des pions à 0°, b) électrons et des pions à 40°
radiateur en polypropylène

REFERENCES DU CHAPITRE IV

[IV.1] Y. Kokatu et al., J. Chem. Phys. **71** (12) 4883

[IV.2] V. C. Ermilova et al., Nucl. Instr. and Meth. **145** (1977) 555

[IV.3] W. W. M. Allison et J. H. Cobb, Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sc. **30** (1980) 253 Chap 3 :*The Energy Loss Distribution* p. 275

CHAPITRE V

Performances du prototype

Le but du détecteur à rayonnement de transition de D0 est d'apporter une information complémentaire à celle du calorimètre, afin de rejeter les jets hadroniques "candidats électrons" qui se sont fragmentés en un π chargé + n π^0 (n=0,1,2, ...). Différentes méthodes statistiques ont été essayées et comparées sur les données prises en faisceau avec les radiateurs en lithium et en polypropylène. Une méthode, utilisant des fonctions de vraisemblance, a été mise au point et permet d'atteindre l'objectif fixé à priori d'un rejet aux pions supérieur à 50 avec une efficacité aux électrons de 90%.

A Méthodes de rejet

_____Les premiers détecteurs utilisant le rayonnement de transition pour la séparation e/π, se servaient de la différence de charge totale déposée par les deux types de particules. Les pions laissent seulement une charge le long de leur trace, caractérisée par un spectre ayant la forme d'une courbe de Landau, tandis que les électrons bénéficient de l'apport supplémentaire de charge venant de la conversion des photons de transition qu'ils ont produit. Afin d'améliorer les performances, on peut chercher à "voir" les photons en utilisant leurs propriétés particulières.

1 Information disponible

_____Le passage d'une particule dans l'appareillage de test qui déclenche le système d'acquisition constitue un événement. Pour chaque événement, on enregistre la charge déposée dans la chambre et collectée sur les quatre fils d'anode. Cette charge est codée sur 6 bits à 100 MHz durant 1,5 µs, ce qui correspond à quatre histogrammes de 150 canaux. La

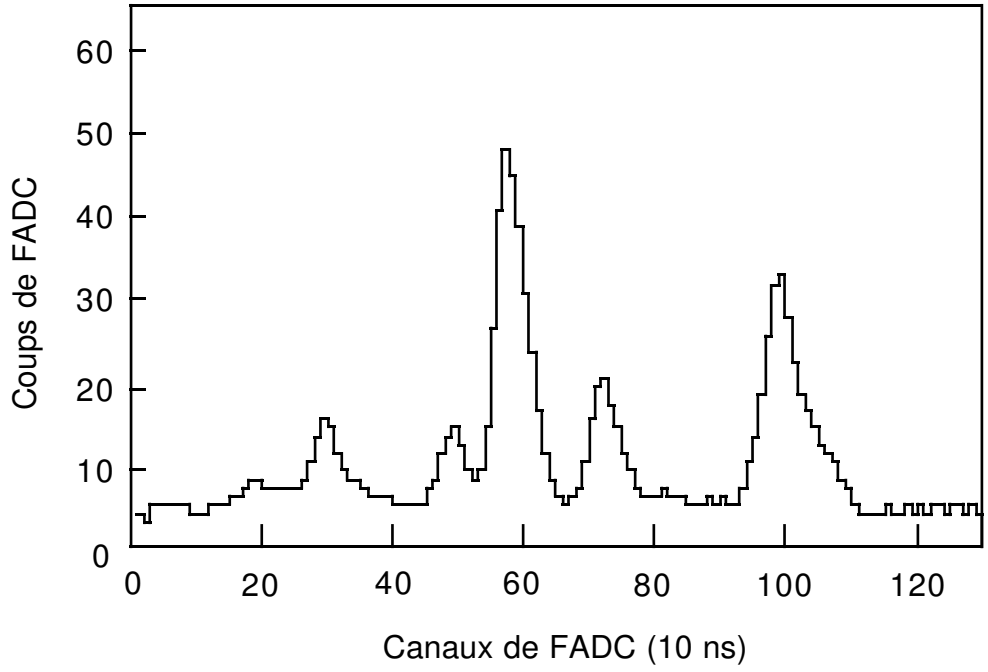


Figure V.1 :

événement électron typique

figure V.1 montre un événement électron où un seul fil a été touché. Toute la charge étant collectée au bout de 1,2 µs, on n'a représenté que les 130 premiers canaux. Les derniers canaux sont au niveau du piédestal (entre 4 et 5 coups de FADC). On reconnaît facilement 5 clusters dont les positions et les énergies sont les suivantes (de gauche à droite) :

x = 30 E = 2 keV

x = 50 E = 2 keV

x = 60 E = 12 keV

x = 70 E = 4 keV

x = 100 E = 10 keV

Le dernier cluster n'a pas la même forme que les autres. Il résulte probablement de plusieurs impulsions initiales, trop rapprochées dans le temps pour être séparées

a) Propriétés des photons

La figure V.2 représente la variation de la longueur d'absorption λ_{Xe} en fonction de l'énergie du photon [V.1]. La figure V.3 représente les diagrammes expérimentaux du nombre de clusters par événement en fonction de leur temps d'arrivée et de leur énergie pour

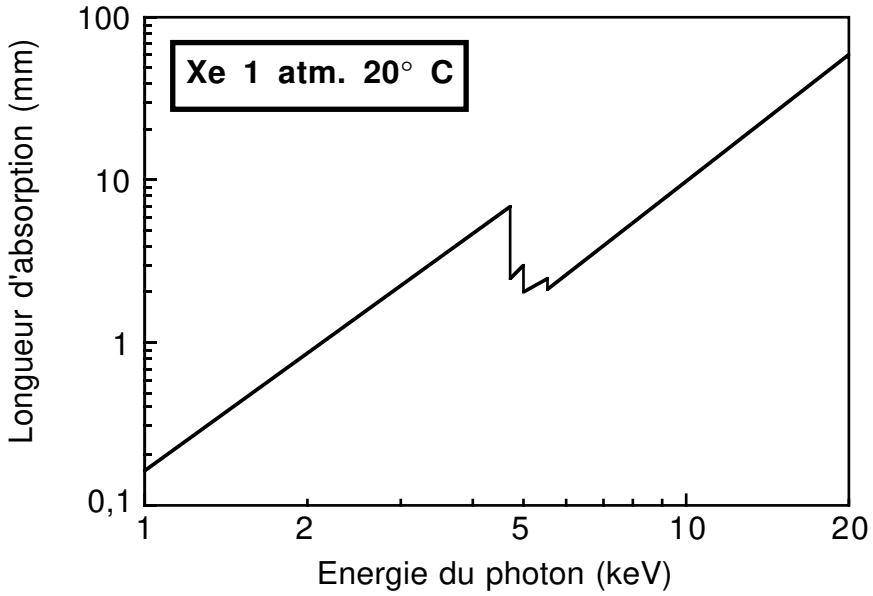


Figure V.2 :

longueur d'absorption dans le xenon

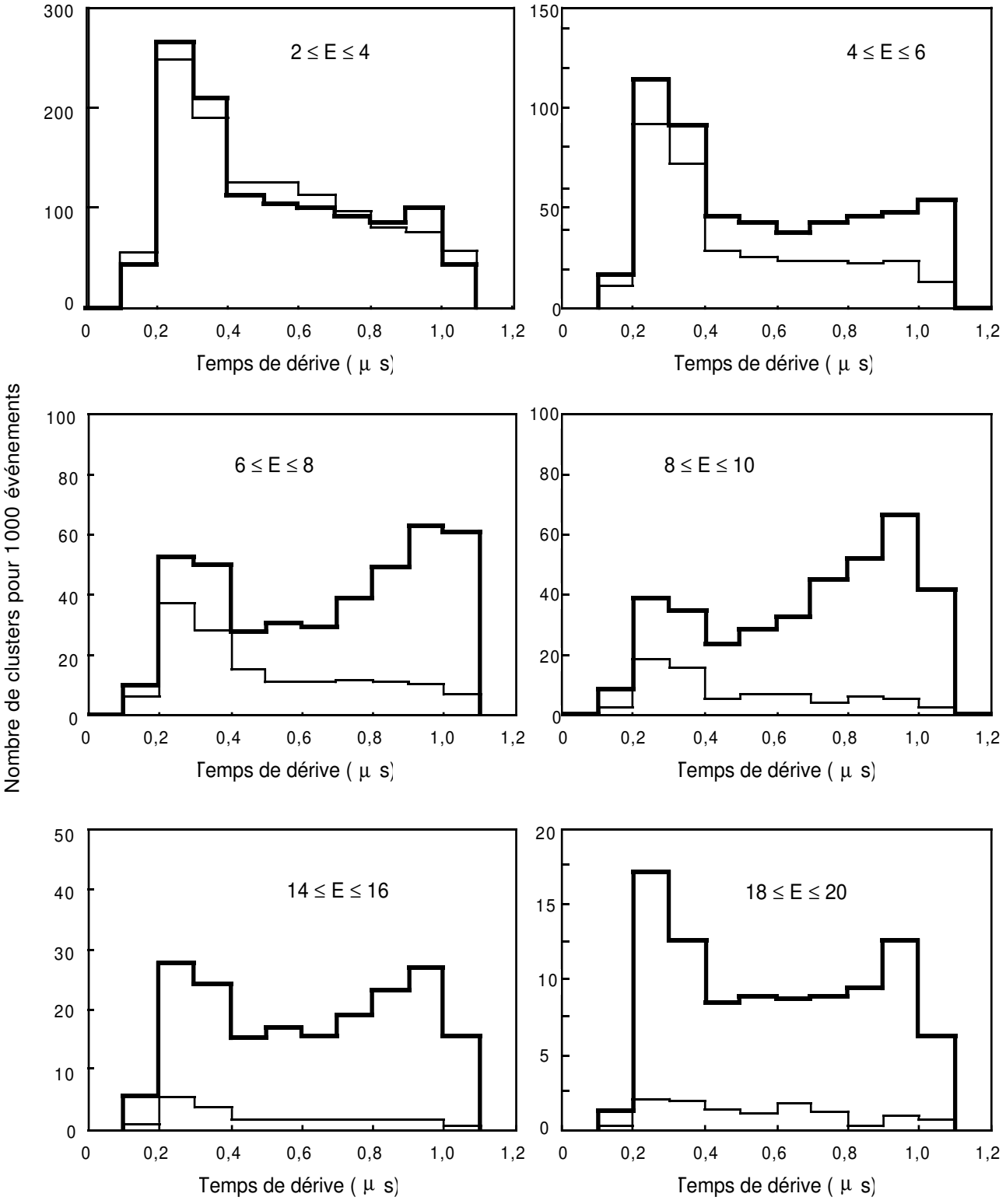


Figure V.3 :

variation de la distribution en temps de dérive des clusters
en fonction de leur énergie (données à 20°)

électrons — pions

les électrons et pour les pions. La répartition des clusters dans la zone de dérive n'est pas la même pour les deux types de particules :

pour les pions, à toute énergie la distribution est à peu près plate

pour les électrons, à partir de 5 keV la distribution est piquée près de la fenêtre.

