Réf: 95/PA07/7044

Université Denis Diderot

Paris VII

THÈSE

présentée par

Didier LACOUR

pour obtenir

le titre de Docteur de l'Université Paris VII
(spécialité Physique et Technologie des Grands Instruments)

Sujet:

Etude et réalisation d'un calorimètre plomb-fibres scintillantes pour la partie arrière du détecteur H1 à HERA

soutenue le 10 avril 1995 devant le jury composé de

MM.	M.	**Banner**	Président
	E.	**Barrelet**	
	M.	**Baubillier**	Rapporteur
	L.	**DiLella**	
	D.	**Fournier**	Rapporteur
	U.	**Goerlach**	
	F.	**Vannucci**	

Remerciements

Bernard Grossetête, directeur du LPNHE au moment de mon arrivée au laboratoire, fut également mon professeur en maîtrise de physique à l'Université Paris 7 et en DEA. C'est donc à plusieurs reprises qu'il m'a apporté son soutien au cours des différentes étapes qui ont conduit finalement à ce travail de thèse. J'ai apprécié ses qualités humaines et son souci constant du devenir des étudiants aux différentes fonctions qu'il occupait. A plus d'un titre sa disparition m'a particulièrement affecté.

Marcel Banner directeur du LPNHE a suivi avec attention mon travail. Je souhaite le remercier pour ses conseils, ses encouragements et sa disponibilité qui se sont manifestés dès son arrivée au laboratoire et se sont poursuivis jusqu'à ma soutenance de thèse pour laquelle il a bien voulu accepter d'en présider le jury.

Il n'y a point de thèse sans directeur de thèse: Etienne Barrelet fût celui-ci. Je le remercie vivement et très sincèrement pour cet apprentissage de la recherche, des rouages et des coutumes liés à ce monde particulier, pour les nombreuses discussions que nous avons eues dans ce langage qui lui est si particulier, et auquel seuls quelques initiés ont accés.
Sylvie Dagoret a eu la lourde tache d'encadrer mon travail quotidiennement. C'est grâce à elle que j'ai pu commencer à acquerir les connaissances générales sur la calorimétrie, les techniques d'analyses des résultats de tests en faisceaux, sur les outils et les instruments utilisés dans notre discipline. Pour tout ces aspects, je souhaite la remercier chaleureusement, mais aussi et surtout pour sa patience et sa disponibilité.

En physique des particules, les collaborations sont nombreuses et la quantité de participants souvent si importante que remercier ses collaborateurs est la plupart du temps un exercice formel et obligé. Il en va autrement pour le projet présenté dans cette thèse; aussi en remerciant François Moreau du LPNHE de l'Ecole Polytechnique, les électroniciens et les mécaniciens du laboratoire avec lesquels j'ai travaillé, Ulrich Goerlach coordinateur du groupe SPACAL-H1, je voudrais particulièrement souligné l'intêret et le plaisir que j'ai eu durant ces trois années à travailler au sein d'une équipe où les relations humaines ont été fortement privilégiées.

Outre ceux déjà cités, il me reste à remercier vivement les membres de mon jury: Michel Baubillier, Luigi DiLella, François Vannucci et Daniel Fournier ont montré un intéret certain pour ce travail, mais se sont également souciés de la suite de mon activité dans le monde de la recherche.

Introduction

Afin d'ouvrir un nouveau domaine cinématique pour la physique électron-proton, l'accélérateur HERA[1] a été mis en fonctionnement au mois de mai 1992 sur le site de DESY[2] à Hambourg. Faisant suite aux expériences sur cibles fixes qui ont permis d'atteindre quelques dizaines de GeV, ce super microscope permet d'accéder à des énergies dans le centre de masse de plusieurs centaines de GeV. La sonde électromagnétique constituée par le faisceau d'électrons permet l'étude de la distribution des quarks lourds et des gluons en termes de fonctions de structure du proton.

Pendant les trois premières campagnes de prises de données de 1992 à 1994, la section efficace totale de photoproduction a été mesurée et des résultats ont été obtenus sur la mesure des diffusions hautement inélastiques dans un domaine cinématique nouveau [1]. Ce domaine cinématique est généralement défini par la fraction d'impulsion portée par le parton incident x et par le carré de la masse du boson échangé lors de la réaction Q^2. La valeur la plus basse de x pour laquelle la fonction de structure a pu être mesurée est de l'ordre de 10^{-4} dans un domaine en Q^2 compris entre 4.5 GeV^2 et 9 GeV^2. En 1996, la luminosité nominale atteindra une valeure devant permettre entre autres, d'explorer un domaine cinématique des fonctions de structure où les effets de recombinaison des partons et de saturation de leur densité peuvent être observés. Pour mener à bien ces différentes études, les détecteurs H1 et ZEUS qui équipent deux des quatre points de collisions doivent être améliorés. Avant même le démarrage de la machine en 1992, la collaboration H1 a prévu ce programme d'amélioration qui concerne le détecteur de micro-vertex ainsi que la région arrière équipée de chambres à dérive et d'un calorimètre.

La priorité a été donnée à l'amélioration de la calorimétrie arrière qui est utilisée pour la sélection et la reconstruction des événements de diffusion hautement inélastique. Le détecteur qui équipe actuellement cette région va être remplacé par un nouveau calorimètre composé de plaques de plomb et de fibres scintillantes. Il fournira une mesure de l'énergie et de l'angle de diffusion de l'électron, et permettra ainsi la reconstruction des variables cinématiques x et Q^2 dans un domaine étendu. En outre, ce nouveau calorimètre arrière va devenir un élément essentiel pour la sélection des événements de diffusion hautement inélastique, d'une part en rejetant en ligne le bruit de fond qui provient des collisions du proton incident avec le tube à vide ou le gaz résiduel qu'il contient, d'autre part en identifiant grâce à sa partie hadronique, les pions chargés de photoproduction qui contaminent le signal.

[1]Hadronen-Elektronen Ring Anlage
[2]Deutschen Elektron Synchrotron

Les travaux décrits dans cette thèse concernent ces différents aspects liés aux améliorations de la partie arrière du détecteur H1. Le premier chapitre présente les domaines physiques étudiés auprès du collisionneur HERA, en décrivant les éléments du détecteur H1 mis à contribution pour la sélection et la reconstruction des événements. Ce chapitre aborde également les améliorations des mesures de diffusion profondément inélastique en fonction des performances de la partie arrière, afin de mettre en évidence les paramètres calorimétriques à optimiser.

Les performances à atteindre ayant été définies, le deuxième chapitre, après un rappel sur les interactions des particules avec la matière, montre l'adéquation des caractéristiques de la calorimétrie plomb-fibres scintillantes avec les objectifs fixés.

Le troisième chapitre aborde la conception mécanique du calorimètre. Les différents concepts sont discutés en fonction de la faisabilité et de la qualité attendue du détecteur au niveau notamment de sa rapidité, de sa résolution et de sa capacité à distinguer les électrons des pions. Cette discussion se poursuit dans le quatrième chapitre où sont présentés les tests en faisceau des différents prototypes, les résultats obtenus et leurs analyses.

Les spécificités du projet ont conduit à développer de nouveaux photomultiplicateurs de taille réduite et fonctionnant en haut champ magnétique. Leur description et celle des bases qui les équipent sont abordées dans le cinquième chapitre. L'ensemble de la chaîne électronique qui doit permettre entre autres, la sélection en ligne des événements issus des collisions électron-proton est également présenté dans ce chapitre. Une carte électronique dite de *"Front-End"* constitue l'élément essentiel du système de déclenchement. Sa conception, les tests sur banc et en faisceaux, ainsi que l'analyse des résultats obtenus font partie des travaux effectués au cours de cette thèse et sont décrits dans le dernier chapitre.

Chapitre I

La physique auprès de HERA avec le détecteur H1 et le nouveau calorimètre arrière

La luminosité obtenue depuis la mise en fonctionnement de l'accélérateur a permis d'explorer de nouveaux domaines concernant la structure du proton. La mesure de sa fonction de structure a pu être effectuée dans une région cinématique non accessible aux expériences sur cible fixe.

L'augmentation de la luminosité en 1995 et 1996 et l'amélioration des détecteurs devraient permettre d'étendre le domaine de mesure de la fonction de structure à des régions de x où les descriptions données par la chromodynamique quantique perturbative prédisent des phénomènes de recombinaison des partons et de saturation de leur densité. Pour observer ces effets, les détecteurs doivent donc présenter des performances adaptées à ce nouveau domaine cinématique. La partie arrière du détecteur H1 doit notamment permettre de reconstruire les variables cinématiques de l'électron diffusé dans la collision profondémemt inélastique sur le proton avec une grande précision.

Ce chapitre aborde dans un premier temps une description de l'accélérateur et notamment sa montée en luminosité. Les grands domaines de physique étudiés auprès de H1 sont ensuite présentés en lien avec les différentes parties du détecteur mises à contribution pour la sélection et la reconstruction des événements des domaines évoqués. La partie suivante rappelle quelques généralités sur les fonctions de structure mesurées à HERA. Ce chapitre s'achève par une présentation des objectifs que doit atteindre le nouveau calorimètre arrière de H1 pour la mesure des diffusions profondémemt inélastiques.

I.1 HERA et sa montée en luminosité

Ce collisionneur de 6.3 km de circonférence est représenté sur la figure I.1. Il est constitué de deux anneaux superposés. L'un accélère les protons jusqu'à une énergie nominale de 820 GeV, le second permet aux électrons d'atteindre 27.6 GeV. L'énergie ainsi obtenue dans le centre de masse s'élève à 314 GeV. La période d'interaction des 210 paquets d'électrons et de protons répartis sur l'ensemble de l'anneau est de 96 ns. Cette période de collision est la plus élevée jamais atteinte auprès d'un accélérateur de particules à courant non continu. Les études liées aux développements des électroniques associées aux détecteurs, doivent aboutir à des performances permettant d'éviter l'empilement des événements et le rejet en ligne d'un bruit de fond de 10^5 Hz. A titre d'exemple, l'électron signant la diffusion profondément inélastique dans le calorimètre arrière de H1 présente une fréquence de l'ordre du Hertz, soit quatre ordres de grandeur en dessous de celle du bruit.

La première prise de données en 1992 s'est déroulée avec dix paquets de protons et d'électrons. Sur ces dix paquets, seuls neuf entraient en collisions. Les paquets de protons et d'électrons supplémentaires ont été utilisés pour des études de bruit de fond dû aux collisions entre les protons incidents et la paroi du tube à vide ou le gaz résiduel. La seconde campagne de prises de données a eu lieu entre les mois de mai et novembre de l'année 1993 avec neuf fois plus de paquets d'électrons et de protons que l'année précédente. Lors de la campagne de l'année 1994, le nombre de paquets a presque doublé, la luminosité intégrée a atteint 6 pb^{-1}. Pendant la première période de la campagne 1994, le nombre de paquets de protons et d'électrons est de 153. Durant la seconde période, les électrons ont été remplacés par des positrons. Ceci a permis une augmentation importante de la luminosité, comme on peut le constater sur la figure I.2, ce changement ayant été effectué au 220^{ieme} jour. L'effet produit par le changement de particules, donc de charge, permet de diminuer les interactions électrostatiques entre les particules du faisceau et les ions négatifs contenus dans le tube à vide. Ainsi, la luminosité intégrée sur l'année est de 6 pb^{-1}.

Le tableau suivant résume les différents paramètres nominaux du collisionneur ainsi que ceux des années écoulées. On peut noter l'évolution décroissante du courant maximal par paquet d'électrons. Cet effet s'explique par la limite haute de courant maximal à 25 mA. La luminosité attendue pour 1995 devrait être en augmentation et atteindre 15 pb^{-1}, celle de 1996 devrait être de 30 pb^{-1}. Différentes améliorations du détecteur H1 accompagnent cette hausse de la luminosité dont le développement de la partie arrière décrit dans cette thèse.

Paramètres	nominaux		en 1992		en 1993		en 1994	
Luminosité maximum	1.5 10^{31} cm^{-2}s^{-1}		3 10^{29} cm^{-2}s^{-1}		1.5 10^{30} cm^{-2}s^{-1}		2.5 10^{30} cm^{-2}s^{-1}	
Luminosité intégrée	100 pb^{-1}		50 nb^{-1}		1 pb^{-1}		6 pb^{-1}	
	Protons	Électrons	Protons	Électrons	Protons	Électrons	Protons	Électrons
Énergie	820 GeV	30 GeV	820 GeV	26.7 GeV	820 GeV	26.7 GeV	820 GeV	27.5 GeV
Nombre de paquets	220	220	10	10	90	94	170	168
Courant maximal par paquet	800 μA	300 μA	200 μA	280 μA	220 μA	260 μA	250 μA	150 μA
Courant maximal	160 mA	60 mA	3 mA	3 mA	20 mA	25 mA	50 mA	25 mA

L'injection des électrons

L'anneau qui sert à accélérer les électrons est constitué d'aimants conventionnels servant à courber la trajectoire des particules. L'accélération est effectuée par des cavités radio fréquence classiques et supraconductrices. Le schéma suivant décrit les différentes phases de montée en énergie des électrons.

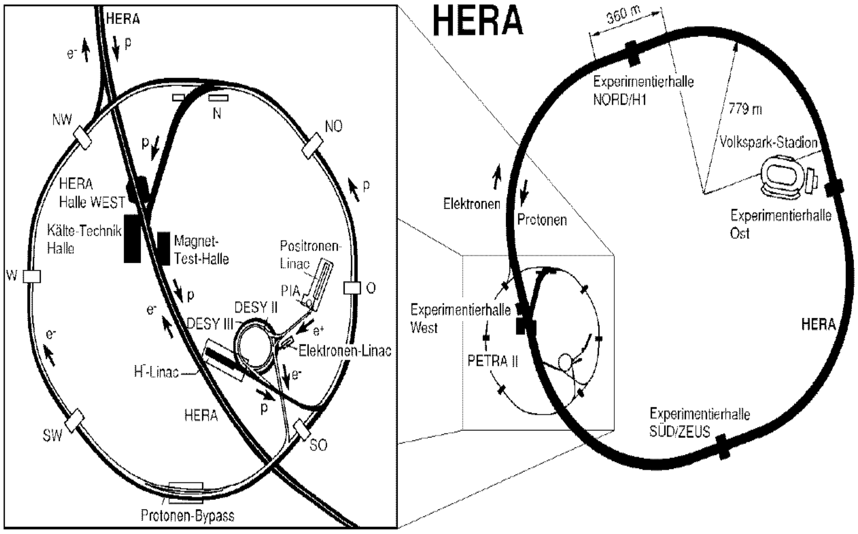


Figure I.1: Le collisionneur électrons-protons HERA.

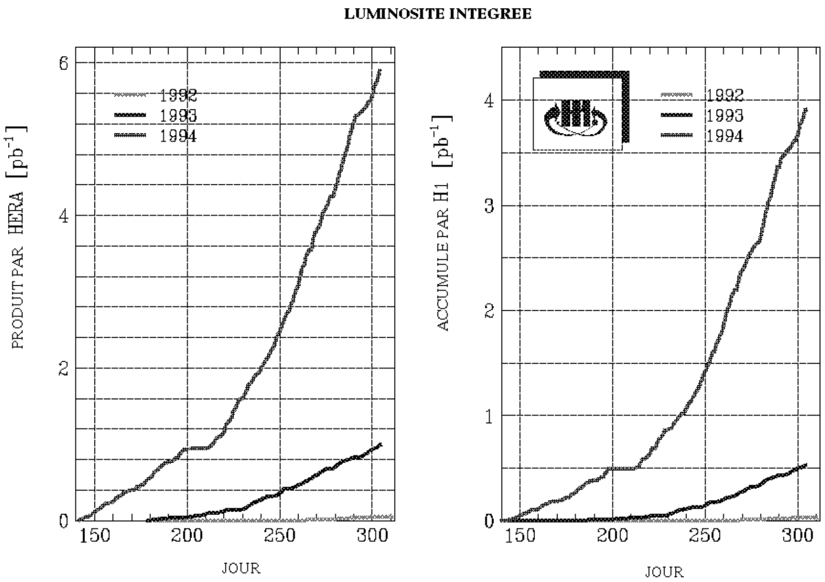


Figure I.2: La montée en luminosité de HERA pendant les années 1992, 1993 et 1994. En 1996, la luminosité devrait atteindre la valeur nominale de 30 pb^{-1}.

Énergie atteinte	500 MeV ↗				7 GeV ↗		12 GeV ↗		27.7 GeV ↗
Accélérateur:	Linac II	⟹	PIA	⟹	DESY II	⟹	PETRA II	⟹	HERA
Nombre de Cycles	⟵——	——	——	70 fois	———	⟶			
	⟸===	==	==	====	3 fois	==	=====	⟹	

Le système d'injection comprend un premier accélérateur linéaire (Linac II) fournissant un paquet unique d'électrons de 500 MeV. La première phase de montée en énergie qui fournit les particules à l'accélérateur PETRA II est répétée 70 fois. La seconde phase incluant les 70 cycles de la première et l'accélération jusqu'à 27.7 GeV dans HERA, est répétée 3 fois. On obtient ainsi les 210 paquets d'électrons, contenant 8 10^{12} particules. La durée totale de l'opération est de 15 minutes.

Les pertes d'énergie par rayonnement de freinage sont compensées grâce à l'énergie fournie par les cavités radio-fréquence pendant les phases de stockage. Au niveau des points de collisions et notamment celui occupé par le détecteur H1, on enregistre un flux de 10^{18} photons par seconde, d'une énergie de 5 KeV. Pour protéger le détecteur, un système de masques est installé à l'intérieur du tube à vide. Un système de collimateurs a été optimisé de manière à réduire le flux de photons à 10^6 par seconde.

L'injection des Protons

Les différentes phases de la montée en énergie des protons sont décrites sur le schéma suivant.

Énergie atteinte	50 MeV ↗		7.5 GeV ↗		40 GeV ↗		820 GeV ↗
Accélérateur:	Linac III	⟹	DESY III	⟹	PETRA II	⟹	HERA
Nombre de Cycles	←10 fois	⟶					
	⟵——	7 fois	———	⟶			
	⟸===	==	3 fois	==	=====	⟹	

Les protons sont produits à partir d'ions H^- accélérés dans le Linac III. Les protons sortant de l'accélérateur DESY III ont une énergie de 7.5 GeV. Cette première opération est répétée 10 fois. Les paquets de protons sont ensuite injectés dans PETRA II. L'ensemble du cycle est reproduit 7 fois. Finalement, l'injection des protons est effectuée dans HERA. L'ensemble de la chaîne globale est répété 3 fois, on obtient ainsi les 210 paquets de protons contenant 2.1 10^{13} particules.

I.2 Les domaines de physique étudiés avec le détecteur H1

Cette partie est consacrée à la présentation du schéma d'analyse de physique sur H1. Pour chaque domaine évoqué sont présentées les parties concernées du détecteur au niveau du déclenchement et de la reconstruction.

Une présentation rapide du détecteur est d'abord effectuée. Les différents domaines de physique étudiés sur H1 sont ensuite décrits en lien avec une présentation plus détaillée des éléments auxquels ils font appel.

I.2.1 Le détecteur H1

L'utilisation de deux faisceaux de particules très différents, avec d'une part des électrons de 26.7 GeV, et d'autre part des protons de 820 GeV, implique une répartition spatiale particulière des produits de la collision. A bas y (la fraction d'énergie échangée entre l'électron incident et diffusé), la majorité des particules est produite dans la direction du proton incident. Cette partie du détecteur désignée comme la partie avant, doit donc permettre une analyse fine des flots hadroniques et une identification des muons. L'électron incident va être faiblement dévié pour des valeurs basses de Q^2 (le carré de la masse virtuelle du boson échangé) et il sera diffusé dans la partie arrière. La reconstruction conventionnelle des variables cinématiques pour la mesure des fonctions de structure du proton nécessite une mesure de son énergie et de sa position. Les spécifités des événements produits à l'avant et à l'arrière se répercutent sur la géométrie du détecteur dont on peut constater la dissymétrie sur la figure I.3.

Cette géométrie particulière incite à décomposer le détecteur en trois parties. La partie centrale et la partie avant sont constituées de détecteurs de traces composés de chambres à dérive et de chambres proportionnelles (nomenclaturées 2 et 3 sur la figure I.3). Le calorimètre à argon liquide électromagnétique (4) et hadronique (5) sont contenus dans un cryostat (15). Ce système est complété par un calorimètre bouchon (13). Le calorimètre à argon liquide présente un domaine d'acceptance allant de 4° à 153°, celui couvert par le calorimètre bouchon allant de 0.7° à 3.3°. Vient ensuite une bobine supraconductrice (6) générant un champ magnétique de 1.2 Teslas. Le retour du champ est assuré par une structure en fer instrumenté (10) qui sert de détecteur de pieds de gerbes et de muons. L'ensemble est entouré par des chambres à muons (9).

La partie arrière est équipée d'une chambre à fils et d'un calorimètre électromagnétique plomb-scintillateur couvrant un espace angulaire compris entre 151° et 173°.

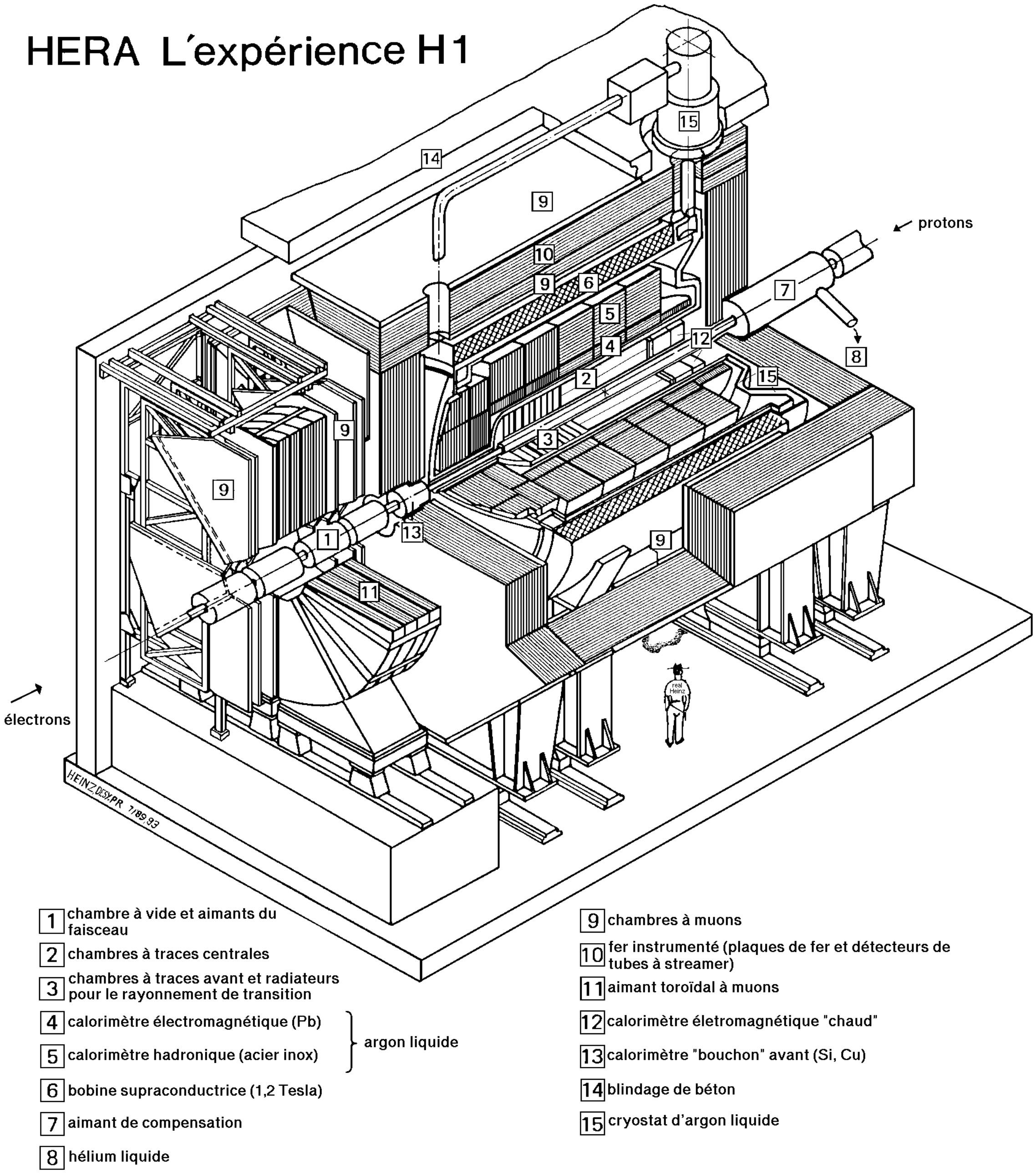


Figure I.3: Le détecteur H1: Les spécifités des événements produits à l'avant et à l'arrière se répercutent sur la géométrie du détecteur dont on peut constater la dissymétrie. Le calorimètre arrière [12] sera remplacé en 1995.

I.2.2 La diffusion profondément inélastique

On peut envisager deux schémas d'analyse de la diffusion profondément inélastique suivant la nature du boson échangé entre l'électron et le proton incidents:

A. Un premier schéma s'applique lorsque le boson échangé est un Z_0 ou un γ (cas des courants neutres). L'électron diffusé est alors détecté.

B. Le second schéma concerne l'échange d'un $W^{\pm}$ (cas des courants chargés) et les neutrinos produits impliquent une mesure de l'énergie transverse manquante.

Un troisième schéma possible qui concerne les courants neutres et les courants chargés utilise la reconstruction de l'état final hadronique. Nous allons décrire ici les éléments du détecteur qui contribuent à la sélection et à la reconstruction des événements de diffusion profondément inélastique dans chacun des trois cas.

A. Les courants neutres

Dans le cas des courants neutres, la probabilité dominante concerne l'échange d'un γ. La reconstruction des variables cinématiques de l'électron permet de mesurer la diffusion profondément inélastique. La méthode de reconstruction est détaillée dans la partie I.4.

Le déclenchement se fait par la sélection de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière ou le calorimètre à argon liquide suivant l'angle de diffusion.

Le domaine en θ (angle polaire entre le tube à vide et les traces des particules produites) compris entre $4°$ et $153°$ est couvert par le calorimètre à argon liquide. Il est segmenté longitudinalement en huit roues et transversalement en huit parties (figure I.4). La partie électromagnétique est composée de plaques de plomb alternant avec l'argon liquide, celle hadronique est composée de plaques de fer alternant également avec l'argon liquide. La granularité est plus fine à l'avant que dans la région centrale. La résolution de la partie électromagnétique est de $\frac{12\%}{\sqrt{E}}+1\%$, celle de la partie hadronique de $\frac{50\%}{\sqrt{E}}+2\%$ après correction hors ligne de la composante électromagnétique de la gerbe hadronique, le calorimètre n'étant pas mécaniquement compensant.

Le domaine en θ compris entre $151°$ et $173°$ est couvert par le calorimètre arrière (BEMC). Composé de plaques de plomb alternant avec des plaques de scintillateur, il est segmenté transversalement en 88 cellules (figure I.5). Sa résolution est de $\frac{10\%}{\sqrt{E}}+2\%$.

Le système de mesure de temps de vol (TOF) participe également à la sélection des événements de diffusion profondément inélastique, en rejetant le bruit de fond dû aux collisions entre le proton incident et la paroi du tube à vide ou le gaz résiduel qu'il contient. Il est constitué de deux plaques de scintillateur, la plus proche du détecteur est segmentée transversalement en seize cellules, la plus éloignée en huit cellules (figure I.6). Ce système est complété par deux autres plaques de scintillateur distantes respectivement de 6.5 et 8 mètres du point d'interaction. Ce système agit en veto sur les événements de bruit de fond.

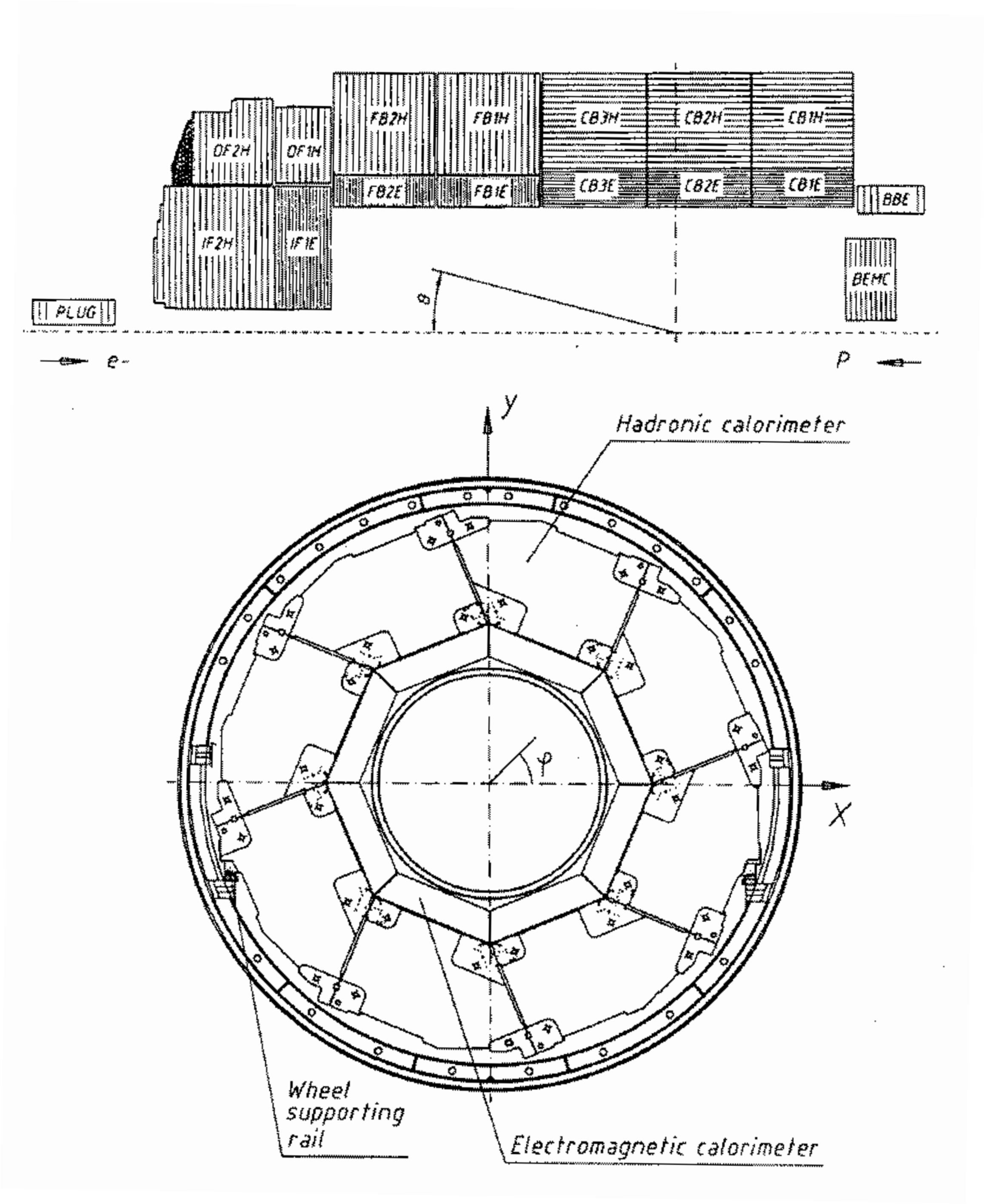


Figure I.4: Le calorimètre à argon liquide segmenté longitudinalement en huit roues et transversalement en huit cellules.

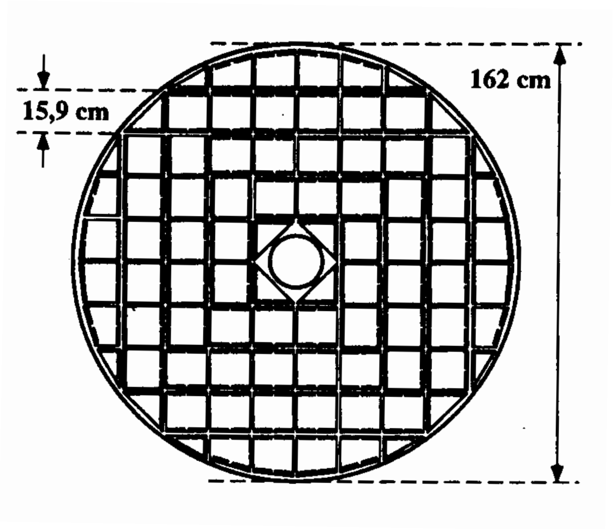


Figure I.5: Le calorimètre arrière de H1 (BEMC) comportant 88 cellules, sera remplacé en 1995 par un détecteur plomb-fibres scintillantes.