Ceci reflète le comportement des photons produits par les électrons. Ils s'arrêtent dans le xenon suivant une exponentielle décroissante caractérisée par la longueur d'absorption.

b) Utilisation de l'information

Le DRT doit identifier une particule chargée dont la trace est mesurée par les autres détecteurs. Il est constitué de trois éléments identiques. On le simule avec trois événements consécutifs du prototype qui comporte un élément. On cherche à construire un *test d'hypothèses simples* [V.2] lesquelles sont :

$H_e \rightarrow$ "la particule est un électron"

$H_\pi \rightarrow$ "la particule est un pion"

Pour choisir entre ces deux hypothèses, on dispose des observations faites avec le détecteur. Soit V une variable, fonction quelconque de ces observations, et W l'espace de toutes les valeurs possibles de V. Construire le test revient à choisir V et à définir une *région critique* w de l'espace W, telle que si $V \in w$, alors H_e est supposé faux, et si $V \notin w$, alors H_e est supposé vrai. On définit l'inefficacité α comme la probabilité que H_e soit vrai alors que $V \in w$, ainsi que la contamination β comme la probabilité que H_π soit vrai alors que $V \notin w$. Deux classes de tests sont étudiées dans la suite, utilisant ou non des fonctions de vraisemblance.

La connaissance du comportement des pions et des électrons dans le détecteur permet de guider le choix de V. La détermination théorique de la *meilleure région critique* n'est pas toujours possible, il faut alors comparer différentes méthodes sur les données expérimentales.

2 Méthodes sans fonctions de vraisemblance

a) Energie totale et nombre de clusters

Les photons se convertissent en clusters et apportent un supplément d'énergie déposée. On peut choisir comme variable V, soit le nombre de clusters N_{Cl}, d'énergie supérieure à un certain seuil, soit l'énergie totale E_T. Pour chaque événement, on calcule $V=\Sigma E_T$ (figure V.4) ou $V= \Sigma N_{Cl}$ (figure V.5), la somme étant faite sur les trois éléments. On définit w comme l'ensemble des événements satisfaisant $V<V_{seuil}$, α et β sont ainsi fonctions de V_{seuil}. La région critique w est constituée des particules ayant laissé peu d'énergie, ou peu de clusters. Si l'on fixe V_{seuil} = 50 keV sur la figure V.4, α est la proportion d'électrons qui ont laissé une énergie totale inférieure à 50 keV et β est la proportion de pions qui ont laissé une énergie totale supérieure à 50 keV.

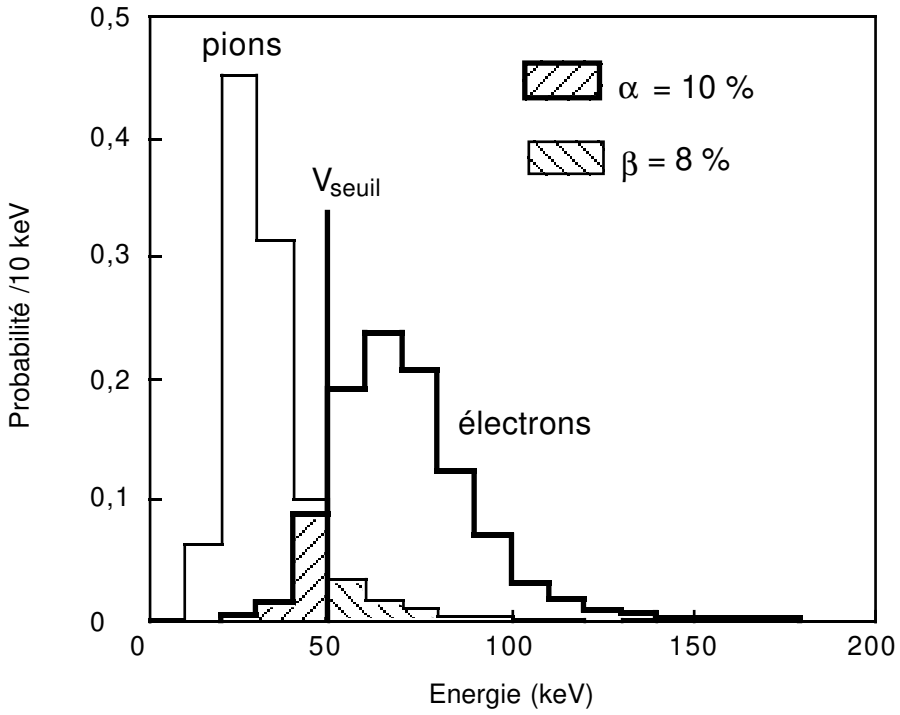


Figure V.4 :

distributions de probabilité de l'énergie totale

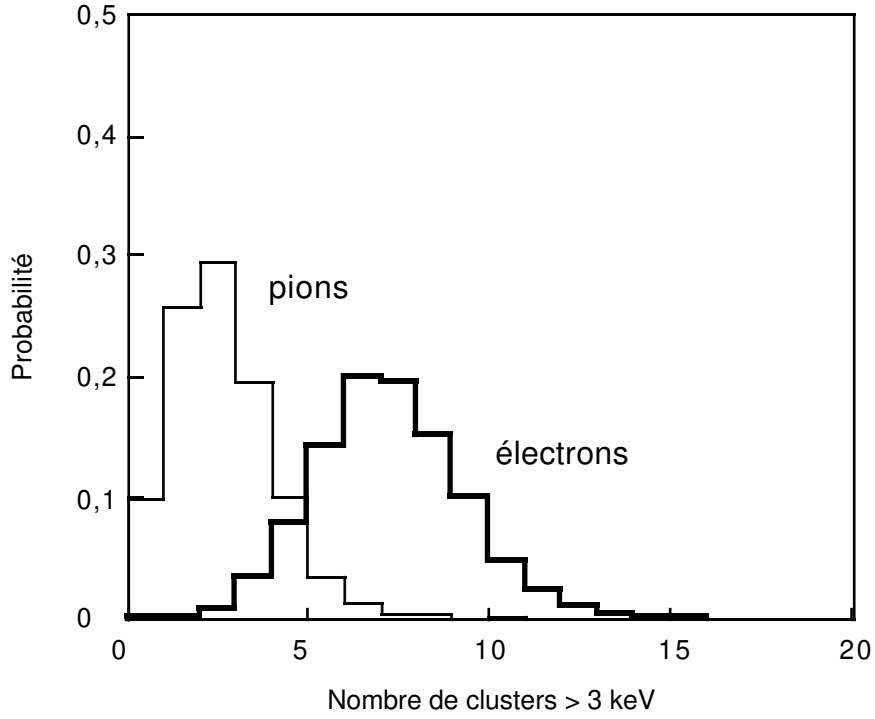


Figure V.5 :

distributions de probabilité du nombre de clusters

b) Energie tronquée

Les comparaisons expérimentales montrent que la variable énergie totale est plus performante que la variable nombre de clusters au dessus d'un seuil. La raison est sans doute dans le fait qu'un cluster observé peut provenir du mélange de plusieurs impulsions initiales. Ce phénomène a pour conséquence que le nombre de clusters observés :

l est plus petit que le nombre de photons dans le cas des électrons (deux photons *au dessus* du seuil font un seul cluster *au dessus* du seuil),

l est plus grand que le nombre de rayons δ dans le cas des pions (deux δ *au dessous* du seuil font un cluster *au dessus* du seuil).

A 5 GeV/c, l'utilisation de l'énergie totale permet de profiter de la différence d'ionisation entre les électrons (γ ultra-relativiste) et les pions. Les méthodes précédentes moyennent les trois mesures ce qui en diminue les fluctuations. On peut chercher à mieux profiter de l'information. On définit une nouvelle variable $V = \Sigma E_T - E_T^{max}$, E_T^{max} étant la plus grande des trois mesures. Cette variable, appelée énergie tronquée, a des fluctuations vers le haut plus faibles que la somme, ce qui diminue la contamination par les pions (figure V.6). Cette méthode est expérimentalement la meilleure, tant que l'on n'utilise pas de fonction de vraisemblance.

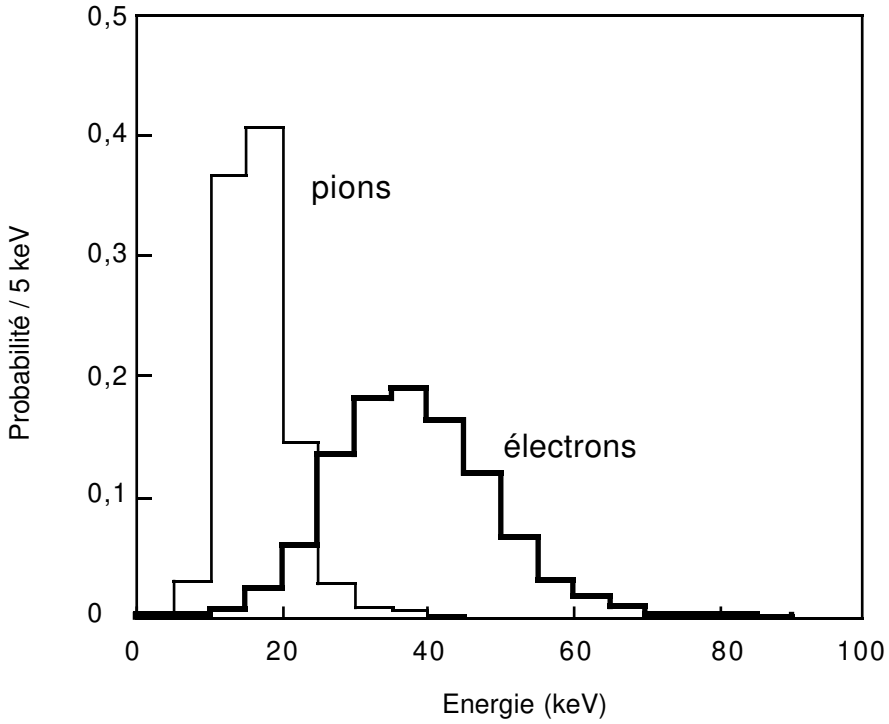


Figure V.6 :

distributions de probabilité
de l'énergie tronquée

3 Vraisemblance sur l'énergie totale

_____ Soit une variable $V = (V_1, ..., V_n)$, on cherche à construire le test le plus puissant avec V, c'est à dire le test qui donne la plus faible contamination β, quelque soit l'inefficacité α donnée. Supposons connues et définies sur tout W, les densités de probabilité $f_e(V)$ et $f_\pi(V)$. La région critique w_α satisfait **(V.1)** :

$$\alpha = \int_{w_\alpha} f_e(V)\, dV$$

Il existe une infinité de w_α satisfaisant cette condition. On cherche celui qui minimise β, ce

qui revient à maximiser 1-β (**V.2**) :

$$1-\beta = \int_{w_\alpha} f_\pi(V)\, dV \qquad \text{que l'on peut ré-écrire} \qquad 1-\beta = \int_{w_\alpha} \frac{f_\pi(V)}{f_e(V)}\, f_e(V)\, dV$$

Cette intégrale sera maximale si et seulement si w_α est le sous-ensemble de W qui contient les plus grandes valeurs de $l(V,e,\pi) = f_\pi(V)/f_e(V)$. La meilleure région critique est donc l'ensemble des points V satisfaisant $l(V,e,\pi) > C_\alpha$, C_α étant choisi pour que (V.1) soit satisfait. Le test sera construit de la façon suivante :

si $l(V,e,\pi) > C_\alpha$ on choisit l'hypothèse π

si $l(V,e,\pi) \leq C_\alpha$ on choisit l'hypothèse e.