La reconstruction des événements fait appel aux mêmes parties du détecteur que celles utilisées pour la sélection auxquelles il convient d'ajouter la reconstruction des traces par les chambres à dérive. Ces chambres vont permettre de connaître l'impulsion des particules grâce à la mesure de leur rayon de courbure induit par le champ magnétique. La reconstruction des événements est faite avec les deux chambres concentriques notées CJC1 et CJC2 sur la figure I.7. La partie active présente une longueur de 220 cm, le rayon interne et le rayon externe valant respectivement 20 et 84.4 cm. La résolution dans le plan transverse au tube à vide ($r\phi$) est de 0.17 mm. Ces chambres permettent une mesure de la quantité d'énergie perdue par ionisation ($\frac{dE}{dx}$) avec une résolution de 10% et la mesure de l'impulsion transverse des particules avec une résolution $\frac{\sigma_p}{p^2}$ de 0.01 GeV^{-1}. Les deux chambres à dérive CIZ et COZ permettent une mesure des traces suivant l'axe du faisceau (z), avec une précision de 350 μm. Les chambres équipant l'avant du détecteur couvrent un domaine angulaire allant de 7° à 25°, avec une résolution spatiale de 170 μm.

B. Les courants chargés

Les événements dûs aux échanges d'un $W^{\pm}$ sont rares. Seuls 80 ont pu être identifiés au cours de l'année 1993. La sélection se fait grâce à une mesure de l'énergie transverse manquante avec le calorimètre à argon liquide. Le bruit dû aux muons cosmiques est rejeté grâce à une mesure temporelle. L'ensemble du détecteur est utilisé pour la reconstruction des événements.

I.2.3 Reconstruction de l'état final hadronique

L'interaction entre l'électron incident et les partons est suivie d'un phénomène d'hadronisation des quarks. Les jets hadroniques sont reconstruits suivant deux méthodes: la première est basée sur l'identification des cellules chaudes du calorimètre à argon liquide. La seconde reconstruit

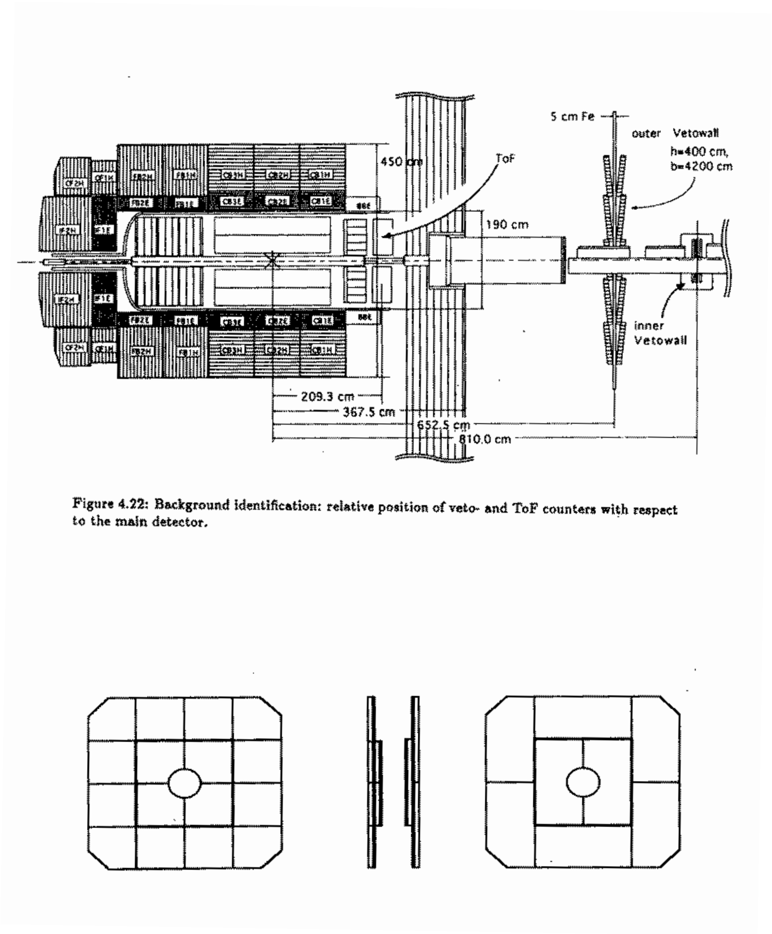


Figure I.6: Le système de mesure de temps de vol utilisé pour la période 1992-1994. A partir de la campagne de prises de données de 1995, cette fonction sera assurée par le calorimètre arrière.

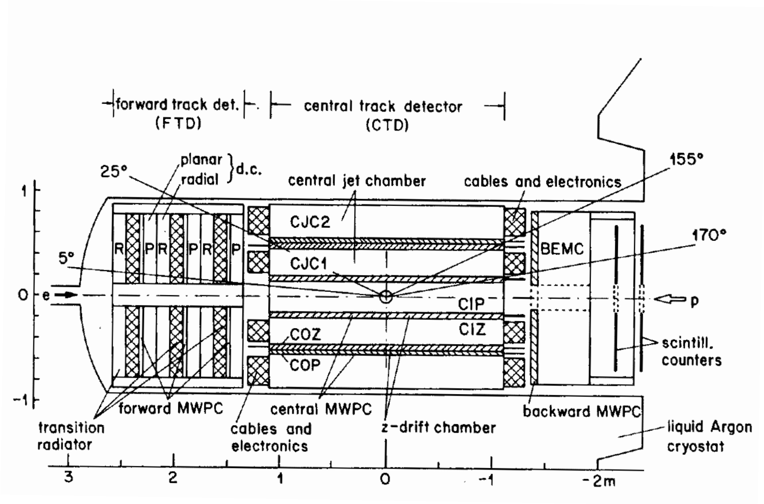


Figure I.7: Le système de détection des traces chargées.

les énergies clusterisées des hadrons en cherchant les paires de cellules qui minimisent les masses invariantes établies en fonction des deux énergies des événements considérés et l'angle θ entre les deux traces. Le processus est réitéré tant que la masse invariante obtenue reste inférieure à une coupure proportionnelle à l'énergie dans le centre de masse.

L'impulsion des muons émis à l'avant est mesurée par un spectromètre qui couvre une large gamme d'impulsion allant de 5 à 200 GeV/c. La résolution $\frac{\sigma_p}{p}$ est comprise entre 25 et 32 %. La couverture angulaire est comprise entre 3° et 17°. Pour un domaine allant de 4° à 171°, les muons sont détectés par des chambres dont la résolution est de 35 %.

I.2.4 Les processus diffractifs

La sélection des événements diffractifs fait appel aux mêmes processus que pour la diffusion profondément inélastique. Les événements sélectionnés sont ceux qui n'ont pas déposé d'énergie dans le domaine angulaire en θ défini sur la figure I.8.

Comme la sélection des événements diffractifs se fait en vérifiant l'absence de dépôt d'énergie dans la partie représentée sur la figure I.8, il est nécessaire que les détecteurs mis à contribution aient un niveau de bruit très bas. Outre le calorimètre à argon liquide, les chambres à muons sont également utilisées pour cette sélection.

La reconstruction des événements fait appel au calorimètre arrière et à argon liquide ainsi qu'aux chambres à dérive.

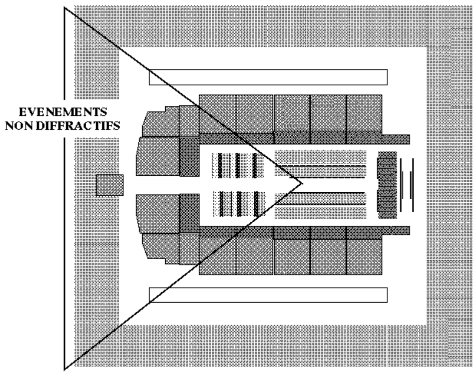


Figure I.8: Représentation du domaine angulaire dans lequel l'absence de dépôt d'énergie permet de sélectionner les événements diffractifs.

I.2.5 La photoproduction

Ce processus concerne l'interaction d'un photon quasi-réel sur le proton. Dans ce cas on a $Q_e^2 \leq 10^{-2}\mathrm{GeV}^2$ et un angle de diffusion de l'électron θ très faible (inférieur à 5 mrad). Le photon interagit avec un parton du proton (quark ou gluon). La sélection se fait avec "l'électron tagger" qui doit identifier l'électron pour caractériser ce type d'interaction. Le signal de l'électron doit être en coïncidence avec au moins une trace dans le "Trigger Level Trace", pointant dans la direction de la région de collision. Une sélection plus fine est effectuée hors ligne, pour rejeter le bruit de fond dû aux interactions entre le faisceau et le gaz résiduel du tube à vide, ainsi que les muons cosmiques. Le domaine en y est compris entre 0.25 et 0.7. La reconstruction des événements se fait avec les mêmes parties du détecteur que celles utilisées pour la diffusion profondément inélastique.

I.2.6 La physique des quarks lourds

La plupart des saveurs lourdes sont produites à partir de la photoproduction. La photoproduction des mesons J/ψ a été étudiée suivant les deux canaux de désintegration $J/\psi \to e^+e^-$ et $J/\psi \to \mu^+\mu^-$. La recherche du premier canal est délicate, celle du second offre plus de facilités. Les détecteurs mis à contribution pour la sélection et la reconstruction sont les détecteurs centraux et avants de muons et la partie centrale des chambres à dérive.

I.2.7 La physique au delà du modèle standard

Les leptoquarks et les électrons excités

Ces domaines de physique se situent au-delà du modèle standard. La recherche des leptoquarks utilise la même sélection et la même reconstruction que la diffusion profondément inélastique. On cherche ici à observer des pics dans la fonction de structure, la masse du leptoquark étant proportionnelle à la quantité d'énergie portée par le parton.

Dans le cadre des modèles prédisant une sous structure des leptons, les électrons excités se manifestent lors de la diffusion du lepton sur le proton.

I.3 Rappels sur la physique à petit x

Cette partie résume les principaux concepts de la physique à petit x. Dans un premier temps, les variables cinématiques de la diffusion profondément inélastique sont présentées de manière à définir celles qui devront être reconstruites. La partie suivante est consacrée aux fonctions de structure du proton mesurées par la diffusion inélastique de l'électron sur le proton.

I.3.1 Les variables cinématiques

L'interaction électron-proton peut être décrite par le diagramme I.9. k et k' représentent respectivement les quadrivecteurs de l'électron incident e et diffusé e'. Les quadrivecteurs du proton incident P et de l'état final X, sont désignés par p et p'. V est le vecteur d'interaction, γ ou Z_0 dans le cas de courant neutre.

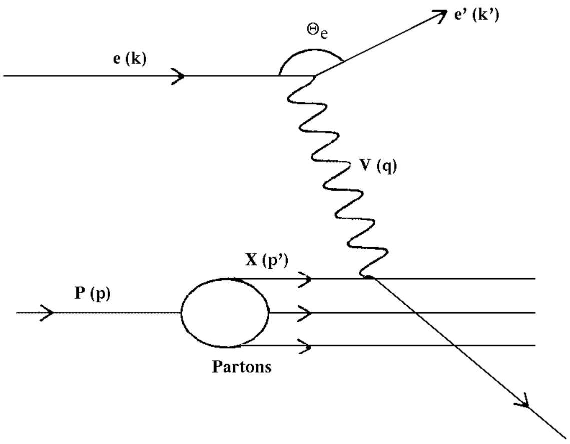


Figure I.9: Diagramme de la diffusion profondément inélastique d'un électron par un proton. k et k' représentent les quadrivecteurs du lepton incident e et diffusé e'. p et p' représentent les quadrivecteurs du nucléon incident P et de l'état final X. V est un vecteur d'interaction (γ).

Pour décrire la diffusion profondément inélastique, on introduit les invariants de Lorentz suivants:

- Le carré de la masse virtuelle du boson échangé Q^2:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 = -(p - p')^2 \tag{I.1}$$

- La fraction d'énergie échangée y entre l'électron incident et diffusé:

$$y = \frac{p.q}{p.k} \tag{I.2}$$

- La fraction d'impulsion du proton porté par le quark incident x, en supposant nulle la masse des quarks:

$$x = \frac{Q^2}{2p.q} \tag{I.3}$$

Les processus d'hadronisation peuvent être décrits par les quantités suivantes:

$$W^2 = (p+q)^2 \tag{I.4}$$

$$2m_n\nu = \frac{Q^2}{x} \tag{I.5}$$

I.3.2 Les fonctions de structure

En supposant la conservation du courant et l'invariance par renversement du temps, la section efficace de diffusion inélastique sur un nucléon peut s'exprimer en utilisant les fonctions de structure F_1, F_2, F_3. Dans le cas de la diffusion d'un lepton, le boson échangé étant un photon virtuel, seules les fonctions F_1 et F_2 sont nécessaires. En négligeant la masse du lepton et les effets d'interaction faible, la section efficace doublement différentielle peut s'écrire sous la forme suivante:

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4}\left(y^2 x F_1^{ep}(x,Q^2) + (1-y)F_2^{ep}(x,Q^2)\right) \tag{I.6}$$

où α est la constante de couplage électromagnétique.

En introduisant la section efficace de photo-absorption longitudinale (σ_L) et transversale (σ_T), on peut définir le rapport R des photons polarisés longitudinalement et transversalement:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2}{2xF_1}\left(1+\frac{Q^2}{\nu^2}\right) - 1 = \frac{F_L}{2xF_1} \tag{I.7}$$

En utililisant les variables x et Q^2, la section efficace doublement différentielle s'écrit sous la forme:

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x}\left(2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right) F_2^{ep}(x,Q^2) \tag{I.8}$$

La figure I.10 décrit les niveaux de structure du proton explorables en fonction de Q^2 et x ainsi que les domaines de validité des différentes théories.

La fonction de structure F_2 est proportionnelle à la densité de partons mesurée dans les expériences sur cibles fixe.

$$F_2(x,Q^2) = x\left(q(x,Q^2) + \overline{q}(x,Q^2)\right) \tag{I.9}$$

L'évolution en Q^2 de F_2 est dans ce cas bien décrite par les équations de Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (GLAP) [13]. Les équations de GLAP concernent les grands Q^2 et les grands x, domaine où le terme en $\alpha_s \log(Q^2)$ est dominant. Ces équations entrent dans le cadre des prédictions de la Chromodynamique Quantique (QCD) perturbative.

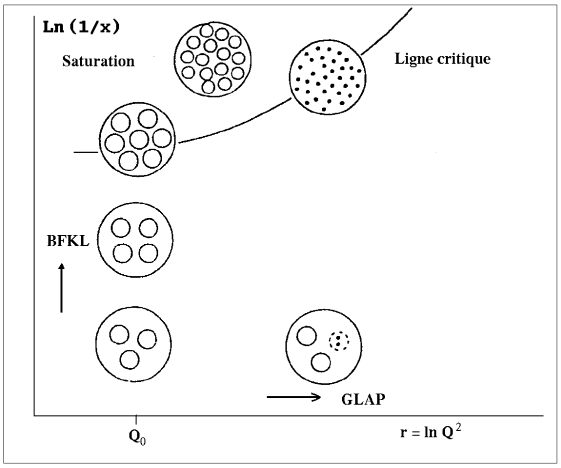


Figure I.10: Les niveaux de structure du proton explorables en fonction de Q^2 et y ainsi que les domaines de validité des différentes théories.

Ces équations négligent les termes qui varient en $\alpha_s \log(\frac{1}{x})$ qui deviennent dominant dans la région des bas x. Dans ce cas, les équations d'évolution adéquates sont celles qui somment les termes en $\alpha_s \log(\frac{1}{x})$. Il s'agit des équations de Balitski-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) [14]. Les équations d'évolution prédisent une augmentation rapide de la densité de partons dans la région des petits x. Dans un système à grande densité de partons, des effets de recombinaison et de saturation peuvent être observés et analysés par la chromodynamique quantique perturbative. Sur la figure I.10 est représentée la ligne critique qui définit la région à partir de laquelle les processus de recombinaison de partons deviennent importants. Les mesures qui mettent en évidence ce phénomène concernent plus particulièrement la région arrière du détecteur H1. Il s'agit des fonctions de structure définies précédement, les jets hadroniques associés et les corrélations entre particules.

I.4 Mesure des fonctions de structures avec le calorimètre arrière

La mesure de la fonction de structure F_2 se déduit de celle de la section efficace doublement différentielle $\frac{d\sigma(x,Q^2)}{dx\,dQ^2}$. Pour cela, il est nécessaire de reconstruire les variables cinématiques x, Q^2, y. Deux types de reconstructions sont envisageables: La première utilise l'énergie E_e' et l'angle de diffusion θ_e de l'électron. La seconde est basée sur la mesure de la composante de l'impulsion parallèle au faisceau des flots hadroniques et de l'une des deux variables de l'électron (x_e ou Q_e^2).

L'efficacité de sélection des événements à bas x dépend de la couverture angulaire. La couverture angulaire en θ doit descendre jusqu'à 177 ° pour atteindre les valeurs basses de Q^2. La détection de l'électron diffusé nécessite une bonne séparation électrons-pions et dépend de la linéarité du calorimètre.

I.4.1 Reconstruction des variables cinématiques x, Q^2, y

En appelant E_e l'énergie de l'électron incident, E'_e celle de l'électron diffusé suivant l'angle θ_e et E_p l'énergie du proton incident, les quantités présentées dans la partie I.3.1, peuvent s'exprimer sous les formes suivantes:

$$Q_e^2 = 4E_eE'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \tag{I.10}$$

$$x_e = \frac{Q_e^2}{4E_eE_py} = \frac{E_eE'_e(1+\cos\theta_e)}{E_p(2E_e - E'_e(1-\cos\theta_e))} \tag{I.11}$$

$$y \equiv y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2\frac{\theta_e}{2} \tag{I.12}$$

L'obtention de y par $(E,\ \theta)$ des jets hadroniques utilise les relations suivantes:

$$y_h \;=\; \sum_{hadrons} \frac{E_h - p_{z,h}}{2E_e} \tag{I.13}$$

avec E_h l'énergie d'un hadron, $p_{z,h}$ la composante de son impulsion suivant l'axe parallèle au faisceau. Une combinaison des deux méthodes permet l'obtention de x, par l'expression suivante:

$$x_m \;=\; \frac{Q_e^2}{sy_h} \tag{I.14}$$

avec Q_e^2 mesuré à partir des données de l'électron, y_h à partir de celles des hadrons,
et $s = 4E_eE_p$.

I.4.2 Erreurs sur Q^2 et x

Les incertitudes sur x et Q^2 sont obtenues par dérivations partielles:

$$\frac{\Delta Q^2}{Q^2} = \frac{\Delta E'_e}{E'_e} \oplus \tan\frac{\theta_e}{2}\Delta\theta_e \tag{I.15}$$

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{1}{y}\frac{\Delta E'_e}{E'_e} \oplus \tan\frac{\theta_e}{2}\left(x\frac{E_p}{E_e} - 1\right)\Delta\theta_e \tag{I.16}$$

Le symbole $\oplus$ signifie une somme quadratique. A partir de ces équations, on peut constater les deux points suivants:

1. La résolution angulaire affecte la résolution en Q^2 avec un poids égal à $\tan\frac{\theta_e}{2}$. A 177°, le plus grand angle détectable, la contribution de θ_e sur la résolution est affectée d'un poids de 40.

2. La résolution en x varie comme $\frac{1}{y}$. Pour couvrir un domaine allant jusqu'à $y = 0.1$, la résolution en énergie d'un électron de 30 GeV doit être de l'ordre de 2 %.

La résolution n'est cependant pas la plus grande source d'erreur pour la mesure de la fonction de structure. Une erreur systématique de 1 % sur la calibration en énergie induit un décalage sur la section efficace différentielle de 10 % dans la région de $y = 0.1$.

La reconstruction cinématique avec les variables de l'électron présente l'avantage d'être indépendante des fluctuations concernant l'état final hadronique. Cette méthode présente deux limites: La première est liée au fait qu'à bas Q^2, le facteur $\frac{1}{y}$ ne permet pas d'atteindre les hautes valeurs de x qui correspondent au domaine usuel des expériences sur cibles fixes.

La seconde limite concerne les grandes valeurs de y pour lesquelles les processus radiatifs sont importants (jusqu'à 100 % de la section efficace de Born). Ces processus peuvent devenir la limite majeure pour les plus grandes valeurs de Q^2 à x fixé.

Ces deux limites peuvent être dépassées en utilisant les variables de l'électron, combinées à celles des flots hadroniques. Dans ce cas, l'erreur sur y, calculée à partir de l'expression I.13 est la suivante:

$$\frac{dy_h}{yh} = \frac{dE_J}{E_J} \oplus \cot\left(\frac{\theta_J}{2}\right) d\theta_J \tag{I.17}$$

avec E_J et θ_J représentant respectivement l'énergie et l'angle moyen du flot hadronique. Les avantages de la reconstruction en utilisant y_h sont les suivants:

L'extension du domaine en (x, Q^2) est permise par une mesure combinée de Q^2 par l'électron, et de y par les hadrons ou par un traitement plus sophistiqué utilisant un ajustement simultané sur les variables hadroniques et leptoniques.

Cette méthode de reconstruction permet en outre une mesure de la section efficace très proche de la section efficace de Born. L'avantage essentiel de la méthode de comparaison de y_e et y_h est de fournir un second élément pour supprimer les événements de photoproduction, quand l'électron diffusé s'échappe dans le tube à vide.

I.4.3 Mesure de F_2 en fonction des performances du calorimètre arrière

Les conditions que doit remplir le nouveau calorimètre arrière pour permettre une amélioration de la précision des mesures, sont les suivantes:

1. Un schéma unique de reconstruction des événements de Born et des événements radiatifs.

2. Une bonne sélection de ces événements.

3. Un rejet des pions par un facteur 100.

4. Une couverture en θ la plus proche possible de 180°.

La figure I.11 décrit les domaines d'étude dans le plan (Q^2, x) pour l'energie incidente des électrons E_e égale à 30 GeV, celle des protons à 820 GeV pour différentes valeurs fixées de E'_e et θ_e (a.) et pour différentes valeurs fixées de E'_J et θ_J (b.).

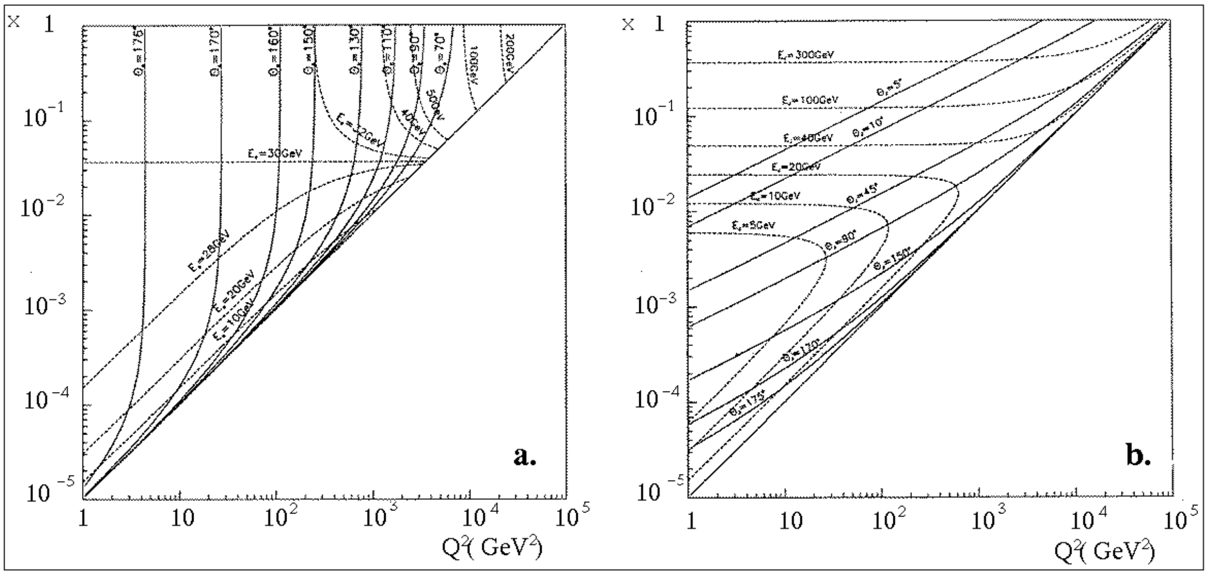


Figure I.11: Domaines d'étude dans le plan Q^2, x pour E_e=30 GeV, E_p= 820 GeV pour différentes valeurs de E'_e et θ_e a. et pour différentes valeurs de E'_J et θ_J b.

La reconstruction

Il est nécessaire de pouvoir reconstruire les événements de Born et les événements radiatifs en faisant appel à un schéma unique. La mesure de l'énergie hadronique doit être possible dans un domaine en θ compris entre 160° et 174° avec une résolution de l'ordre de $\frac{60\%}{\sqrt{E}}$. Cet aspect est crucial pour la reconstruction dans la région des petits x ($x < 10^{-3}$) et des $y > 0.5$. Si les variables de reconstruction utilisées sont uniquement celles de l'électron, les corrections radiatives s'élèveront à plus de 60 %. Le passage d'une résolution de $\frac{65\%}{\sqrt{E}}$ à $\frac{35\%}{\sqrt{E}}$ est significative seulement pour des régions où $x < 2.10^{-4}$ et $y > 0.6$.

La sélection des événements radiatifs et des événements de Born

Cette sélection doit permettre de réduire les corrections radiatives et les contributions non locales. Elle doit également permettre d'utiliser les événements radiatifs pour une extension du domaine cinématique. Les facteurs qui déterminent l'efficacité de sélection des événements radiatifs sont la résolution en énergie et la couverture angulaire du calorimètre hadronique. La contamination des événements de Born dans les événements radiatifs dépend de la dimension du domaine angulaire couvert. Un passage de $\theta = 173°$ à $\theta = 177°$ est un point positif, même si une couverture de 4π serait idéale.

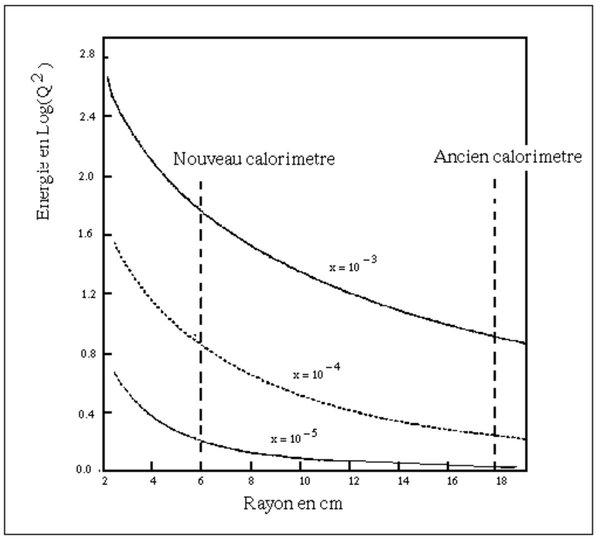


Figure I.12: Comparaison des valeurs de x atteintes en fonction de l'énergie avec le nouveau et l'ancien calorimètre.

Le rejet des pions et la mesure de l'énergie des électrons

La comparaison du nombre d'événements issus de la photoproduction et de la diffusion profondément inélastique dans la région arrière du détecteur H1 montre que pour des énergies inférieures à 10 GeV, le signal des électrons est fortement contaminé par celui des pions (figure I.13). Le rejet des pions nécessite une segmentation longitudinale du calorimètre qui doit se décomposer en une partie électromagnétique et une partie hadronique. La section électromagnétique doit être optimisée en ayant un rapport $\frac{X_0}{\lambda_I}$ minimal[1]. Le calorimètre doit permettre également un rejet du bruit de fond issu des collisions du proton incident avec la paroi du tube à vide ou le gaz résiduel qu'il contient.

Le rejet des pions chargés provenant de la photoproduction est nécessaire pour les événements à grand y. Une granularité fine est par conséquent souhaitée, complétée par de bonnes performances des chambres placées devant le calorimètre arrière.

Pour y tendant vers l'unité, les pions de photoproduction ne pourront pas être rejetés événement par événement. Ils devront être soustraits du signal des électrons hors ligne en utilisant la symétrie des traces des pions. Ceci implique une herméticité du détecteur en θ proche des 180°.

[1] λ_I représente la longueur d'interaction caractéristique du développement des gerbes hadroniques, X_0 la longueur de radiation caractéristique du développement des gerbes électromagnétiques. Ces quantités sont explicitées dans le chapitre II.

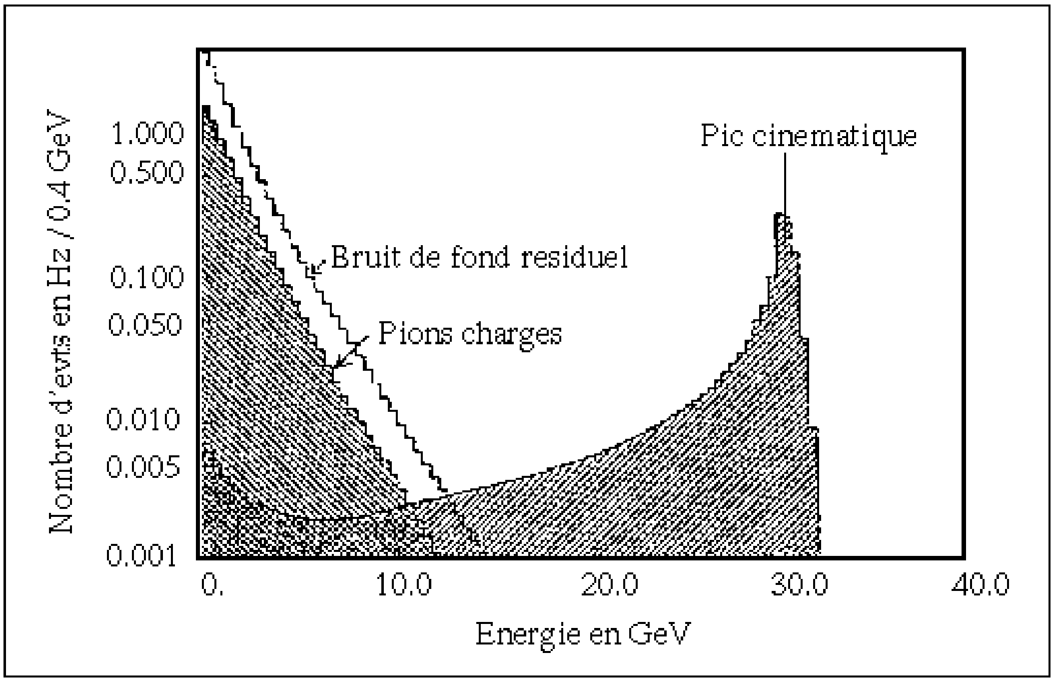


Figure I.13: Comparaison du nombre d'événements issus de la photoproduction et de la diffusion profondément inélastique dans la région arrière du détecteur H1. Pour des énergies inférieures à 10 GeV, le signal des électrons est fortement contaminé par celui des pions.

Chapitre II

La place du détecteur plomb-fibres scintillantes parmi les différents types de calorimètres

Le chapitre précédent a permis de mettre en évidence les paramètres calorimétriques à optimiser pour les études de diffusion inélastique de l'électron sur le proton. Parmi les différents calorimètres, ceux utilisant des fibres scintillantes présentent des caractéristiques en adéquation avec les objectifs fixés.
Après un rappel sur les interactions particules-matière et une présentation de la géométrie des gerbes électromagnétiques et hadroniques, ce chapitre aborde les caractéristiques d'un détecteur plomb-fibres scintillantes, intéressantes pour la physique décrite dans le chapitre I, en comparaison avec celles des autres calorimètres.

II.1 Rappels sur les interactions des particules avec la matière

Cette partie rappelle les principaux processus d'interaction des particules avec la matière. Les interactions électromagnétiques sont tout d'abord présentées. Dans un deuxième temps, sont abordés les processus hadroniques. Ces présentations s'inspirent des références [15, 16, 17].

II.1.1 Interactions électromagnétiques

Les particules chargées de haute énergie subissent deux types d'interactions lors de leur passage dans la matière:
- Le phénomène d'ionisation concerne la diffusion de particules chargées sur les électrons atomiques.
- Le rayonnement de freinage[1] se manifeste par l'émission de photons, lorsqu'une particule chargée traverse les champs de forces électromagnétiques de l'atome.
La production de paires concerne les photons de haute énergie qui interagissent avec les atomes de la matière.
Deux autres processus concernent le photon, il s'agit de l'effet Compton et de l'effet photo-électrique.