Ceci est un test de Neyman-Pearson. C'est le plus performant, mais il nécessite la connaissance à priori des densités de probabilités $f_\pi(V)$ et $f_e(V)$. Il faut pouvoir calculer en tout point de W, la fonction $l(V,e,\pi)$ qui est le rapport des vraisemblances des deux hypothèses. Cette fonction peut être, soit calculée à l'aide d'un Monte Carlo, soit mesurée expérimentalement. Dans le premier cas, il faut mettre au point un Monte Carlo suffisamment proche de la réalité, dans le deuxième, il faut prendre une quantité considérable de données, afin de calibrer le détecteur.

Si $V = (E_1, ...,E_n)$, E_i étant la mesure de l'énergie totale déposée dans le ième élément du détecteur, alors f(V) s'écrit (**V.3**) :

$$f(V) = \prod_{i=1}^{n} P(E_i)$$

P(E) étant la densité de probabilité de l'énergie totale dans un élément (mesures indépendantes). La fonction de vraisemblance $l(V,e,\pi)$ s'écrit (**V.4**) :

$$l(V,e,\pi) = \prod_{i=1}^{n} \frac{P_\pi(E_i)}{P_e(E_i)}$$

et peut être calculée dès que l'on connait les spectres de l'énergie totale pour les deux types de particules. La figure V.7 représente les distributions de l pour les pions et les électrons.

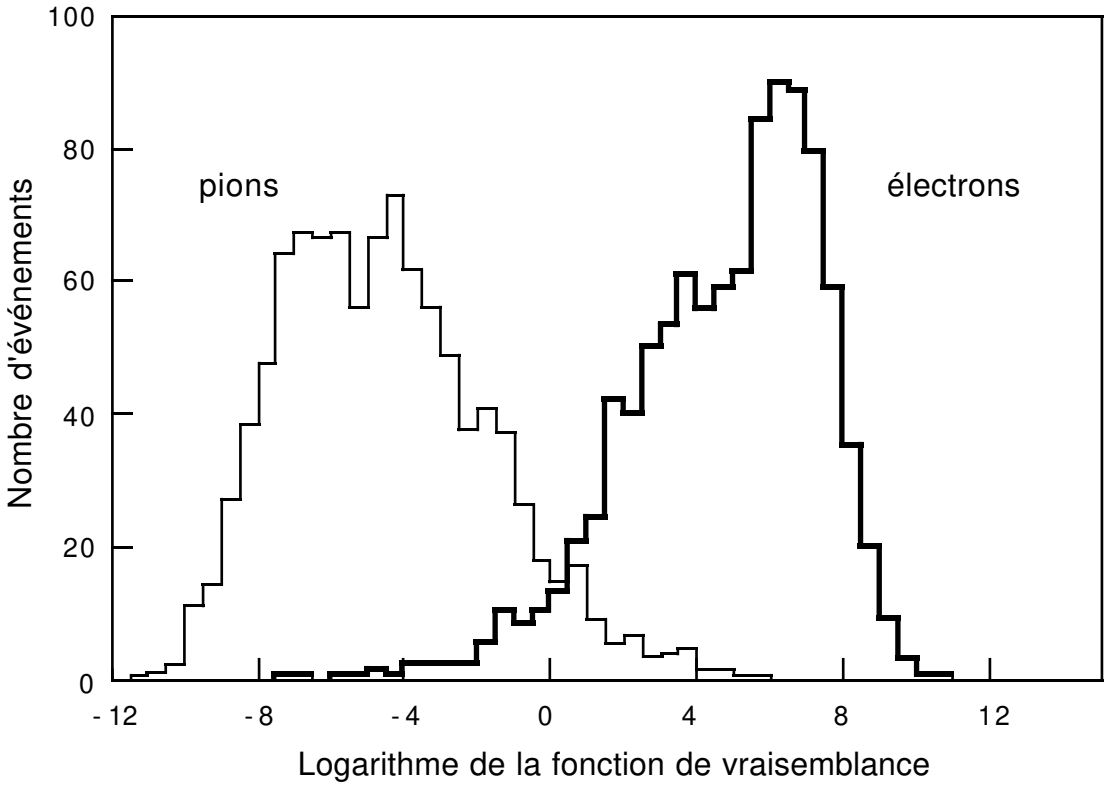


Figure V.7 :
distributions normalisées à 1000 événements, de
la fonction de vraisemblance sur l'énergie totale,
(trois ensembles, données à 0°)

4 Utilisation des clusters

Les tests décrits précédemment n'utilisent pas les mesures des énergies E^{Cl} et positions X^{Cl} des clusters de chaque événement. Le fait que le nombre de ces clusters soit variable d'un événement à l'autre pose un problème pour construire un test d'hypothèse. En effet, dans le cas du test de Neyman-Pearson, la dimension de V est fixe alors qu'ici elle ne l'est pas. On peut construire la variable V_i **(V.5)** :

$V_i = (V_1^{Cl}, ..., V_{k_i}^{Cl})$, k_i étant le nombre de clusters de la mesure i et $V^{Cl} = (E^{Cl}, X^{Cl})$.

La fonction de vraisemblance s'écrit **(V.6)** :

$$l(V,e,\pi) = \prod_{i=1}^{n} \prod_{j=1}^{k_i} \frac{P_\pi(V_j^{Cl})}{P_e(V_j^{Cl})}$$

si l'on connait $P(V^{Cl})$ ne dépendant pas du nombre de clusters (figure V.3).

La performance de cette méthode est limitée car lorsqu'il n'y a pas de clusters dans l'événement, rien ne permet de choisir entre les deux hypothèses. On a vu qu'alors seule l'énergie totale peut permettre de séparer les électrons des pions. C'est pourquoi on peut chercher à construire une variable utilisant à la fois l'énergie totale et les clusters, $V' = (V_1, V_2)$, $V_1 = l(V,e,\pi)$, $V_2 = E_T$, l étant la fonction de vraisemblance définie en (V.6). De cette façon, on bénéficie de l'information des clusters quand elle existe, et la variable V' définie ainsi a toujours la même dimension (figure V.8).

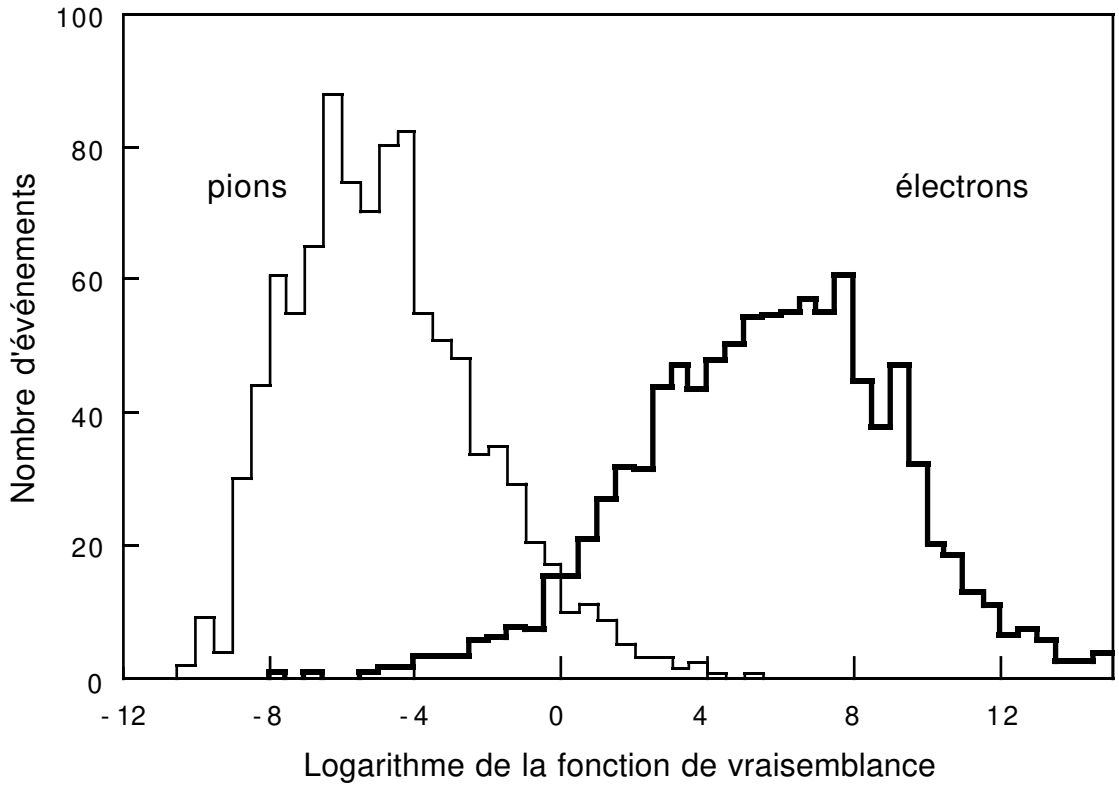


Figure V.8 :

distributions normalisées à 1000 événements, de la fonction de vraisemblance [énergie totale, clusters] (trois ensembles, données à 0°)

B Résultats

Toutes les méthodes décrites plus haut ont été essayées sur les données prises avec le prototype afin de comparer leurs efficacités. Chaque méthode donne une contamination β_π en fonction d'une inefficacité α_e. Plutôt que β, on préfère utiliser le rejet $R = 1/\beta$, et ce sont les graphes des fonctions $R(\alpha)$ que l'on compare. L'incertitude sur une efficacité ε mesurée sur N événements est **(V.7)** :

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N}} \quad \text{soit si } \varepsilon << 1, \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \approx \frac{1}{\sqrt{\varepsilon N}} \ ;$$

$$\text{on a alors } \frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta\beta}{\beta} = \sqrt{\frac{R}{N}} \quad \text{soit} \quad \Delta R = \frac{R^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{N}} \ .$$

On voit que si l'on veut mesurer un rejet de 50 avec une précision de 10%, il faut disposer de 5000 événements.

La performance du détecteur final est évaluée en regroupant trois événements successifs du prototype (ou deux pour le prototype en lithium), afin de simuler le passage de la particule dans les trois (ou deux) éléments. En faisant cela, on néglige l'apport des photons qui ne s'arrêtent pas dans la première chambre qu'ils rencontrent mais dans une des suivantes. Les calculs montrent que cet apport a une influence négligeable sur la performance finale.

1 Biais statistiques

Pour la mesure du pouvoir d'identification, les méthodes utilisant une fonction de vraisemblance expérimentale sont biaisées par la statistique limitée dont on dispose. La fonction de vraisemblance est approximée par une table constituée de cases de l'espace W. Chacune des cases contient N_e électrons et N_π pions et la valeur de la fonction de vraisemblance est calculée en faisant le rapport N_e/N_π. Si un des nombres est nul, il est remplacé par 1/2.

Les mêmes événements sont utilisés pour initialiser la table de vraisemblance et pour mesurer le rejet. Ceci conduit à surestimer systématiquement le résultat comme on peut le voir dans le cas limite où la table a une infinité de cases. Il n'y a alors jamais plus d'un événement par case. Lorsqu'on mesure le rejet avec un événement qui a servi à construire la table, on le reconnaît. Autrement dit, le rejet obtenu est infini pour une efficacité de 100%.

Une autre façon de faire consiste à utiliser deux lots distincts pour initialiser la table et pour mesurer le rejet comme c'est le cas dans l'expérience finale où on identifie des traces de nature inconnue à partir de tables pré-établies. Les mêmes remarques sur le cas limite montrent que l'on sous-estime systématiquement le rejet. Lorsque l'on mesure le rejet avec un événement qui n'a pas servi à construire la table, on ne le reconnaît pas et cette fois ci le rejet est nul.

La question est donc de savoir s'il vaut mieux avoir une meilleure précision sur la table en utilisant toute la statistique deux fois, ou bien être sûr de décorréler la table et les événements. Un programme de Monte Carlo a été mis au point afin d'avoir une information quantitative sur ces biais systématiques. La technique employée et les résultats obtenus sont exposés en annexe du chapitre V. Cette simulation montre que la première méthode est moins biaisée que la deuxième, c'est pourquoi dans tout ce qui suit les résultats présentés sont obtenus en utilisant deux fois les événements.

2 Pouvoirs d'identification

a) Performances des méthodes

Différentes méthodes d'identification sont comparées pour le détecteur final (3 ensembles) sur les données à 0° (figure V.9). La méthode énergie tronquée (R_π = 30±2,2 à 90% d'efficacité aux électrons) est plus performante que le comptage de clusters (R_π = 23±1,5 à ε_e = 85%). La vraisemblance sur l'énergie totale, qui est le meilleur test utilisant l'énergie totale (voir §V.A.3), est un peu plus performante que l'énergie tronquée (R_π = 33±3 à ε_e = 90%). Toutefois, l'utilisation de l'information sur la distribution des énergies et des positions des clusters de l'événement permet de séparer les électrons des pions qui ont la même énergie totale. C'est pourquoi la vraisemblance sur l'énergie totale et sur les positions des clusters améliore encore la performance (R_π = 57±6 à ε_e = 90%). C'est la meilleure méthode qui a été mise au point.

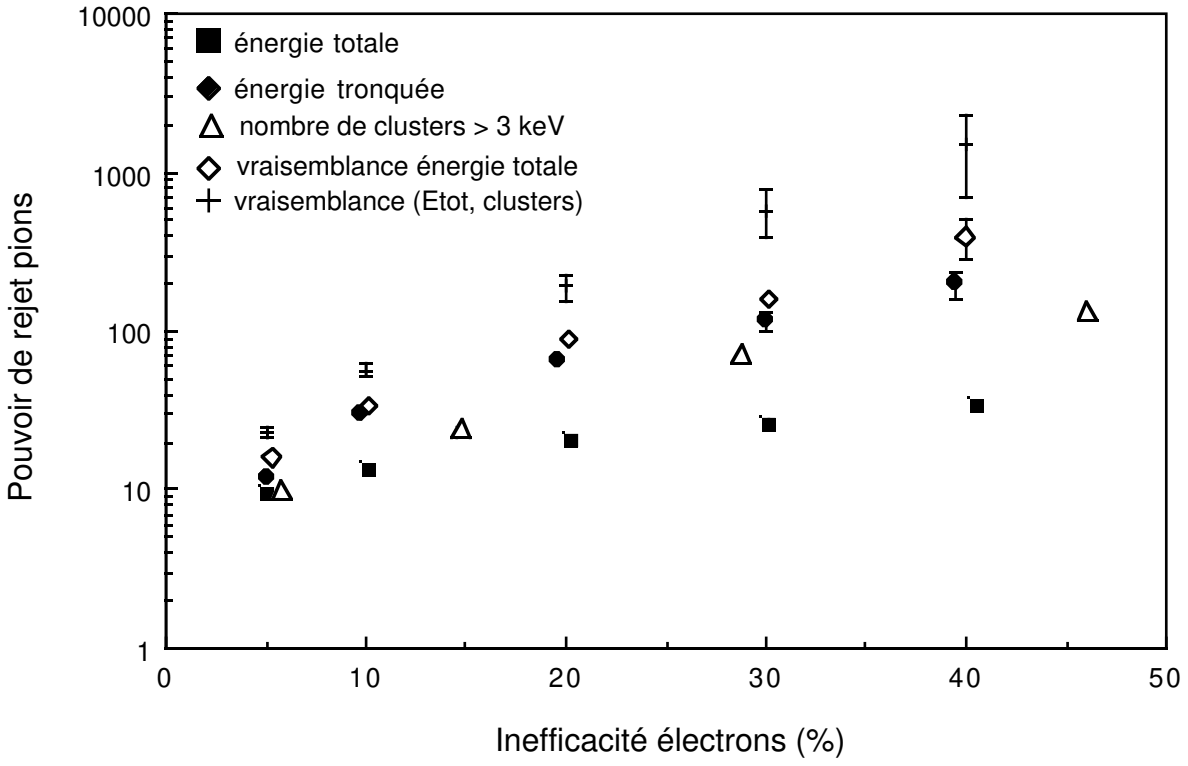


Figure V.9 :

comparaison des méthodes d'identification (données à 0°)

b) Performances des matériaux

Les données concernant trois configurations radiateur + chambre ont été enregistrées à incidence normale (0°). Les performances ont été comparées en utilisant la méthode de vraisemblance sur l'énergie totale (figure V.10).

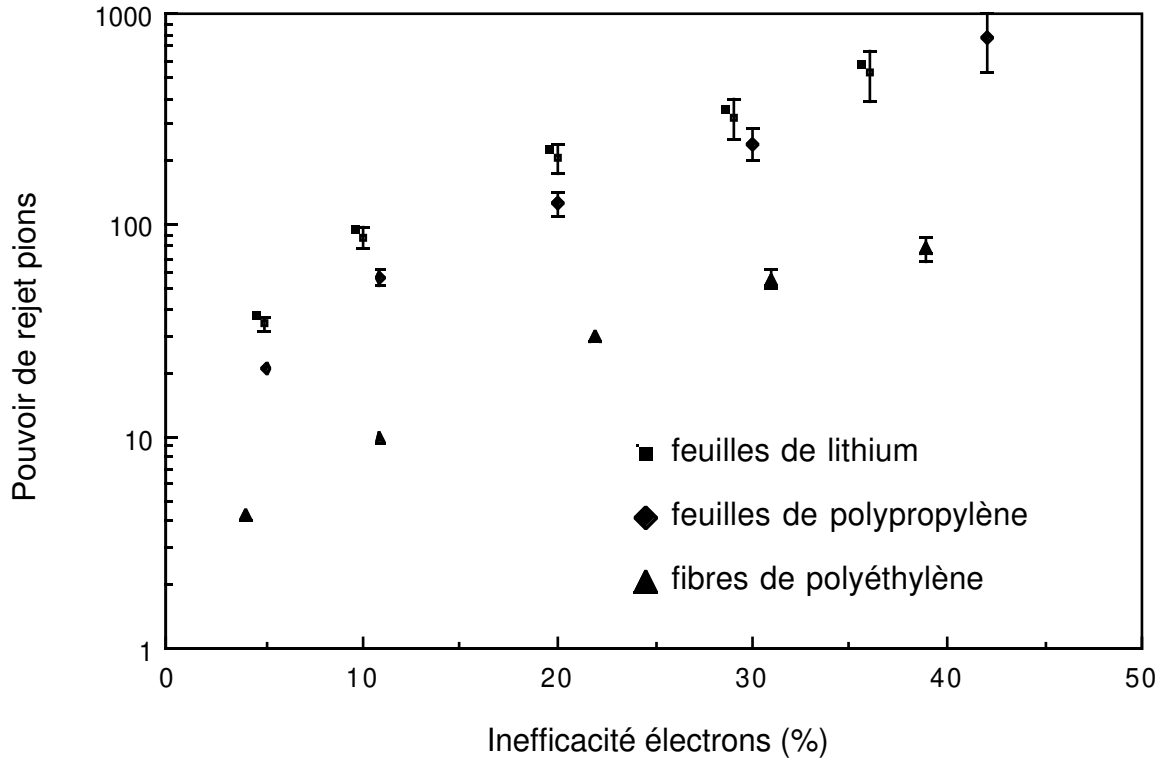


Figure V.10 :

pouvoir d'identification en fonction du matériau du radiateur

Afin de simuler la configuration du détecteur final, les événements ont été regroupés par deux (lithium) ou par trois (plastique). Ces configurations correspondaient à des longueurs totales du DRT de :

(feuilles Li 13,2 cm + Xe 19 mm + espaces morts 16 mm)x2 = 33,4 cm

(fibres CH_2 7,5 cm + Xe 19 mm + espaces morts 16 mm)x3 = 33,0 cm

(feuilles CH_2 6,5 cm +Xe 24 mm + espaces morts 16 mm)x3 = 31,5 cm.

Les feuilles de polypropylène sont nettement plus performantes que les fibres de polyéthylène. Les feuilles de lithium donnent un meilleur résultat mais la longueur totale des deux ensembles est plus grande que celle des trois ensembles en polypropylène. On peut extrapoler les résultats du lithium à 31,5 cm en utilisant la formule empirique **(V.8)** :

$$R_\pi = 4^{(L/10,9)} \Rightarrow R'/R = 4^{(\Delta L/10,9)}$$

qui reflète assez bien la dépendance du rejet en fonction de l'épaisseur du détecteur (voir plus loin figure V.13). Une diminution de l'épaisseur de 1,9 cm entraîne une baisse du rejet d'environ 16%. Les performances du lithium et du polypropylène sont alors très semblables.

c) Dépendance angulaire

La figure V.11 montre les résultats obtenus pour trois angles d'incidence des traces avec les deux méthodes de vraisemblance : a) [énergie totale], b) [énergie totale, clusters]. Quelle que soit la méthode employée, les performances s'améliorent à mesure que l'angle augmente. La moyenne sur les trois angles donne à $\varepsilon_e = 90\%$:

[E. tot] $R_\pi = 40{,}5 \pm 2{,}5$ [E. tot, clusters] $R_\pi = 71 \pm 6$

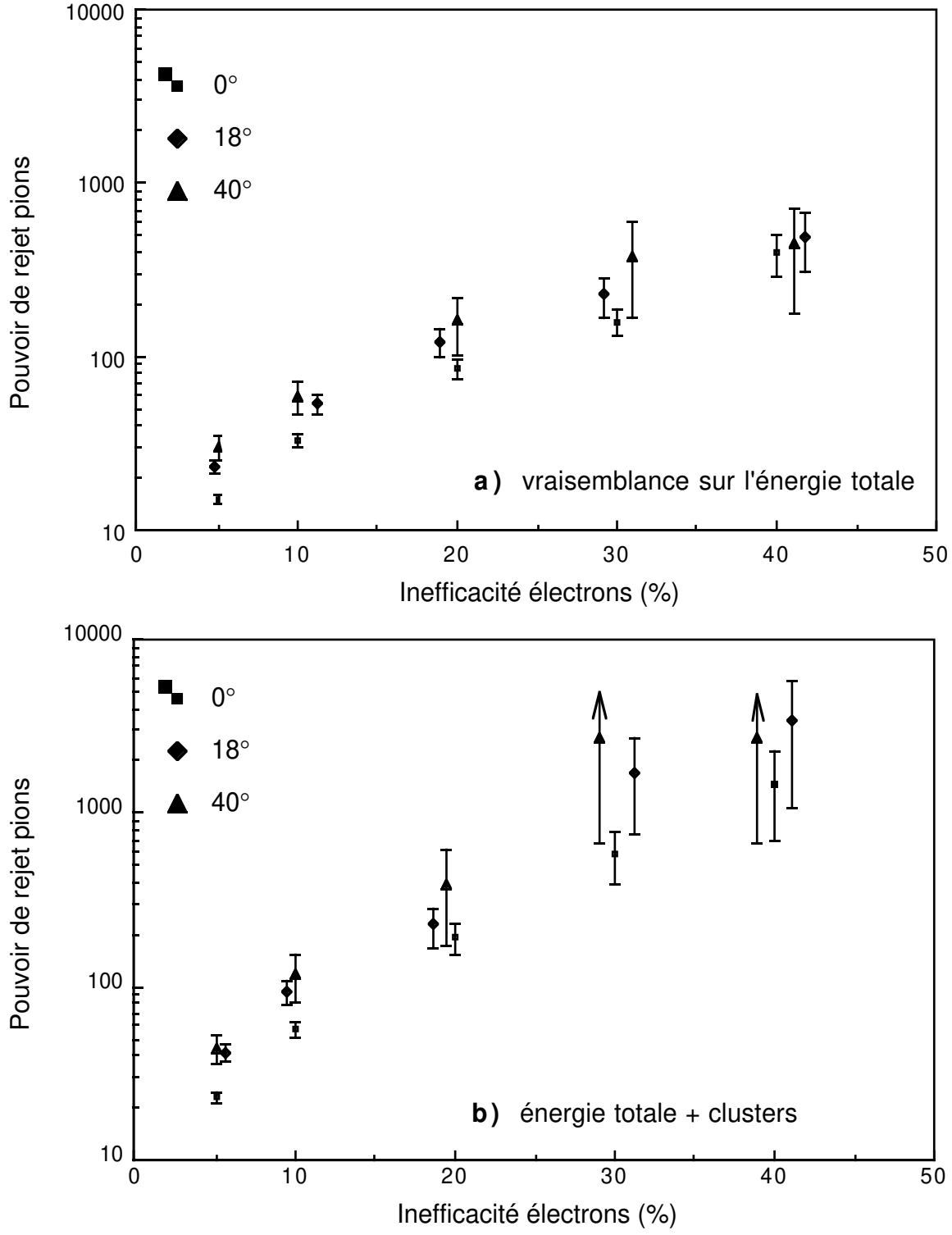


Figure V.11 :

pouvoir d'identification en fonction de l'angle d'incidence

3 Reproduction par Monte Carlo

Nous avons vu dans le chapitre IV, que les distributions de l'énergie totale des pions et des électrons étaient reproduites moyennant une correction ad hoc. Cette correction n'influe pas sur la reproduction de la variation du rejet des pions en fonction de l'inefficacité aux électrons puisqu'elle décale les deux distributions de la même valeur. De même, une erreur éventuelle de calibration correspond à une déformation homothétique suivant l'axe des énergies et ne modifie pas le rejet.

Sur la figure V.12, le rejet obtenu à 0° avec la variable énergie totale sur un seul ensemble est comparé avec la prédiction du Monte Carlo. On constate que la dépendance est correctement reproduite. Malgré l'apparence, le décalage systématique des points des données n'est pas significatif. En effet, les différentes mesures du rejet ne sont pas indépendantes d'une inefficacité à l'autre, puisqu'elles sont toutes effectuées sur le même lot.

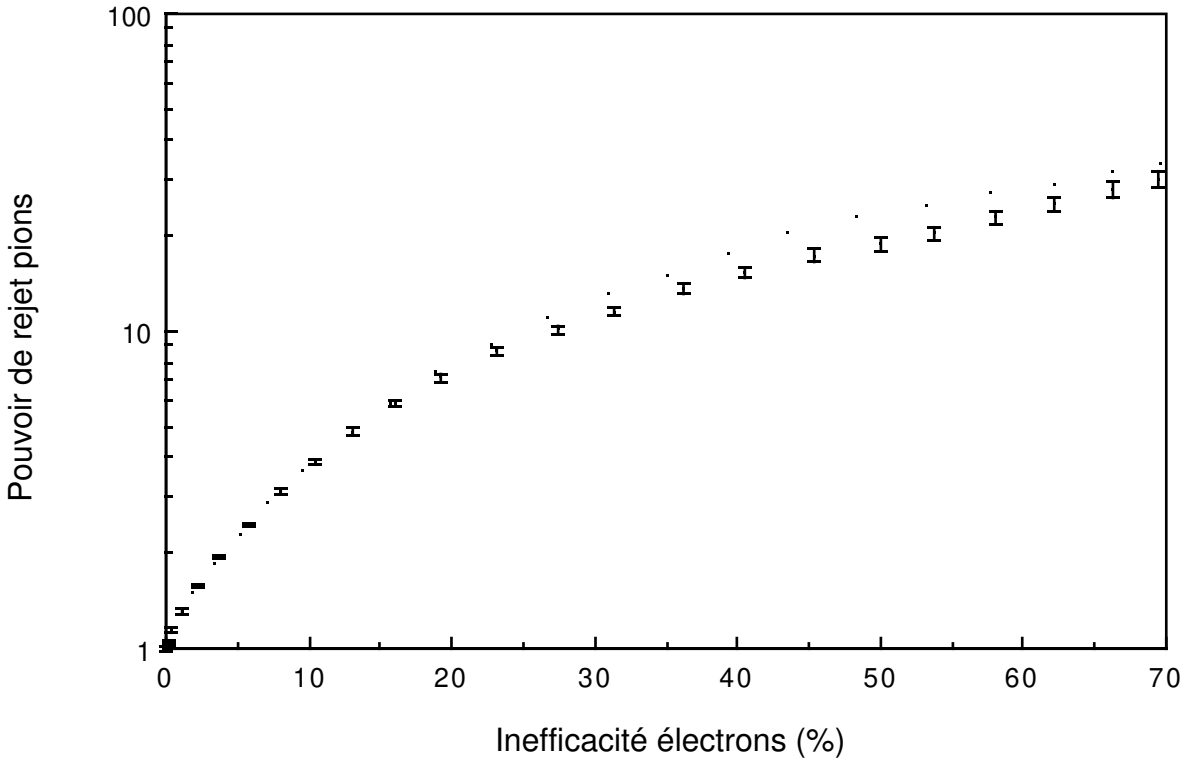


Figure V.12 :

rejet des pions avec un ensemble à 0°,
données et simulation

4 Comparaison avec d'autres D.R.T

a) Difficultés

Il n'est pas facile de comparer les performances de différents détecteurs. En effet, chacun est étudié pour une expérience bien particulière, pour répondre à des besoins spécifiques. La performance dépend des paramètres suivants :

l'efficacité aux électrons désirée

la méthode de rejet employée

l'énergie du faisceau à laquelle les mesures ont été faites

l'épaisseur du détecteur.

Dans ce qui suit, je me limite à la comparaison des résultats obtenus à 90% d'efficacité aux électrons, avec la meilleure méthode employée par chaque groupe.

La performance décroît avec l'énergie du faisceau à cause de la remontée relativiste du dE/dx, plus grande pour les pions que pour les électrons. La figure V.13 montre la variation du rejet entre 0,625 GeV et 40 GeV, prédite par Monte Carlo pour le détecteur de D0, en utilisant la méthode de l'énergie tronquée.

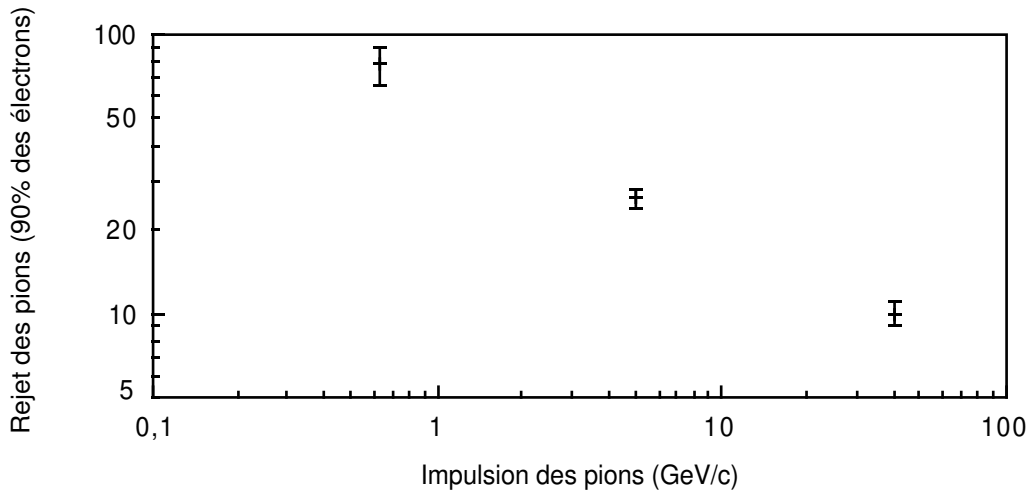


Figure V.13 :

variation du rejet des pions calculée par Monte-Carlo en fonction de leur énergie
(coupure sur l'énergie tronquée qui conserve 90% des électrons)

Plus on dispose de place pour le D.R.T, plus on produit et on détecte de photons de transition. La figure V.14 montre la variation du rejet en fonction du nombre d'éléments du détecteur (1 à 5), évaluée à l'aide des données prises à 0° sur le prototype.

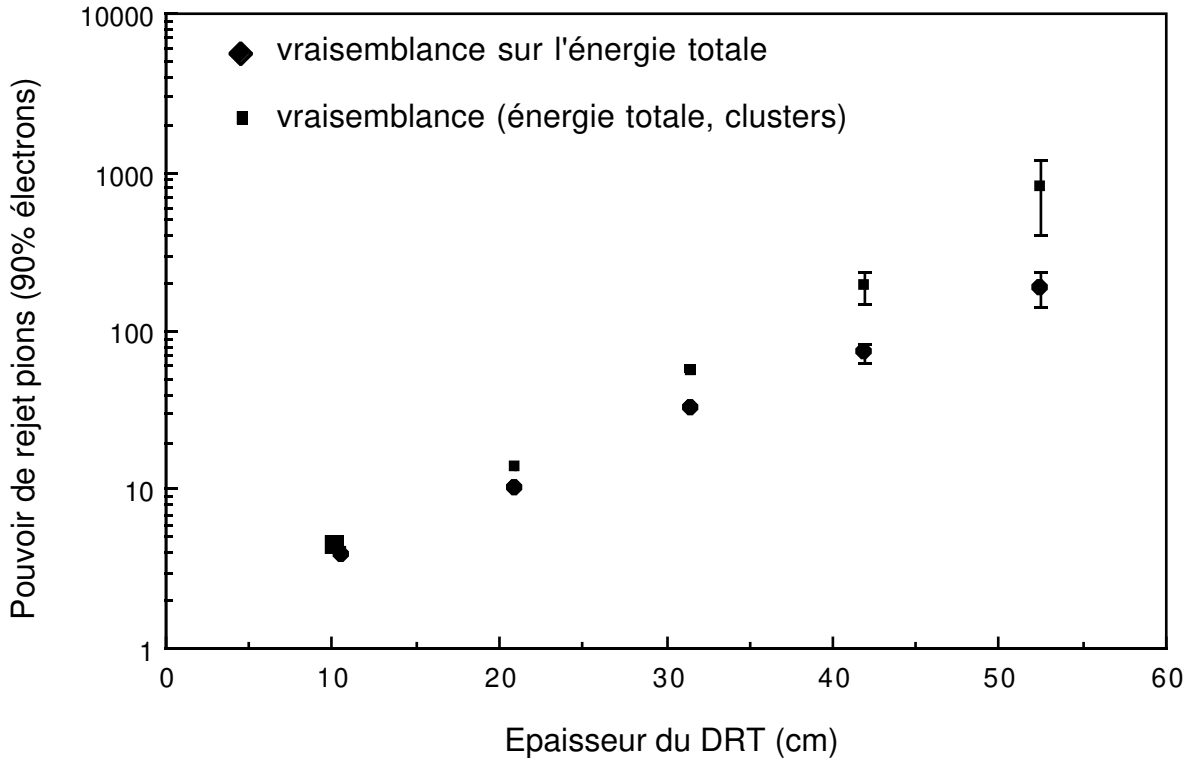


Figure V.14 :

rejet des pions à 90% d'efficacité électrons
en fonction de l'épaisseur du détecteur (deux méthodes)