[1]également désigné par son nom allemand: "Bremsstranlung"

Le développement des gerbes électromagnétiques dans les calorimètres destinés à la physique des hautes énergies est essentiellement dû au rayonnement de freinage pour les électrons et à la création de paires pour les photons. Il faut atteindre des énergies inférieures à 1 MeV, pour que les effets photo-électriques et Compton entrent en jeu. C'est également à basse énergie que se manifestent la diffusion coulombienne et l'annihilation pour les électrons. Ces processus sont présents en fin de gerbe électromagnétique, puisque les particules qui la constituent ont alors des énergies faibles. Il est essentiel de les prendre en compte pour optimiser la réponse de certains types de calorimètres. Nous aborderons en premier lieu le processus d'ionisation, les deux parties suivantes étant consacrées respectivement au rayonnement de freinage et à la création de paires. Le dernier phénomène abordé ici, est celui de la diffusion multiple, responsable du développement latéral final des gerbes.

A.) Ionisation et excitation du milieu par les particules chargées

Une particule chargée pénétrant dans la matière, provoque un phénomène de diffusion sur les électrons de l'atome. Son champ électrique induit une ionisation de la matière. Pour des électrons de haute énergie, la trajectoire n'est quasiment pas déviée, mais la perte d'énergie est importante, du fait de l'arrachage des électrons de l'atome. La perte d'énergie pour des particules relativistes est de l'ordre de:

$$\Delta E \;\simeq\; 2\ \mathrm{MeV/g/cm^2} \tag{II.1}$$

Une approche classique permet d'obtenir la quantité d'énergie perdue par unité de longueur, en utilisant la section efficace de Rutherford, donnée par:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \;=\; \left[\frac{ZZ'\alpha\hbar c}{4T\sin^2(\frac{\theta}{2})}\right]^2 \tag{II.2}$$

avec Z, Z' les quantités de charges respectives de la cible et du projectile, θ l'angle de diffusion, T l'énergie cinétique de la particule incidente. La perte d'énergie obtenue est de la forme:

$$\frac{dE}{dz} \;=\; \frac{4\pi NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2}\,\frac{Z'^2e^4}{mv^2}\,\ln(B) \tag{II.3}$$

$$B \;=\; \frac{b_{max}}{b_{min}} \;=\; \frac{4\pi\epsilon_0 mv^3\gamma^2}{e^2Z'\omega_0} \tag{II.4}$$

Le pouvoir d'ionisation $\frac{dE}{dz}$ généralement donné en fonction de $\gamma - 1 = \frac{T}{mc^2}$ est représenté sur la figure II.1. La courbe obtenue traduit un comportement en $\frac{1}{v^2}$ à basse énergie, tandis que ce terme sature dans le domaine relativiste. La remontée de la courbe à haute énergie est due au logarithme de γ^2.

Dans le cas d'un modèle harmoniquement lié de l'atome, la coupure haute sur le paramètre d'impact b, n'est plus nécessaire. Dans ces conditions, on obtient pour l'ionisation la formule de Bohr qui s'écrit:

$$\frac{dE}{dz} \;=\; \frac{4\pi NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2}\,\frac{Z'^2e^4}{mv^2}\,\left[\ln(B_c) - \frac{v^2}{2c^2}\right] \tag{II.5}$$

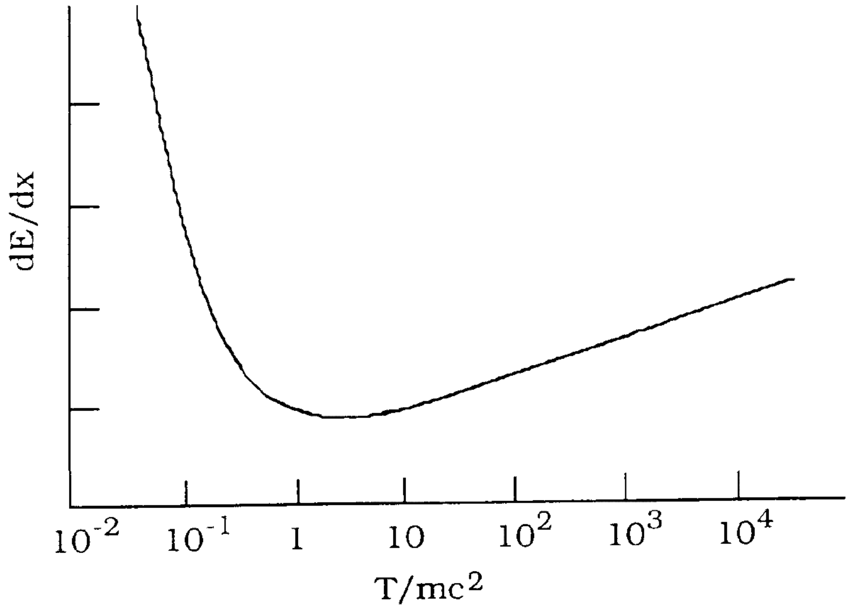


Figure II.1: Pouvoir d'ionisation en fonction de $\gamma - 1 = \frac{T}{mc^2}$.

$$B_c = \frac{1.123\beta}{Z'\alpha} \frac{\gamma^2 mv^2}{\hbar < \omega >} \tag{II.6}$$

avec $\hbar < \omega >$ l'énergie moyenne de liaison des électrons de l'atome.

Un traitement quantique et relativiste de l'ionisation conduit à la formule de Bethe:

$$\frac{dE}{dz} = \frac{4\pi NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{Z'^2 e^4}{mv^2} \left[\ln(\frac{2\gamma^2 mv^2}{I}) - \frac{v^2}{c^2} \right] \tag{II.7}$$

avec I le potentiel d'ionisation. Le minimum d'ionisation est de l'ordre de 1.5 MeV/g/cm^2.

Si la particule qui traverse le milieu est plus massive que l'électron, la formule généralement utilisée est celle de Bethe-Bloch définie ainsi:

$$\frac{dE}{dz} = \frac{4\pi NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{Z'^2 e^4}{mv^2} \left[\ln(\frac{2m\gamma^2\beta^2 c^2}{I}) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - 2\frac{c}{Z} \right] \tag{II.8}$$

B.) Rayonnement de freinage

L'émission d'un rayonnement de freinage d'un électron sur un atome peut être de type cohérent ou incohérent. Dans le cas cohérent, le rayonnement se produit sur le noyau pour des énergies basses et on a une réaction du type:

$$e^- \ + \ A \ \longrightarrow \ e^- \ + \ A \ + \ \gamma \tag{II.9}$$

Dans le cas incohérent, le rayonnement concerne les électrons atomiques pour les basses énergies, la réaction s'écrit:

$$e^- \ + \ A \ \longrightarrow \ e^- \ + \ A^+ \ + \ e^- + \ \gamma \tag{II.10}$$

A haute énergie, les deux types de rayonnement font intervenir l'ensemble de l'atome.

Le calcul du facteur de forme $F(t)$ qui intervient dans la structure de l'atome repose sur le modèle de Thomas Fermi ou sur l'approximation de Molière. Le spectre du rayonnement de freinage est décrit par la relation:

$$\frac{K}{Z^2}\,\frac{d\sigma}{dK} \ = \ \frac{2r_0^2}{137}\,F(t) \tag{II.11}$$

En présence d'un champ électrique intense obtenu pour Z élevé, des corrections coulombiennes doivent être appliquées, traduisant l'échange simultané de plusieurs photons. L'angle caractéristique avec lequel les photons sont émis est donné par l'expression suivante:

$$\theta_{brems} \ \simeq \ \frac{p_e}{m_e} \tag{II.12}$$

La structure atomique intervient pour le rayonnement incohérent, par l'introduction d'un facteur de forme inélastique. La fonction ainsi obtenue traduit la correction due au fait que l'électron appartient à un atome, par opposition à un état libre.

Longueur de radiation

La perte d'énergie d'un faisceau d'électrons d'énergie incidente E_I, lors de la traversée de matière de nombre de masse A et d'épaisseur dz, peut s'écrire sous la forme:

$$-\frac{dE_I}{dz} \ = \ \frac{E_I}{X_c} \tag{II.13}$$

La longueur X_c correspond donc à l'épaisseur au bout de laquelle l'énergie est divisée par e. Cette longueur exprimée en g/cm^2 est définie par:

$$\frac{1}{\rho X_c} \ = \ \frac{N_A}{AE_I}\int_0^{K_{max}} K\frac{d\sigma}{dK}dk \tag{II.14}$$

A très haute énergie, on considère que ρX_c est une constante qui ne dépend plus de l'énergie incidente, on la note alors ρX_0 qui définit la longueur de radiation d'un matériau donné. Un électron de haute énergie ayant parcouru cette distance, aura donc perdu $1 - \frac{1}{e} \ = \ 63.2\%$ de son énergie.

Énergie critique

Soit δ la perte minimum d'énergie par ionisation, on obtient ainsi:

$$\left(\frac{dE_I}{dz}\right)_{ionisation} = -\delta \tag{II.15}$$

$$\left(\frac{dE_I}{dz}\right)_{freinage} = -\frac{E_I}{X_c} \tag{II.16}$$

La figure II.2 représente les pertes d'énergie par ionisation et par rayonnement de freinage. Le point d'intersection des deux courbes correspond à l'énergie critique. La perte d'énergie totale vaut donc:

$$\left(\frac{dE_I}{dz}\right)_{totale} = -\delta - \frac{E_I}{X_c} \tag{II.17}$$

On appelle Énergie Critique E_c, la quantité pour laquelle les pertes par ionisation sont égales à celles par rayonnement de freinage.

$$E_c = X_0\delta \tag{II.18}$$

C.) Création de paires

La création de paires est le processus dominant pour les photons de haute énergie. Comme pour le rayonnement de freinage, la création d'une paire (e^+e^-) fait appel à deux processus qui font intervenir chacun l'ensemble de l'atome pour les hautes énergies. La création cohérente de paires est du type:

$$\gamma + A \longrightarrow A + e^+ + e^- \tag{II.19}$$

La création incohérente de paires est du type:

$$\gamma + A \longrightarrow A^+ + e^+ + e^- + e^- \tag{II.20}$$

Le facteur de forme défini pour le rayonnement de freinage reste valable pour la production de paires. La cinématique est piquée dans la direction du photon incident, par conséquent la quantité à mesurer est la suivante:

$$G = \frac{K - 2mc^2}{\alpha r_e^2 Z^2} \frac{d\sigma}{dE_+} \tag{II.21}$$

En moyenne, un photon de haute énergie parcourt $\frac{9}{7}X_0$ avant d'être converti en une paire électron-positron.

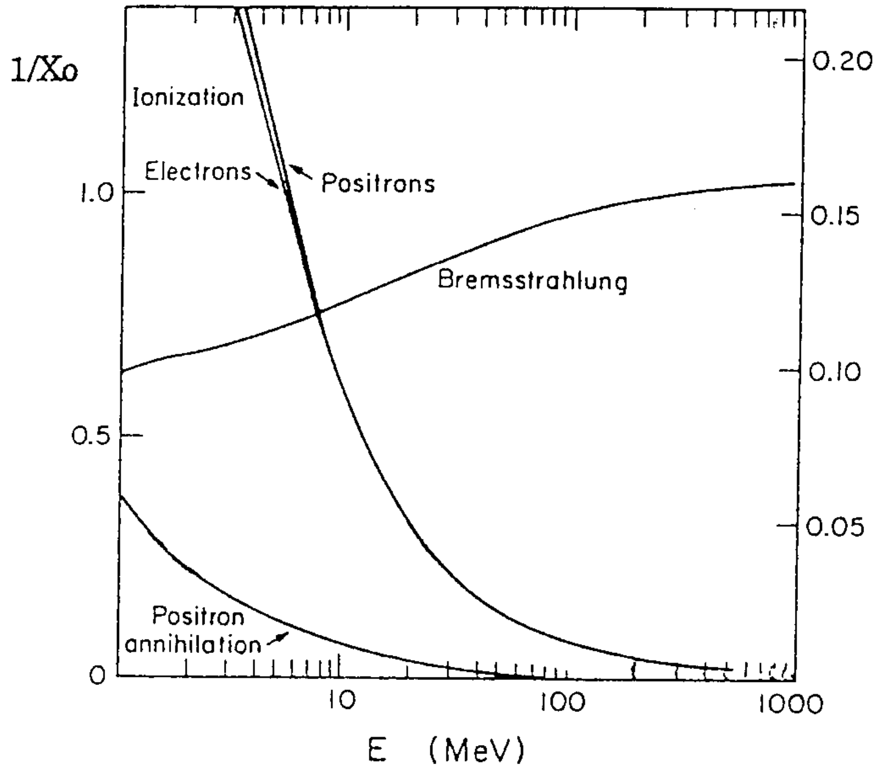


Figure II.2: Énergie perdue par rayonnement de freinage et ionisation. Le point d'intersection des deux courbes correpond à l'énergie critique. Les pertes des positrons par annihilation sont également représentées.

D.) Les effets Compton et photo-électriques

Afin de comparer ces deux effets à la création de paires, on définit l'intensité I d'un faisceau de photons pénétrant dans de la matière, par la relation suivante:

$$I = I_0 \exp(-\mu x) \tag{II.22}$$

Le coefficient linéïque μ est égal à σn, avec σ la section efficace du processus considéré et n le nombre d'atomes par cm^3. Un coefficient d'atténuation linéïque peut être défini pour les processus Compton, photo-élecrique et de création de paires.

La figure II.3 montre la variation de ces trois coefficients pour le plomb, normalisés à la densité ρ du milieu (coefficient d'atténuation massique), en fonction de l'énergie du photon. Les différentes résonances de l'effet photo-électrique sont également représentées sur la figure II.3. Cet effet concerne les énergies les plus basses. Pour des énergies supérieures à celle correspondant à la raie K, le processus dominant devient l'effet Compton jusqu'à 6 MeV. Au delà, l'atténuation de l'intensité est dominée par la création de paires qui va rapidement devenir le seul processus présent. Les sections efficaces des trois processus s'ajoutent pour donner la section efficace totale d'absorption des photons dans la matière. Si on note σ_t la section efficace totale, on peut alors définir une longueur d'absorption λ pour la matière considérée qui est donnée par l'expression suivante:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_t n} \tag{II.23}$$

λ correspond également au libre parcours moyen de la particule dans la matière. On vérifie en effet:

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty e^{-\frac{x}{\lambda}} x\, dx}{\int_0^\infty e^{-\frac{x}{\lambda}} dx} \tag{II.24}$$

E.) Diffusion multiple

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans la matière, elle subit des phénomènes de diffusion Coulombienne. Malgré l'écrantage des électrons de l'atome, la section efficace est élevée à basse énergie. La particule est déviée de nombreuses fois dans des directions aléatoires, ce qui introduit une divergence angulaire, dont l'angle moyen de diffusion peut être décrit par:

$$\theta_0 = \frac{14.1 \text{ MeV}/c}{p\beta} Z' \sqrt{\frac{\Delta z}{X_0}} \left[1 + \frac{1}{9} \ln \frac{\Delta z}{X_0}\right] \tag{II.25}$$

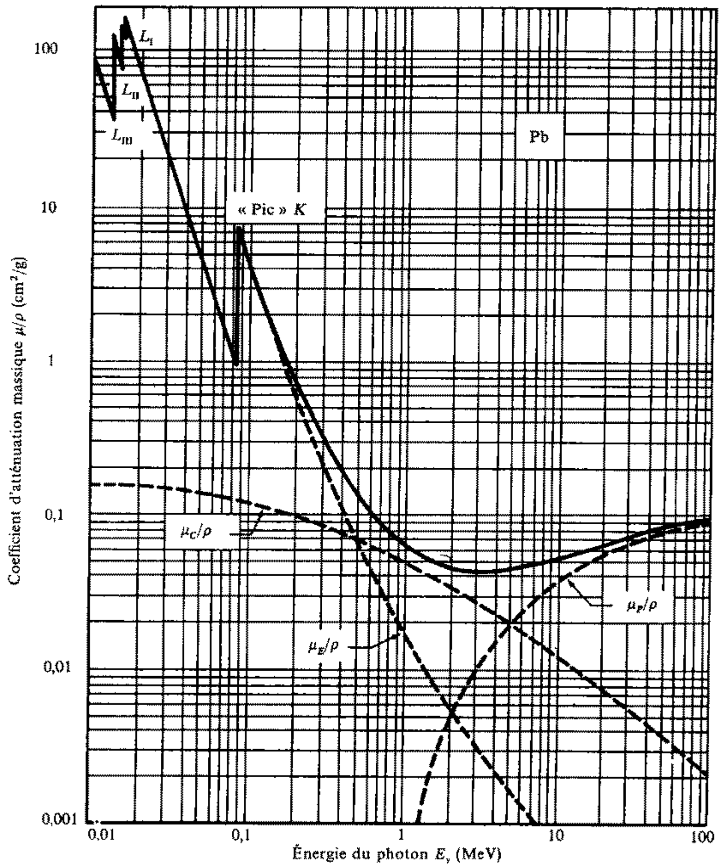


Figure II.3: Coefficients d'atténuation massique de l'effet photo-électrique, de l'effet Compton et de la création de paires dans le plomb. Le spectre des raies d'absorption est également représenté.