Certains groupes [V.3] [V.4] n'ont pas pris de données avec des pions et les simulent en extrapolant les données prises avec les électrons sans radiateur. Nous avons vu qu'il était difficile de reproduire la réponse aux pions du détecteur et que la performance prédite en était dépendante. C'est pourquoi je me limite aux mesures directes dans la comparaison qui suit.

b) Résultats

B. Dolgoshein [V.5] a passé en revue les résultats publiés par différentes expériences sur les performances de leur DRT.

Le DRT de l'expérience HELIOS (NA34 CERN) [V.5] est constitué de huit ensembles radiateur + détecteur, pour une longueur totale de 70 cm. Les radiateurs sont en feuilles de polypropylène. La méthode employée est le comptage de clusters. Le rejet des pions obtenu à 90% d'efficacité aux électrons est : $R_\pi = 2200$, pour des particules d'impulsions comprises entre 5 et 50 GeV/c.

Le DRT de l'expérience R806 (CERN) [V.6] est constitué d'un ensemble radiateur + détecteur, de 25 cm de long. Le radiateur est en feuilles de lithium. La méthode employée est la mesure de l'énergie totale. Le rejet des pions obtenu à ε_e = 90% est : $R_\pi = 28$, mesuré avec des protons de 12 Gev/c ($\gamma \sim 13$), ce qui correspond à des pions d'environ 2 GeV/c.

C. Fabjan et al. [V.7] ont étudié en détail les performances de différentes configurations de DRT, en fonction des méthodes de rejet et des matériaux employés pour le radiateur. Les meilleurs résultats sont obtenus avec des feuilles de lithium en utilisant le comptage des clusters. Le DRT est constitué de 12 à 24 ensembles de 3 cm chacun. Le rejet des pions obtenu à $\varepsilon_e = 90\%$ est : L = 36 cm (12 ens.) $R_\pi = 150$, L = 72 cm (24 ens.) $R_\pi = 5000$

pour des pions de 10 à 15 GeV/c.

Le prototype du DRT de l'expérience VENUS (TRISTAN KEK) [V.8] est constitué de 4 ensembles radiateur + détecteur, pour une longueur totale de 32 cm. Les radiateurs sont en fibres de polypropylène. La méthode employée est une vraisemblance sur l'énergie totale. Le rejet des pions obtenu à $\varepsilon_e = 90\%$ est : $R_\pi = 20$, pour des pions de 2 à 10 GeV/c.

Le prototype du DRT de l'expérience ZEUS (HERA) [V.9] est constitué de 4 ensembles radiateur + détecteur, pour une longueur totale de 40 cm. Les radiateurs sont en fibres de polypropylène. La méthode employée est une vraisemblance sur l'énergie totale. Le rejet des pions obtenu à $\varepsilon_e = 90\%$ est : $R_\pi = 37$, pour des pions de 2 GeV/c.

Le prototype du DRT de l'expérience UA2' (CERN) [V.10] est constitué de 2 ensembles radiateur + détecteur, pour une longueur totale de 22 cm. Les radiateurs sont en feuilles de polypropylène. La méthode employée est une vraisemblance sur l'énergie totale. Le rejet des pions obtenu à $\varepsilon_e = 90\%$ est : $R_\pi = 11$, pour des pions de 40 GeV/c.

La figure V.15 représente tous ces résultats ainsi que ceux du prototype du DRT de D0, en fonction de l'épaisseur totale du détecteur. On constate que, mis à part les détecteurs qui utilisent des fibres, tous les résultats s'alignent en gros sur une même dépendance en fonction de l'épaisseur décrite par (V.8).

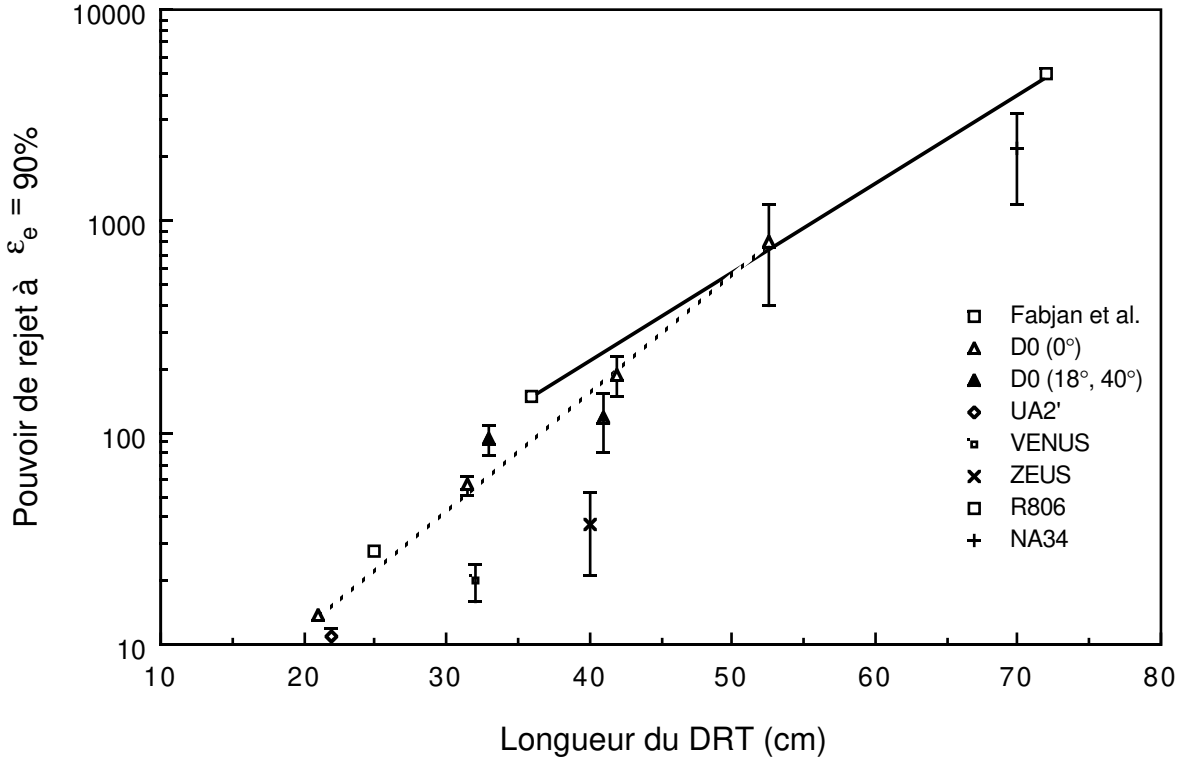


Figure V.15 :

performances des DRT en fonction de leur épaisseur

5 Apport du DRT dans D0

a) Le rejet des jets "candidat électron"

Les tests en faisceau du prototype du DRT ont permis de mesurer le pouvoir de séparation des pions et des électrons lorsque les deux types de particules ont la même impulsion fixe de 5 GeV/c. Cette mesure ne correspond pas à la situation qui sera rencontrée au cours de la mise en œuvre du DRT dans l'expérience D0.

On a vu au chapitre I §B2b, que le rejet e/jet attendu du calorimètre était de l'ordre de 10^5. Les jets qui restent sont ceux qui simulent le comportement d'un électron dans le calorimètre, qui joue alors le rôle d'un filtre sélectif pour certains processus (fragmentations "pathologiques"). Pour combattre ce bruit de fond, il est nécessaire d'avoir une information indépendante de celle du calorimètre, obtenue au moyen d'un autre détecteur. Le DRT est destiné à combattre le bruit de fond dû à l'un de ces processus pathologiques, la fragmentation en jet contenant une trace chargée seule ou accompagnée des γ provenant de la désintégration de un ou plusieurs π_0. Pour évaluer le rejet supplémentaire apporté par le DRT, il faut connaître la topologie exacte de ces jets sélectionnés par le calorimètre.

Le comportement d'un électron dans l'appareillage possède les caractéristiques suivantes : on observe une gerbe électro-magnétique dans le calorimètre associée à une seule trace dans le détecteur central. Le rejet e/jet du calorimètre, de l'ordre de 10^5, est obtenu en imposant les coupures suivantes sur la topologie du "candidat électron" :

1) la trace chargée doit pointer dans la direction de la gerbe électro-magnétique,
2) il ne doit pas y avoir de "fuite" de la gerbe dans la partie hadronique du calorimètre.

L'influence de ces coupures sur le spectre de l'impulsion de la trace chargée dans les jets sélectionnés est difficile à connaître avant de faire l'expérience. Il faudrait mettre au point un Monte Carlo qui reproduise dans un extrême détail la fragmentation des jets et en particulier les corrélations entre les fragments des jets (par exemple l'influence des résonances mésoniques), et simule exactement tous les processus physiques mis en jeu dans le développement des gerbes hadroniques. Enfin, même si l'on disposait de ce programme, il serait nécessaire d'engendrer un nombre considérable de jets (si l'on veut connaître à 10% près un rejet de l'ordre de $R_{calorimètre} * R_{DRT} = 10^7$, il faut $\sim 10^9$ jets). Cette simulation complète est donc hors de portée.

Il est toutefois possible d'évaluer l'ordre de grandeur du pouvoir de rejet qu'ajoute le DRT à l'analyse classique du calorimètre.

Le premier critère calorimétrique élimine préférentiellement les traces chargées de basse impulsion, qui ne sont pas collimées dans l'axe du jet. Le deuxième critère calorimétrique élimine les traces chargées de haute impulsion, dont la gerbe hadronique se développe au-delà de la partie électro-magnétique du calorimètre. Finalement, il y a aussi bien des raisons d'éliminer les traces chargées de basse impulsion (premier critère), que les traces chargées de haute impulsion (deuxième critère).

A partir des données de UA2 dans la partie avant/arrière, où les aimants permettent de mesurer l'impulsion de la trace chargée, on a vérifié que, tant qu'on n'impose pas de coupures trop sévères sur les critères 1) et 2), le spectre d'impulsion de la trace chargée
conserve la forme typique d'une fonction de fragmentation non biaisée **(V.9)** :

$$f(z) \sim \frac{(1 - z)^2}{z} \quad \text{où } z = \frac{E_\pi}{E_{jet}} \text{ est la fraction d'énergie du jet emportée par la trace chargée.}$$

On s'attend donc à ce que la majeure partie des "jets candidats électrons" aient une trace chargée de faible impulsion. Le rejet obtenu grâce au DRT sur cette trace sera meilleur que celui mesuré avec un faisceau de pions de 5 GeV/c si l'impulsion de cette trace est en général inférieure à 5 GeV/c.

La réponse du DRT à un électron de plus de 2,5 Gev/c ne dépend pas de son impulsion. En effet, d'une part, l'ionisation produite par l'électron dans le xenon atteint une limite appelée plateau de Fermi vers $\gamma = 2000$ (p ~ 1 GeV/c) [IV.3]. D'autre part, on a vu dans le chapitre II §B3, figure II.5, que le rayonnement de transition détecté atteint aussi une limite vers $\gamma = 5000$ (p ~ 2,5 GeV/c). Si on utilise par exemple la méthode de l'énergie tronquée (voir chapitre V §A2), on peut fixer une coupure qui conserve 90% de tous les électrons de plus de 2,5 GeV/c.

Par contre, la réponse du DRT à un pion chargé varie avec son impulsion car l'ionisation dans le xenon croît avec l'impulsion tant qu'on n'a pas atteint le plateau de Fermi ($\gamma = 2000 \Rightarrow$ pion de ~ 280 GeV/c). Comme on l'a vu dans le chapitre V §B4, figure V.13, le rejet obtenu avec le DRT décroît lorsque l'impulsion du pion croît. La figure V.13 montre que l'on peut paramétriser la variation de l'efficacité aux pions en fonction de leur impulsion, de la façon suivante **(V.10)** :

$$\varepsilon(E_\pi) = \frac{1}{26}\left(\frac{E_\pi}{5}\right)^{0,46}$$

Le rejet global du DRT sera la convolution de cette variation avec la distribution de l'impulsion de la trace chargée des "jets électro-magnétiques".

L'efficacité du DRT aux jets convoluée par f(z) se calcule **(V.11)** :

$$\varepsilon_{jet}(E_{jet}) = \frac{\int_{z_{min}}^{1} f(z)\varepsilon(z)dz}{\int_{z_{min}}^{1} f(z)dz} \quad \text{où } \varepsilon\left(z = \frac{E_\pi}{E_{jet}}\right) \text{ est l'efficacité du DRT à la trace en fonction de son énergie.}$$

Ce calcul dépend des valeurs de E_{jet} et de la coupure $z_{min} = E_{\pi\,min}/ E_{jet}$ que l'on se fixe.

Les résultats obtenus pour deux valeurs minimales de l'énergie de la trace chargée (0,6 GeV et 1 GeV) et pour des jets de 5 GeV à 80 GeV sont indiqués sur la figure V.16. On voit que le rejet global sur les jets candidats électrons est supérieur à la valeur du rejet pour des pions de 5 GeV/c (26) jusqu'à des jets de 50 GeV.

On s'attend à ce que le rejet obtenu sur des jets de 5 GeV soit supérieur d'au moins un facteur 2 au rejet pour des pions de 5 GeV/c, ceci quelque soit la méthode de rejet employée. La meilleure méthode, qui combine les informations sur l'énergie totale et les clusters, donne une valeur de $R_\pi = 71 \pm 6$ à $\varepsilon_e = 90\%$ (voir chapitre V §B2). Le rejet global sur les jets de 10 GeV se trouvera aux alentours de 100, pour une efficacité de 90% aux électrons. On a vu

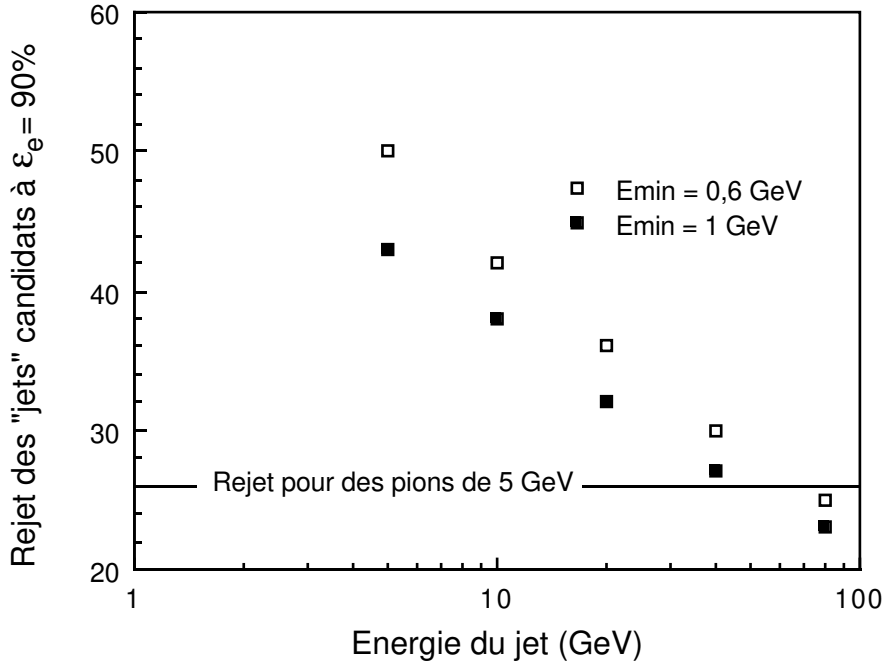


Figure V.16 :

Pouvoir de rejet des jets en fonction de leur énergie
(simulation de la méthode énergie tronquée)

au chapitre I §B2 que les deux processus principaux qui simulent un électron sont :

n ($\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$) dont un des $\gamma \rightarrow e^+e^-$, (~ 30% des cas dans UA2)

π^+ + n π_0 où il y a alignement de la trace et de la gerbe, (~ 70% des cas dans UA2)

Le rejet du premier processus par les détecteurs de traces est attendu vers 50 et celui du deuxième par le DRT est attendu vers 100. On voit que chacun des deux fonds QCD est ramené à un niveau identique. Le rejet global (calorimètre + détecteur central) sera donc supérieur à $5\ 10^6$.

b) Exemple : recherche du quark top

La section efficace QCD augmente ~ 3 fois plus que la section efficace de production de W lorsqu'on passe de 630 GeV (au SpS) à 1,8 TeV (au TeVatron) dans le centre de masse. Dans le cadre de la recherche du quark top provenant de la désintégration du W ($m_t < 60$ GeV) et donnant ($t \rightarrow b\ e^+\nu$) un spectre d'électrons commençant à 10 GeV, le rapport Signal/Bruit était de l'ordre de 1/10 aux UA. Le rejet attendu avec le détecteur de D0 étant 50 fois plus grand que celui obtenu avec les expériences UA, le S/B sera alors supérieur à 1.

REFERENCES DU CHAPITRE V

[V.1] UCLR

[V.2] W. T. Eadie et al., *Statistical methods in experimental physics* , North Holland Publishing Company (1971)

[V.3] A. Büngener et al., Nucl. Instr. and Meth. **214** (1983) 216

[V.4] H. But et al., Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 483

[V.5] B. Dolgoshein, Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 137

[V.6] J. Cobb et al., Nucl. Instr. and Meth. **140** (1977) 413

[V.7] C.W. Fabjan et al., Nucl. Instr. and Meth. **185** (1981) 119

[V.8] Y. Watase et al., présenté à la 1986 Wire Chamber Conference

[V.9] A. Schloesser, exposé donné à la conférence de Strasbourg

[V.10] R. Ansari et al., Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 357

ANNEXE DU CHAPITRE V

Biais dus à la statistique limitée

Un programme de Monte Carlo a été mis au point afin d'avoir une information quantitative sur les biais systématiques consécutifs à la statistique limitée des données. Ces effets dépendent de façon complexe de plusieurs paramètres :

la forme des deux densités de probabilité employées dans le test

le nombre de cases des tables de vraisemblance

la quantité de données utilisées pour calculer ces tables.

Tous ces paramètres influent sur le nombre de cases contenant peu ou pas d'électrons ou (et) de pions, pour lesquelles on se rapproche des cas limite exposés plus haut. On peut déjà dire que plus les fonctions $f_\pi(V)$ et $f_e(V)$ seront disjointes, c'est-à-dire plus la méthode sera performante, plus l'effet sera grand.

1 Méthode employée

La technique employée est la suivante : dans un premier temps, on obtient des fonctions $f_\pi(V)$ et $f_e(V)$ "théoriques" soit en lissant les données, soit à l'aide du programme de simulation; on tire ensuite au hasard avec la loi de probabilité de ces distributions, le nombre nécessaire d'événements; afin de se rapprocher des conditions expérimentales, on regroupe ces tirages en lots de 9000 pions et de 6000 électrons. Pour chacun de ces lots, on construit trois tests de Neyman-Pearson différant uniquement par la façon d'initialiser la table de vraisemblance :

la table "favorable" T^+ est calculée avec tout le lot,

deux tables "défavorables" $T^-(1/2)$ et $T^-(2/2)$ sont calculées avec les deux moitiés du lot,

la table "théorique" T^0 est calculée une fois pour toutes avec $f_\pi(V)$ et $f_e(V)$.

A la relecture, on se sert des trois tests :

t^+ utilisant la table T^+,

t^- utilisant la table $T^-(2/2)$ pour la première moitié du lot et $T^-(1/2)$ pour la deuxième,

t^0 utilisant la table T^0,

pour calculer le rejet obtenu sur les triplets.

On peut évaluer à l'aide de (V.7) le nombre de tirages nécessaires **(V.9)** :

$$N = R\left(\frac{R}{\Delta R}\right)^2$$

Si l'on désire observer des écarts de rejet de l'ordre de l'unité aux environs de 50, on a donc besoin d'au moins 50^3 triplets de pions.

2 Résultats

a) Vraisemblance sur l'énergie totale

Les biais ont été évalués pour la méthode utilisant le test de Neyman-Pearson sur l'énergie totale, à l'aide des densités de probabilité lissées des données à 18°, à partir desquelles 100 lots de 9000 pions et de 6000 électrons ont été engendrés. La figure V.17 montre les résultats obtenus pour différentes inefficacités aux électrons. A 90% d'efficacité aux électrons les résultats sont les suivants :

méthode favorable : $R_\pi = 57{,}2 \pm 0{,}8$

valeur théorique : $R_\pi = 54{,}0$

méthode défavorable : $R_\pi = 47{,}9 \pm 0{,}6$

La valeur théorique représente le rejet que l'on mesure avec le lot particulier d'événements engendrés en se servant des densités de probabilité connues parfaitement. Si les autres méthodes n'étaient pas biaisées, elles devraient donner des résultats statistiquement compatibles avec la valeur théorique. Le résultat favorable est à $4\,\sigma$ de la valeur théorique tandis que le résultat défavorable est à $10\,\sigma$ de la valeur théorique.