II.1.2 Interactions hadroniques

Les interactions hadroniques présentent une plus grande complexité que celles de type électromagnétique. Dans cette partie, nous considérons uniquement les particules et les interactions associées qui contribuent au développement des gerbes hadroniques. Par conséquent, celles qui se désintégrent de façon purement électromagnétique ou par interaction forte avant d'entrer dans le détecteur, ne seront pas présentées ici. Les hadrons primaires qui finalement pénètrent dans la matière du détecteur, sont en nombre limité. En voici la liste:

π^+	π^-	K^+	K^-	K^0	$\bar{K}^0$	p	$\bar{p}$	n	$\bar{n}$

Les processus hadroniques de dépôt d'énergie se décomposent en trois phases: Une première phase concerne les réactions produites par le hadron incident de haute énergie dans la matière qui correspond à une première réaction de spallation. Ce processus intranucléaire va produire entre autres des pions neutres et des pions chargés. Les pions chargés dont l'énergie est supérieure à $\simeq$ 300 MeV, vont sortir du continuum créé par la première réaction de spallation. La seconde phase est liée aux dépôts d'énergie de ces pions chargés dans la matière qui se termine par une seconde réaction de spallation. La troisième phase, parallèle à la seconde, est due à la désintégration des π^0 en deux photons. Ces deux photons vont créer une gerbe électromagnétique dans la matière.

A. La première réaction de spallation

Pour un faisceau incident ayant une quantité de mouvement de quelques GeV/c, la section efficace correspond en première approximation à la section efficace géométrique. Elle s'élève à 40 mb pour une collision proton-proton.

Les particules issues de la collision sont pour la plupart des hadrons, essentiellement des mésons. Cette collision primaire a également pour effet, par transfert d'énergie, d'exciter le noyau et de provoquer un recul des protons. Cet effet va prvoquer une libération de l'énergie d'excitation qui va permettre l'émission de nucléons, de particules α et de photons de b asse énergie. L'énergie nécessaire à l'extraction de ces particules peut représenter jusqu'à 40 % de l'énergie déposée, quantité qui par conséquent ne sera pas détectée.

Outre la perte d'énergie transférée au noyau, les muons et les neutrinos produits par la désintégration de certains hadrons traversent l'ensemble de la matière sans interagir avec le milieu. C'est le cas par exemple de la désintégration du $\pi^\pm$ en $\mu^\pm, \nu_\mu$. Les particules non relativistes de la gerbe hadronique (protons et particules α) ont un pouvoir d'ionisation de 10 à 100 fois plus important que celui d'une particule au minimum d'ionisation, ce qui induit l'effet de saturation décrit dans la partie II.1.1 et illustré par la figure II.1. Ces différents phénomènes créent un déficit d'énergie hadronique contribuant au signal par rapport à l'énergie réelle de la particule incidente.

Les neutrons qui emportent une partie de l'énergie déposée, ont un libre parcours moyen important. Ils vont par conséquent se propager sur de grandes distances, variables d'un matériau à l'autre. La diffusion élastique du neutron sur un proton ainsi que sa capture nucléaire sont les deux processus principaux à l'origine de la perte d'énergie. Dans le cas de la diffusion élastique, le neutron est ralenti et le proton est généralement détecté. Un milieu hydrogéné peut donc être sur-efficace pour la détection des neutrons. La différence des constantes de temps des deux processus influe sur la rapidité du signal.

B. Les réactions de spallation secondaires

Lors de la première réaction de spallation, les $\pi^\pm$ produits ont rarement des énergies hadroniques supérieures à 10 % de l'énergie incidente. Ces pions vont à leur tour déposer leur énergie suivant une réaction de spallation du même type que la première, mais cette fois les énergies des hadrons incidents secondaires sont faibles. Par conséquent, cette seconde réaction de spallation va produire des particules de très basse énergie, qui vont s'arrêter dans la matière.

C. La désintégration des π^0

Les π^0 produits lors de la première réaction de spallation vont se désintégrer en deux photons. Ces deux photons vont initier une gerbe électromagnétique qui va se développer dans le matériau suivant les processus décrits dans la partie II.1.1.

II.2 Caractéristiques géométriques des gerbes

Les caractéristiques géométriques des gerbes sont très différentes selon qu'il s'agisse du cas électromagnétique ou hadronique. Une gerbe de type électromagnétique, du fait des processus d'interaction mis en jeu, peut être paramétrisée par des grandeurs spatiales moyennes. A l'inverse, les processus hadroniques de dépôt d'énergie par spallation ne permettent pas ce type de paramétrisation du développement des gerbes, affectées de fluctuations statistiques indépendantes à l'échelle des cellules du calorimètre.

II.2.1 Les gerbes électromagnétiques

A. La cascade électromagnétique

Dans le domaine d'énergie qui concerne les calorimètres de la physique des particules, les deux processus impliqués dans le développement des gerbes, sont la création de paires et le rayonnement de freinage. Lorsque les particules qui participent à ces réactions (électrons, positrons, photons) traversent de la matière dense, elles créent une cascade électromagnétique.

Cette cascade est due à la complémentarité des deux réactions: Ainsi, lorsqu'un photon pénètre dans la matière, il va s'annihiler au voisinage d'un atome, en produisant une paire électron-positron. Chacun des deux produits de la réaction va perdre de l'énergie par rayonnement de freinage sur un autre atome. L'électron et le positron vont continuer à provoquer l'émission de photons tout au long de leur parcours, en perdant progressivement leur énergie. Mais chaque photon ainsi créé, va à son tour produire une nouvelle paire électron-positron qui va induire par bremsstrahlung, l'émission de photons. Il se développe dans la matière une cascade de particules composée de photons, d'électrons et de positrons, qui déposent leur énergie jusqu'à atteindre des valeurs suffisamment basses pour que des processus tels que l'ionisation pour les électrons et les positrons, l'effet photo-électrique ou Compton pour les photons, les arrêtent. La figure II.4 schématise cette cascade électromagnétique.

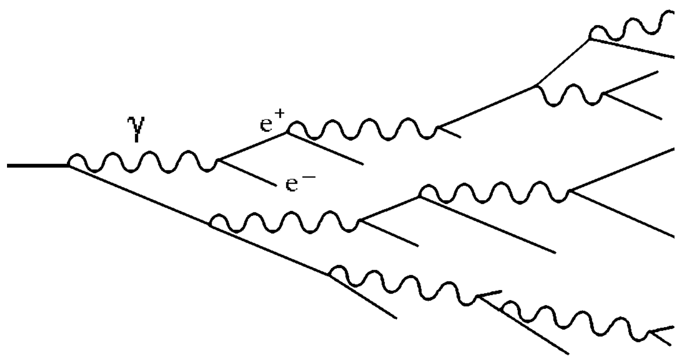


Figure II.4: Vue schématique d'une cascade électromagnétique.

B. Développement longitudinal

Le développement longitudinal provient de la cascade des réactions de création de paires et de rayonnement de freinage. Nous avons vu dans la partie II.1.1 que pour les électrons, les pertes d'énergies sont essentiellement dues au rayonnement de freinage et à l'ionisation. L'intensité du rayonnement de freinage est en moyenne proportionnelle à l'énergie, tandis que celle de l'ionisation varie comme le logarithme de l'énergie. Les deux intensités sont égales pour une énergie égale à l'énergie critique (voir l'expression II.18 et la figure II.2). Lorsque les électrons atteignent des énergies inférieures à E_c, le processus dominant est l'ionisation et il n'y a plus alors de multiplication. Le même phénomène se produit pour les positrons qui vont de plus s'annihiler avec un électron de la matière en fin de parcours, en produisant deux photons de 511 keV. Les photons vont perdre progressivement leur énergie en créant des paires e^+, e^-. En fin de gerbe, ils seront arrêtés par effets photo-électrique et Compton.

Une simulation[2] permet d'estimer le nombre de particules secondaires en fonction de la profondeur de développement de la gerbe dans la matière. La figure II.5 représente le développement longitudinal d'une gerbe dans du fer, induite par un électron incident de 30 GeV. Les nombres de photons et d'électrons sont représentés en fonction du nombre de longueurs de radiations parcourues. On constate que le nombre de particules secondaires augmente très rapidement dès les premières longueurs de radiation. Ceci est dû au phénomène de multiplication en cascade décrit précédemment, engendré par les créations de paires et le rayonnement de freinage.

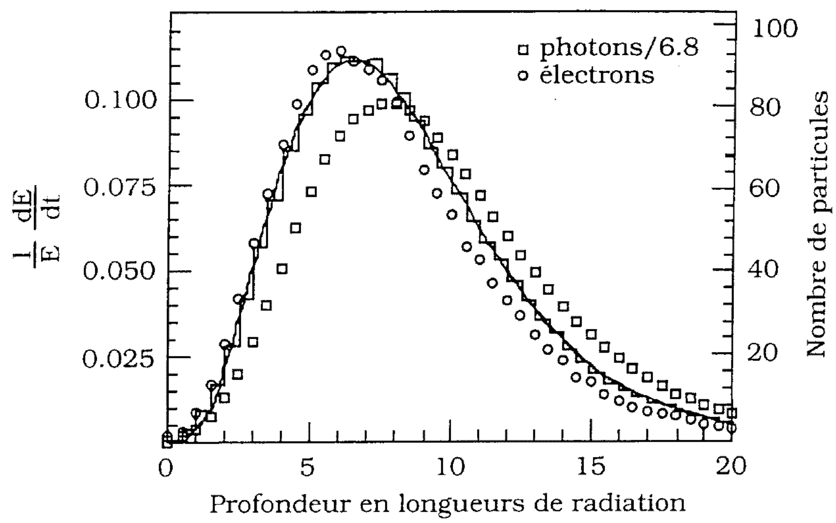


Figure II.5: Simulation du développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique. Les nombres de photons et d'électrons sont représentés en fonction du nombre de longueurs de radiation traversées. L'histogramme traduit la quantité d'énergie déposée en fonction de la profondeur.

[2] utilisant le code EGS4

Lorsque l'énergie moyenne des particules devient inférieure à l'énergie critique, le processus d'ionisation commence à arrêter certains électrons et positrons. La gerbe cesse de se développer et le nombre de particule décroît. Corrolairement, le nombre de photons diminue dès que le rayonnement de freinage n'est plus alimenté par la production de paires.

La figure II.5 montre également l'évolution de la quantité d'énergie déposée en fonction du nombre de X_0 traversés. Le profil de cette distribution peut être décrit par la loi [15] suivante:

$$\frac{dE}{dt} = E_0\, b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{II.26}$$

avec t le nombre de X_0 traversés ($t = x/X_0$) et E_0 l'énergie incidente. Le maximum de cette distribution est situé à $t_{max} = \frac{a-1}{b}$, il est fonction de l'énergie incidente et du type de particules. Pour les électrons, on a:

$$t^e_{max} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) - \frac{1}{2} \tag{II.27}$$

Pour les photons, on obtient:

$$t^p_{max} = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) + \frac{1}{2} \tag{II.28}$$

C.) Développement latéral

Le développement latéral d'une gerbe est dû aux deux processus déjà cités:
Le premier a pour origine la diffusion multiple des électrons sur les atomes, dont l'angle de déflexion est donné par l'expresion II.25. Ce processus induit le développement latéral essentiellement au début de la gerbe. Le second concerne les photons du rayonnement de freinage qui sont émis avec un angle caractéristique θ_{brems} (voir l'expression II.12). Dès que le maximum de la gerbe est franchi, cet effet devient prépondérant dans le développement latéral.

Le développement latéral des gerbes électromagnétiques est caractérisé par le rayon de Molière R_M. Cette quantité traduit la déflexion moyenne d'un électron d'énergie E_c et ayant traversé une quantité de matière équivalente à une longueur de radiation X_0. L'expression du rayon de Molière est la suivante:

$$R_M = X_0 \frac{E_S}{E_c} \tag{II.29}$$

avec

$$E_s = \sqrt{\left(\frac{4\pi}{\alpha}\right)}\, m_e c^2 = 21.2\ \mathrm{MeV} \tag{II.30}$$

La figure II.6 schématise la répartition latérale de l'énergie, en fonction de la distance au centre de la gerbe. Cette répartition peut être décomposée en un coeur assez étroit, entouré d'un halo.

- 90% de l'énergie est contenue dans un cylindre de rayon égal à 1 R_M.
- 95% de l'énergie est contenue dans un cylindre de rayon égal à 2 R_M.
- 99% de l'énergie est contenue dans un cylindre de rayon égal à 3.5 R_M.

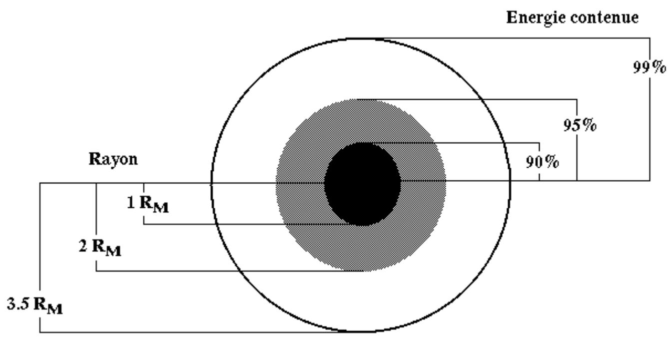


Figure II.6: Schéma de la répartition latérale de l'énergie d'une gerbe électromagnétique. Le coeur relativement étroit correspond à un cylindre de rayon égal à un rayon de Molière. Il contient 90% de l'énergie. Ce coeur est entouré par un halo qui permet de contenir 99% de l'énergie dans 3.5 rayons de Molière.

D.) Grandeurs caractéristiques permettant la paramétrisation des gerbes

Les grandeurs caractérisant le développement d'une gerbe dans un matériau donné, sont rappelées dans la tableau suivant:

Longueur de radiation	Rayon de Molière	Énergie critique
X_0	R_M	E_c

a. Calcul de X_O

Le calcul de la longueur de radiation X_0 en g cm^{-2} fait appel à la formule approchée [15]:

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g cm}^2 \ A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \tag{II.31}$$

avec Z le numéro atomique de l'élément; A le nombre de masse atomique.

b. Calcul de E_c

Plusieurs expressions permettent une estimation de la valeur de l'énergie critique. La référence [15] donne la formule suivante:

$$E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z+1.2} \tag{II.32}$$

Une autre paramétrisation de l'énergie critique [18] donne:

$$E_c = 2.66(Z\ X_0/A)^{1.1} \ (\text{MeV}) \tag{II.33}$$

c. Calcul de R_M

Le calcul du rayon de Molière fait appel à la fomule déjà citée:

$$R_M = X_0 \frac{E_S}{E_c} \ (\text{g/cm}^2) \tag{II.34}$$

avec

$$E_s = \sqrt{\left(\frac{4\pi}{\alpha}\right)} \, m_e c^2 = 21.2 \text{ MeV} \tag{II.35}$$

et E_c donnée par II.32 ou II.33.

d. Calculs pour un matériau composite

Le calcul des différents paramètres pour un matériau composite, nécessite d'introduire la fraction en poids de ces composants. Soit f_i la fraction du composant i, on a alors:

$$f_i = \frac{\rho_i v_i}{\sum_j \rho_j v_j} \tag{II.36}$$

avec ρ_i la densité en g/cm^3 et v_i le volume correspondant. La longueur de radiation et le rayon de Molière d'un matériau composite sont donnés par:

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{f_i}{X_0^i} \qquad \frac{1}{R_M} = \frac{1}{E_s} \sum \frac{f_i E_c^i}{X_0^i}$$

avec f_i, E_c^i, X_0^i, représentant respectivement la fraction en poids, l'énergie critique, et la longueur de radiation de chaque élement i constituant le matériau composite, calculées par les formules II.36, II.32 (ou II.33), II.31.