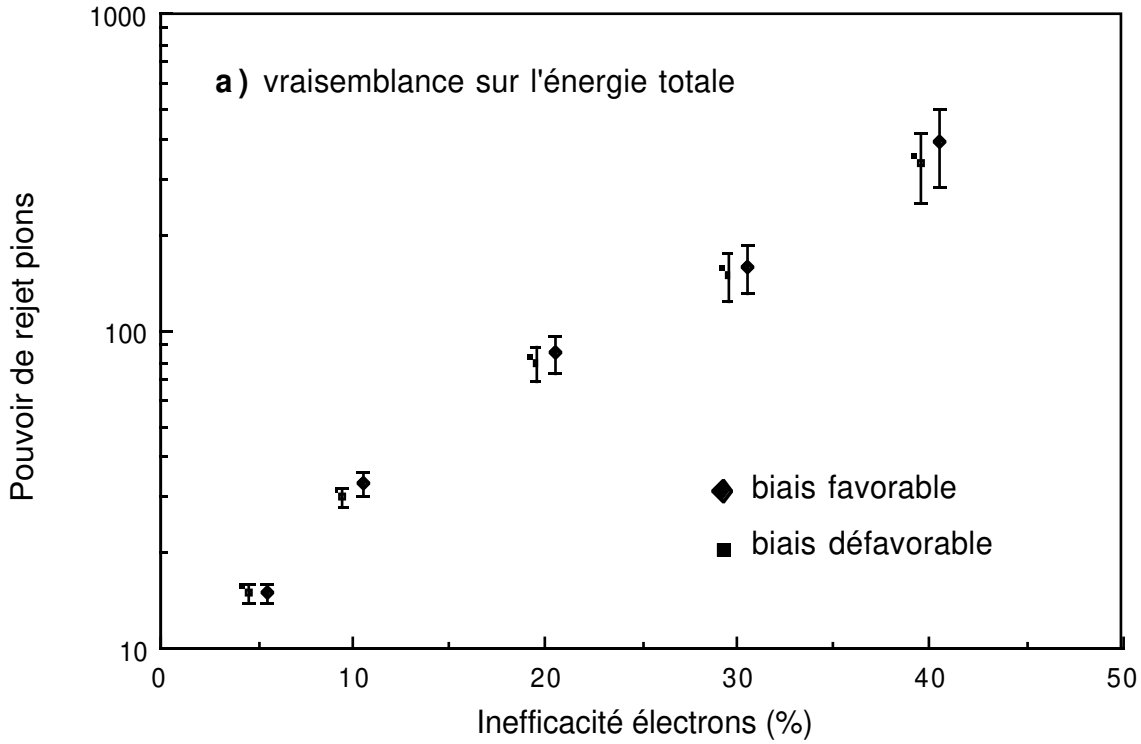
Figure V.17 :

simulation des biais dûs aux statistiques limitées

b) Vraisemblance sur l'énergie totale et les clusters

Il n'a pas été possible de mener la même étude concernant le test de vraisemblance utilisant les clusters. En effet, les corrélations entre les clusters d'un même événement interdisent de procéder en tirant au hasard dans une distribution lissée, il faut engendrer 10^6 événements à l'aide du Monte Carlo décrit au chapitre IV. Les moyens nécessaire en temps de calcul et en place de mémoire n'auraient aucune commune mesure avec l'intérêt du résultat.

Afin d'avoir une idée de l'importance du biais de cette méthode, on utilise deux prises de données à 0° effectuées à quelques jours d'intervalle. Sur la figure V.18, les carrés sont obtenus en utilisant des données différentes pour initialiser les tables et pour mesurer le rejet des pions (biais défavorable) et les losanges en utilisant les deux prises de données pour initialiser les tables, puis pour mesurer le rejet (biais favorable). Les points sont décalés de 0,5% de part et d'autre de leur abscisse afin d'éviter qu'ils ne se mélangent. Les écarts entre les points sont plus importants pour la méthode la plus performante (figure V.18b) que pour l'autre (figure V.18a), mais l'effet systématique reste du même ordre.



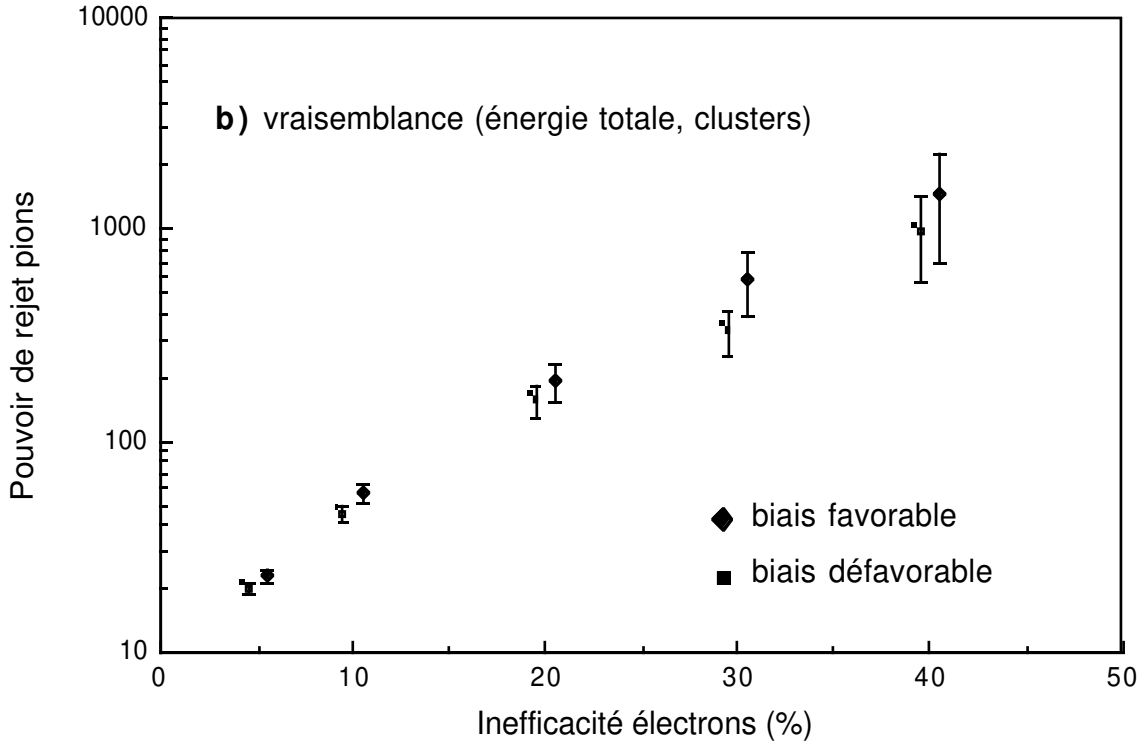


Figure V.18 :

comparaison des biais pour les deux méthodes utilisant des tables (données à 0°)

CONCLUSION

1 Résultats de l'étude du DRT

a) Théorie du rayonnement de transition

La théorie du rayonnement de transition produit par le passage d'une particule chargée ultra-relativiste dans un radiateur en feuilles de polypropylène est bien établie. L'existence d'interférences constructives prédites par Artru et al. [II.4],, mettant en jeu le rayonnement de toutes les feuilles sur des longueurs de plusieurs cm, a été vérifiée en calculant la contribution à l'infini de chaque interface (calcul "microscopique").

L'approximation d'Artru et al., qui consiste à identifier les pics d'interférence à N feuilles par des fonctions δ correctement normalisées, permet de déterminer la configuration optimale du radiateur en fonction des impératifs de place et de performances imposés au DRT.

Le défaut de photons, constaté expérimentalement avec le prototype, est interprété comme une conséquence de l'irrégularité de l'espacement des feuilles, qui fait perdre une partie de la cohérence globale du rayonnement. Le calcul de Garibian et al. [II.5] prend en compte correctement ces irrégularités comme on a pu le vérifier en sommant les contributions de toutes les feuilles à l'infini.

b) Fonctionnement du prototype

Les tests effectués en faisceau sur le prototype ont permis de mettre en évidence l'influence des paramètres suivants sur les performances du détecteur :

Mise en forme du signal : l'amplificateur de mise en forme doit symétriser l'impulsion et ramener le niveau du signal à zéro le plus précisément possible pour conserver toute la dynamique du FADC et ne pas perturber la mesure des impulsions suivantes.

Pureté du gaz : il est primordial de contrôler les impuretés en oxygène et en eau du mélange Xe/CH_4 afin de limiter l'effet d'attachement. Le prix élevé du xenon nécessite de prévoir un système de recyclage et de purification du mélange.

Gain de l'avalanche : l'effet de charge d'espace locale, observé avec un gain de l'ordre de 10^4, rend la réponse du détecteur dépendante de la charge qui a déjà avalanché auparavant. Cette atténuation peut être limitée en diminuant le gain de l'avalanche.

Tous ces effets affectent préférentiellement la réponse du détecteur aux photons qui se convertissent préférentiellement près de la fenêtre d'entrée (longs temps de dérive). La réponse du détecteur aux électrons est donc plus sensible à toutes ces non-linéarités que la réponse aux pions. La réduction de ces effets améliore le pouvoir de rejet du détecteur.

c) Reproduction des données

Le calcul d'Ermilova et al. [IV.2] reproduit bien l'ionisation dans le xenon produite par le passage d'une particule chargée au minimum d'ionisation ($\beta\gamma = 4$) et sur le plateau de Fermi ($\beta\gamma \rightarrow \infty$) (l'approximation de Landau n'est pas valable dans le cas des détecteurs minces). La méthode d'interpolation entre les deux spectres à l'aide du calcul d'Allison et Cobb [IV.3], pour n'importe quelle valeur de $\beta\gamma$ donne de bons résultats.

La simulation par Monte-Carlo reproduit bien les distributions expérimentales des électrons si l'on utilise le calcul de Garibian et al. avec une dispersion des épaisseurs de 100%.

d) Performances de rejet

L'utilisation de l'information sur l'énergie totale permet d'atteindre un rejet des pions de 40 pour une efficacité aux électrons de 90%, à 5 GeV/c. L'utilisation de fonctions de vraisemblance se servant à la fois de l'énergie totale et de l'information sur les clusters, permet de "voir" les photons et d'atteindre un rejet des pions de 71, à 5 GeV/c. Une estimation de l'apport du DRT dans l'expérience D0 montre qu'on atteint un rejet de l'ordre de 100 sur les jets de 10 GeV qui simulent un électron dans le calorimètre.

2 L'avenir du DRT dans la physique pp

L'observation des leptons et particulièrement des électrons a été un moyen puissant de découvertes fondamentales comme les quarks c et b, les bosons intermédiaires W et Z. Le rôle qu'ils sont amenés à jouer dans le futur restera privilégié. Les projets de collisionneurs pp géants comme LHC ($L = 10^{33}$ $cm^{-2}s^{-1}$ $\sqrt{s} = 10$ TeV) et SSC ($L = 10^{33}$ $cm^{-2}s^{-1}$ $\sqrt{s} = 40$ TeV) lancent un défi à la technologie des détecteurs. Le taux de répétition des interactions pp (typiquement une interaction toutes les 15 ns) interdisent d'employer un DRT tel que celui de D0 a été conçu (temps de collection des charges de ~ 1 μs). Il faudra alors employer des ensembles de petites chambres ou des chambres multi-cellules avec des temps de dérive très courts. La possibilité d'associer la détection des traces et le DRT, qui a été écartée pour l'expérience D0, ne doit pas être oubliée. L'utilisation du lithium comme matériau du radiateur peut être intéressante si l'on veut limiter la longueur de radiation et la longueur de conversion avant le calorimètre. La propriété du rayonnement de transition d'être sensible au γ des particules lui assure un avenir certain.