Le tableau suivant présente les paramètres nécessaires aux calculs des différentes grandeurs définies précédemment pour un calorimètre SPACAL:

élément	Z	A	ρ (g/cm^3)	X_0 (g/cm^2)	X_0 (cm)
Pb	82	207.19	11.35	6.37	0.56
C	6	12.01	2.265	42.70	18.8
H_2	1	1.01	0.090 g/l	61.28	865
scintillateur (H/C≈1.1)			1.032	43.8	42.4

Pour différents rapports volumiques Pb/fibres, on calcule les valeurs de la longueur de radiation et du rayon de Molière:

Rapport volumique plomb/fibres	Longueur de radiation (mm)	Rayon de Molière (cm)
1.8	8.6	2.31
2.1	9.1	2.55
4.0	7.2	1.95

II.2.2 Les gerbes hadroniques

Le développement d'une gerbe hadronique ne se produit pas en cascade de hadrons, puisqu'il s'arrête à la seconde réaction de spallation, celle-ci étant souvent négligeable. Les extensions longitudinales et transverses des gerbes sont dues d'une part aux réactions de spallation primaires et secondaires, et d'autre part à la composante électromagnétique de la gerbe provenant de la désintégration des π^0 en deux photons (voir la partie II.1.2). La figure II.7 schématise ces différentes étapes du développement d'une gerbe hadronique. La présence au sein d'une gerbe hadronique d'une composante électromagnétique plus ou moins importante implique une compensation de la réponse (voir la partie II.3.4). Le programme de reconstruction du calorimètre à argon liquide de H1, utilise à cet effet des coefficients de pondération qui tiennent compte de la forme de la gerbe.

La figure II.8 montre une simulation de dépôt d'énergie par un électron et un pion de 100 GeV, dans des modules en fer séparés par des lames d'air. La différence des processus responsables des dépôts d'énergie entraîne des profils de gerbes différents qui seront exploités pour l'identification des particules (partie II.3.4).

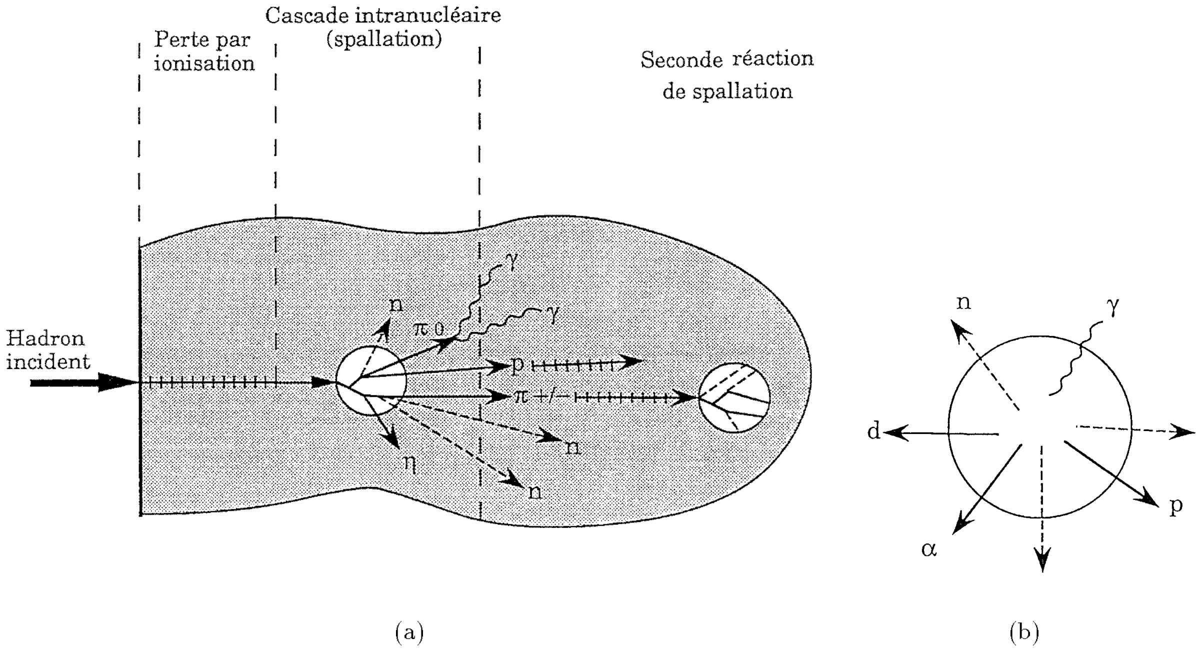


Figure II.7:* *Schéma des différentes étapes du développement d'une gerbe hadronique (a), dont la seconde réaction de spallation (b).

Les dimensions longitudinales et transverses sont caractérisées par la longueur d'interaction nucléaire λ_I. Cette longueur d'interaction est inversement proportionnelle à la section efficace

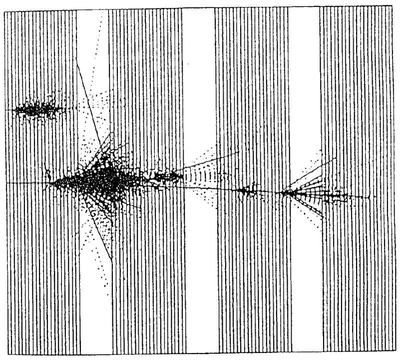


Figure II.8: Simulation des dépôts d'énergie par un électron de 100 GeV (partie haute) et par un pion de 100 GeV (partie basse).

et dépend du matériau traversé. On peut au premier ordre, la calculer par l'expression suivante:

$$\lambda_I \;\simeq\; 35\ A^{1/3} \tag{II.37}$$

Le tableau II.1 présente pour différents éléments, la longueur d'interaction comparée à la longueur de radiation X_0.

Élément	Longueur d'interaction $\lambda_I = \frac{1}{n\sigma_t}$ (cm)	Longueur de radiation X_0 (cm)	Masse volumique ρ (g/cm^3)
C	26.5	18.8	2.27
Al	26.1	8.89	2.70
Fe	10.5	1.83	7.87
Pb	10.23	0.56	11.35
U	6.17	0.32	18.95

Tableau II.1: Longueurs de radiation et d'interaction de divers éléments.

Le tableau II.2 présente les longueurs d'interaction obtenues pour différents rapports volumiques Pb/fibres des calorimètres SPACAL:

De la même façon que nous avons défini le maximum d'une gerbe électromagnétique indépendemment du milieu traversé en normalisant les dimensions à la longueur de radiation, on normalise pour une gerbe hadronique les différentes grandeurs à la longueur d'interaction. On évalue ainsi le maximum de la gerbe hadronique en fonction de l'énergie par l'expression approchée suivante:

$$t_{max} \;=\; \frac{x_{max}}{\lambda_I} \;\simeq\; 0.2 \ln E \;+\; 0.7 \tag{II.38}$$

Rapport volumique plomb/fibres	Longueur d'interaction (cm)
1.8	23.8
2.1	25
3.0	21.3
4.0	20

Tableau II.2: Longueurs d'interaction des calorimètres SPACAL.

Latéralement, une gerbe hadronique est contenue à 95% dans un cylindre de rayon égal à une longueur d'interaction. La figure II.9 montre la quantité de matière nécessaire pour contenir longitudinalement 95% et 99% d'une gerbe hadronique. Ces résultats obtenus par simulation, sont comparés à des mesures en faisceau [15]. La variation de l'épaisseur nécessaire pour contenir 95 % de la gerbe, en fonction de l'énergie peut être estimée par l'expresion suivante:

$$T_{(95\%)} \;=\; \frac{L_{(95\%)}}{\lambda_I} \;\simeq\; 0.2 \ln E \;+\; 0.7 \;+\; 2.5 E^{0.13} \qquad \text{(II.39)}$$

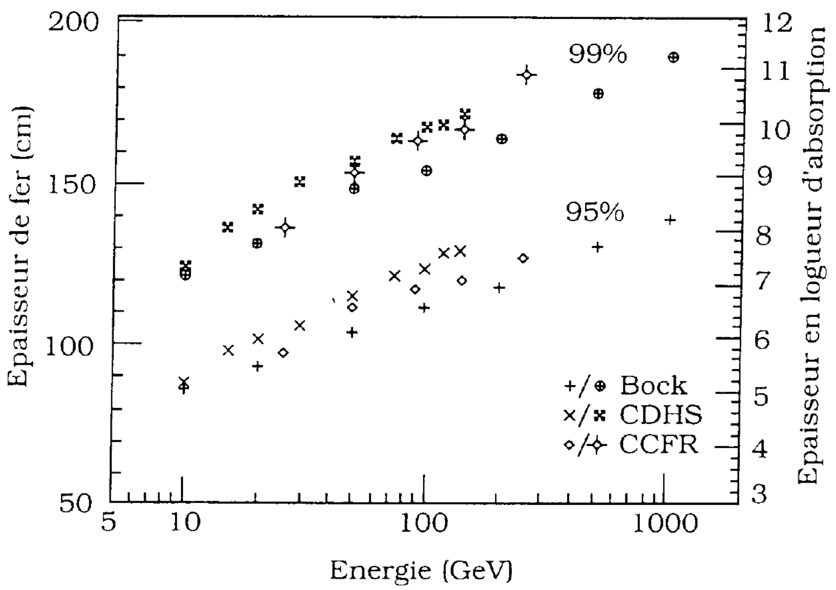


Figure II.9: Quantité de matière en nombre de longueur d'interaction, nécessaire pour contenir 95% et 99% de la gerbe hadronique.

II.3 Le calorimètre plomb-fibres scintillantes

L'idée de la calorimétrie plomb-fibres scintillantes (SPACAL[3]), a été suggérée par D. Perrin et P. Sonderegger en 1981 [20]. Il s'agissait d'améliorer de façon très significative, la résolution en énergie des calorimètres électromagnétiques à échantillonnage, en remplaçant la géométrie usuelle de plaques de matériaux passifs, entre lesquelles étaient intercalées des plaques de milieu actif, par une géométrie basée sur l'insertion d'une série de tiges de matériaux actifs noyées dans un milieu absorbant. Les premiers modules ont été construits avec des fibres orientées perpendiculairement [21, 22] et parallèlement aux trajectoires des particules incidentes [23]. Plus tard, la même idée fut reprise pour optimiser la calorimétrie hadronique plomb-scintillateur [24]. Plusieurs expériences ont étudié et utilisé ce type de calorimètres: JETSET [25], Omega, NA38, l'expérience Hyperon-WA89 [26], la collaboration KLOE de DAPHNE [27]. Ce fut également un des axes majeurs de recherche et développement des projets LAA [28, 29] et LHC au CERN [30, 31, 32].

II.3.1 Les différents types de calorimètres

Les calorimètres peuvent être classés suivant deux grandes catégories:

- Les calorimètres homogènes.
- Les calorimètres à échantillonnage.

Les premiers sont constitués d'un matériau homogène totalement actif qui permet théoriquement de mesurer la totalité de l'énergie déposée. Les seconds mesurent l'énergie déposée dans un certain nombre d'éléments actifs qui alternent avec un milieu absorbant passif. L'énergie déposée dans les parties absorbantes n'est pas accessible à la mesure. La figure II.10 résume schématiquement les différents types de calorimètres.

Les calorimètres homogènes

On peut décomposer les calorimètres homogènes en deux catégories: La première concerne les calorimètres utilisant l'effet Čerenkov, la seconde, ceux constitués de matière scintillantes, sous forme cristalline ou de liquide dense. Toutes les particules primaires contribuent au signal dans un calorimètre homogène, constitué de matière scintillante. La résolution en énergie ainsi obtenue est excellente, comme nous le verrons dans la partie II.3.3. Les calorimètres homogènes utilisant l'effet Čerenkov, sont moins efficaces et produisent moins de lumière, toutes les particules ne contribuant pas au signal.

Les calorimètres à échantillonnage

La difficulté de trouver un matériau dense (Z élevé), scintillant et d'un coût non-prohibitif, conduit à concevoir des calorimètres constitués d'un milieu actif alternant avec un milieu passif de Z élevé, comme par exemple le plomb. La fraction milieu passif/milieu actif, fournit un nouveau paramètre pour optimiser le rapport λ_I/X_0 et donc la réponse du calorimètre en fonction du

[3] "SPAghetti CALorimeter"

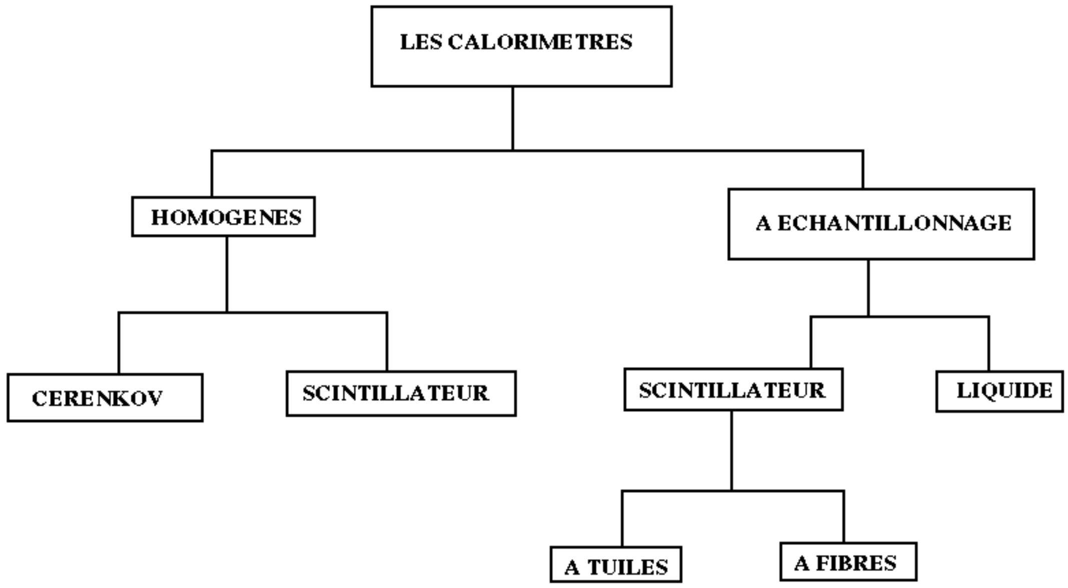


Figure II.10: La position de la calorimétrie plomb-fibres scintillantes dans la généalogie des différents calorimètres.

type de particules. Leur structure mécanique permet de choisir la granularité du détecteur et rend plus aisé la séparation électrons-hadrons.

La partie active des calorimètres peut être constituée de liquide ou de scintillateur. L'utilisation de liquides, comme par exemple l'argon, induit un temps de collection des charges lent du fait du temps de dérive des électrons. Le principal problème des calorimètres composés de tuiles plomb/scintillateur, est celui de la collection de lumière. Elle était tradionnellement assurée par des guides de lumière collés sur les tuiles, ce qui empéche de réaliser des cellules de taille optimale type 4×4 cm^2.

L'utilisation des fibres est une étape supplémentaire dans l'évolution de la calorimétrie. Elles permettent d'obtenir une collection efficace de la lumière, avec de bonnes performances temporelles. Les fibres scintillantes permettent de concevoir un calorimètre dont le volume du milieu passif, en l'occurence le plomb, est supérieur à celui du scintillateur, le rapport scintillateur/plomb pouvant atteindre 25%. Les fibres sont directement connectées aux photomultiplicateurs, ce qui permet un bon rendement quantique.

Un second type de fibres est celui à longueurs d'onde décalées. Ce système permet de diminuer la surface de détection des photons, mais réduit le nombre de photo-électrons collectés. Elle peuvent être couplées à de petites tuiles scintillantes.

II.3.2 La calorimétrie plomb-fibres scintillantes

Le cahier des charges de H1

Ce calorimètre doit permettre en tout premier lieu une séparation électrons-pions afin d'identifier l'électron diffusé lors de la collision profondément inélastique sur le proton. Une mesure précise de son énergie et de sa position est nécessaire pour l'obtention de la fonction de structure F_2 (voir la chapitre I). Il doit également permettre un rejet du bruit de fond en ligne. Ce dernier point est abordé au chapitre V.

Principes et potentialités

Le principe de base de la calorimétrie à échantillonnage plomb-fibres scintillantes est l'utilisation d'une matrice de plomb comme milieu passif et de fibres scintillantes comme milieu actif, les fibres scintillantes étant insérées dans la matrice de plomb (voir la figure II.11.a). Les particules déposent leur énergie dans le plomb, suivant les principes décrits dans la partie II.2.1. Les fibres scintillantes, schématisées sur la figure II.12, sont composées d'un coeur et d'une gaine en matière scintillante. Les particules développées en cascade électromagnétique ou hadronique dans le plomb, vont provoquer la scintillation des fibres qui vont émettre des photons. Ceux-ci sont transportés par le coeur de la fibre vers le système de lecture constitué de photomultiplicateurs précédés de mélangeurs de lumière (voir la partie III.2). Les qualités potentielles sont les suivantes:

Une bonne résolution en énergie.

Un détecteur compact, adapté à la séparation électrons-pions.

Une bonne homogénéité.

Un signal rapide.

II.3.3 Mesure de l'énergie

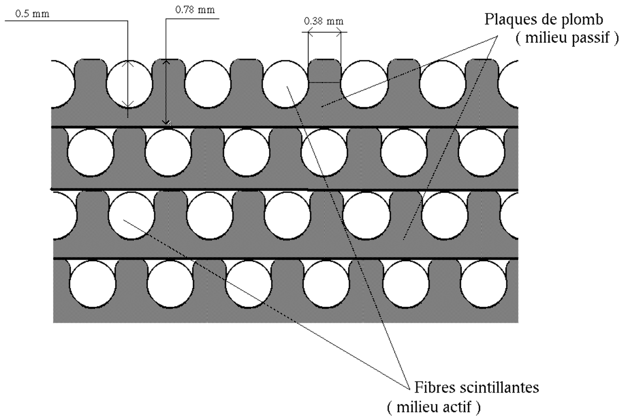
A. Le rapport e/μ

Les calorimètres à échantillonnage ne mesurent qu'une partie de l'énergie des particules, celle déposée dans le milieu passif étant invisible. Deux méthodes simples de calibration permettent une estimation de la part d'énergie invisible. La première est fondée sur le dépôt d'énergie d'un muon traversant le calorimètre, la seconde sur celui d'une gerbe électromagnétique induite par un électron d'énergie donnée.

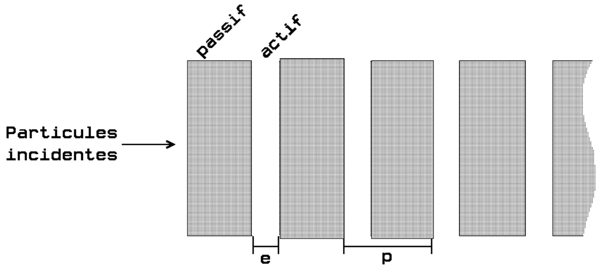
Une particule au minimum d'ionisation traversant le calorimètre perpendiculairement aux tuiles ou au fibres (figure II.11) dépose dans le scintillateur la fraction d'énergie suivante:

$$\frac{1}{1+\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{sc}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Pb}}\times\frac{L_{sc}}{L_{Pb}}} \tag{II.40}$$

Les indices $_{sc}$ et $_{Pb}$ font respectivement référence au scintillateur et au plomb. L représente la longueur du matériau considéré et $\frac{dE}{dx}$ la perte d'énergie correspondante.



(a) Représentation schématique de l'échantillonnage du calorimètre à fibres scintillantes SPACAL. Le rapport plomb-fibres est ici égal à 2.1, pour un diamètre des fibres de 0.5 mm. Ces deux quantités permettent d'optimiser le terme d'échantillonnage de la résolution.



(b) Représentation schématique de l'échantillonnage d'un calorimètre à tuiles, les parties grises représentent le milieu passif. Les plaques de matériau actif d'épaisseur e, sont espacées de p.

Figure II.11: Représentation schématique de l'échantillonnage des calorimètres à fibres scintillantes (a.) et à tuiles (b.).

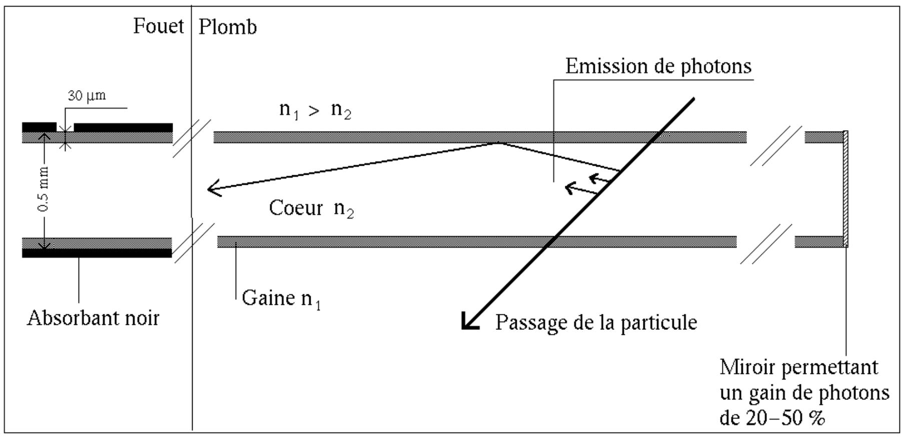


Figure II.12: Schéma de principe des fibres scintillantes. Les indices de la gaine et du coeur induisent une reflexion totale des photons aux interfaces coeur-gaine et gaine-air. L'absorbant noir du côté des fouets est destiné à tuer la lumière de gaine, les contraintes mécaniques entrainant des fluctuations importantes sur la longueur d'atténuation. Les miroirs permettent un gain de lumière compris entre 20 et 50 %. Le nombre de photons ainsi recueillis par un photomultiplicateur, s'élève à six par millimètre.

Dans le cas d'un calorimètre à tuile, le rapport $\frac{L_{Pb}}{L_{sc}}$ est égal au rapport des volumes quelque soit la particule.

$$\frac{L_{Pb}}{L_{sc}} = \frac{V_{Pb}}{V_{sc}} = \frac{e}{p-e} \tag{II.41}$$

Pour le calorimètre SPACAL, le rapport du volume de plomb sur celui de scintillateur est équivalent au rapport des longueurs moyennes correspondantes:

$$\frac{< L_{Pb} >}{< L_{sc} >} = \frac{V_{Pb}}{V_{sc}} \tag{II.42}$$

Deux corrections sont à apporter à ce calcul. Tout d'abord, ce résultat ne tient pas compte du dépôt d'énergie des muons dans le fouet de fibres de 8.5 cm de long. La longueur des fibres dans les plaques étant de 25 cm, on corrige cette valeur pour obtenir la quantité réelle d'énergie déposée E_μ^{cor} par la relation:

$$E_\mu^{cor} = E_\mu \times \left(1 + \frac{L_{fouet}}{L_{plaque}}\right) = 442\ MeV \tag{II.43}$$

La seconde correction provient directement du rapport e/μ. La part d'énergie déposée dans le plomb n'est pas constante au cours du développement de la gerbe. En fin de gerbe, lorsque les particules ont des énergies basses (inférieures à 1 MeV), l'effet photo-électrique entre en jeu (voir la partie II.1.1). Or, la section efficace de ce processus est très dépendante du matériau puisqu'elle varie en Z^5. R. Wigmans a montré que c'est essentiellement cet effet qui est à l'origine de la part invisible de l'énergie [19]. Dans le cas du calorimètre plomb-fibres scintillantes, l'énergie déposée par les particules de basse énergie va l'être essentiellement dans le plomb. Cet effet moyenné sur toute la gerbe fournit le second facteur noté $\frac{e}{\mu}$. On obtient finalement:

$$R_{calib} = \frac{e}{\mu} \times \left(1 - \frac{L_{fouet}}{L_{plaque}}\right) \tag{II.44}$$

B. La résolution intrinsèque pour des particules au minimum d'ionisation

L'énergie déposée dans la matière fluctue relativement peu d'un événement à l'autre, les particules secondaires créés étant toutes du même type (électrons, positrons, photons). Dans le cas d'une gerbe électromagnétique d'énergie E et en considérant la perte d'énergie par ionisation constante, (voir l'expression II.15), on peut estimer qu'une telle particule parcourt en moyenne une longueur d'interaction X_0, si on suppose que le phénomène de multiplication s'arrête en dessous de l'énergie critique. La référence [17] propose un calcul démontrant la variation linéaire du signal mesuré $S(E)$, avec l'énergie des particules incidentes E:

$$S(E) = a \times E \tag{II.45}$$

En introduisant $E_{quantum}$ l'énergie minimale détectable, on obtient pour la résolution intrinsèque:

$$\frac{\sigma_E}{< E >} = \sqrt{\frac{E_{quantum}}{E}} \tag{II.46}$$

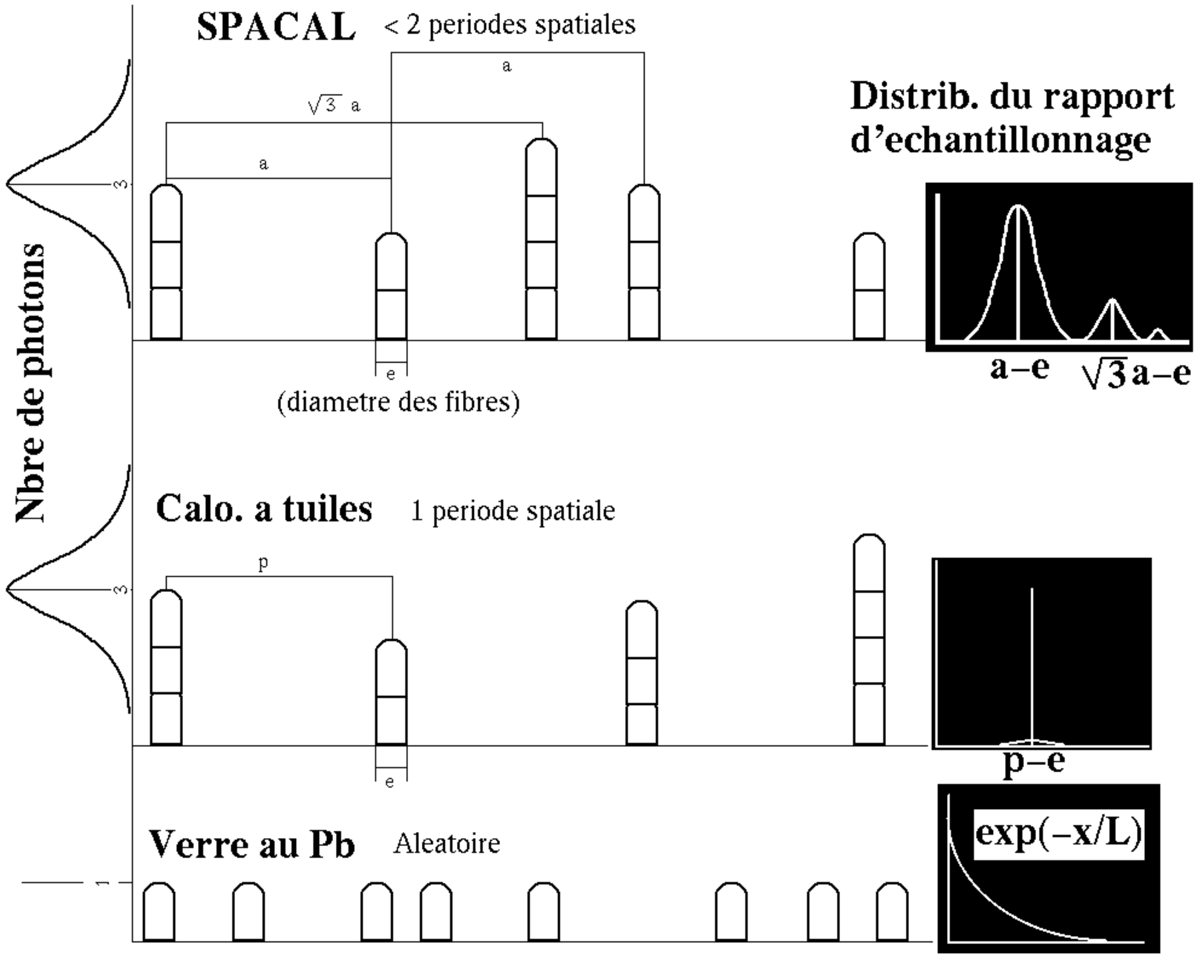


Figure II.13: Principe des dépôts quantifiés d'énergie pour un calorimètre plomb-fibres scintillantes, un calorimètre à échantillonnage régulier, et un calorimètre homogéne.

Afin de comparer l'importance de la production de lumière Čerenkov à celle produite par scintillation, on suppose que 100 eV sont nécessaires à la création d'un photon dans le plastique [15]. Une particule au minimum d'ionisation dépose en moyenne 2 MeV par cm. Par conséquent, le nombre de photons créés s'éléve à 20 000 par cm dans le verre au plomb.

Considérons maintenant les photons créés par effet Čerenkov. L'angle du cône est donné par:

$$\cos(\theta_c) \;=\; \frac{1}{\beta n} \tag{II.47}$$

En prenant $\beta = 1$ et n l'indice du verre au plomb égale à 1.2, on en déduit le nombre de photons créés par l'expression suivante [15]:

$$500 \sin^2\theta_c \;=\; 250\ photons/cm \tag{II.48}$$

Dans une fibre de 1 mm de diamètre, 6 photo-électrons sont produits par mm. Par rapport au 2000 créés par scintillation (en prenant une efficacite de PM égale à 10%), on a donc un rapport $\frac{6}{2000} = 0.3\%$. Par conséquent, 0.3% des photons sont dus à l'effet Čerenkov dans les fibres, en ayant négligé l'absorption de lumière dans les fibres.

Le cône Čerenkov est coupé par l'acceptance de la fibre, défini par l'angle de refraction totale entre le coeur et la gaine. Cet angle critique est en première approximation égal au rapport des deux indices. On en déduit l'efficacité suivante:

$$\frac{\pi\theta^2}{4\pi} \;=\; 2.5\% \tag{II.49}$$

L'efficacité quantique étant de l'ordre de 12 %, on obtient finalement une efficacité globale de 0.25 %.

Le calorimètre plomb-fibres scintillantes construit pour H1 a une résolution de $\frac{6\%}{\sqrt{E}}$, le quantum d'énergie détectable correspondant, est donc de 3.6 MeV. Le tableau II.3 extrait de la référence [35], montre d'autres résolutions des calorimètres homogènes. En introduisant la longueur minimale qu'une particule doit parcourir pour être détectée $L_{quantum}$ et la longueur totale L_{totale}, l'expression II.45 peut se mettre sous la forme:

$$\frac{\sigma_E}{< E >} \;=\; \sqrt{\frac{L_{quantum}}{L_{tot}}} \tag{II.50}$$

En prenant L_{tot}=11 cm, on en déduit $L_{quantum}$=2 mm. Deux paramètres spécifiques à la calorimétrie plomb-fibres scintillantes permettent une optimisation de la résolution en énergie: Il s'agit du diamètre des fibres scintillantes (Φ_{fibres}) et du rapport en volume plomb-fibres ($K_{Pb/fibres}$). La résolution peut alors s'exprimer sous la forme suivante:

$$\frac{\sigma_E}{< E >} \;=\; \alpha_e \;\times\; \frac{\sqrt{\Phi_{fibres} \times K_{Pb/fibres}}}{\sqrt{E}} \tag{II.51}$$

Le tableau II.4 résume les résolutions en énergie en fonction du diamètre des fibres et du rapport Pb/fibres obtenues en faisceau (voir le chapitre IV). On en déduit une valeur approchée de α_e.

Nature du milieu	NaI(TI)	BiGeO	SGC1-c verre scintillant	NE235A (liquide)	SF6 (verre Čerenkov)
Résolution	$\frac{2\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{1.5\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{2\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{9\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{6\%}{\sqrt{E}}$

Tableau II.3: Résolution de différents calorimètres homogènes

Diamètre des fibres	$K_{Pb/fibres}$	Résolution en énergie	$\alpha_e/\sqrt{GeV}$ en mm$^{-\frac{1}{2}}$
0.5 mm	2.1	$\frac{7.2\%}{\sqrt{E}}$	7.03
0.5 mm	4.0	$\frac{10.4\%}{\sqrt{E}}$	7.30
1.0 mm	1.8	$\frac{9.8\%}{\sqrt{E}}$	7.31

Tableau II.4: Evolution de la résolution en énergie en fonction du diamètre des fibres et du rapport en volume Pb/fibres.

L'introduction de fibres de diamètre de 0.5 mm permet ainsi d'améliorer considérablement la résolution. Les tests en faisceau décrits au chapitre IV, ont permis de confirmer le gain en résolution, en comparant les résultats obtenus avec des fibres de 1 mm de diamètre. Pour un rapport Pb/fibres constant, le terme d'échantillonnage peut théoriquement être diminué de près de 30%.

En diminuant le rapport Pb/fibres, on améliore de manière significative la résolution. Pour un diamètre de fibres constant égal à 0.5 mm, le passage d'un rapport 4 (utilisé pour certains prototypes), à 2.1 (retenu pour le calorimètre final), permet une diminution théorique du terme d'échantillonnage de 28%. Plus la quantité de fibres est importante, meilleur est le rendement quantique.

L'optimisation de ces paramètres est limitée par les contraintes de construction mécanique, la difficulté du montage augmentant lorsque les fibres ont un diamètre faible. De plus, en dessous d'une certaine valeur du diamètre, les particules ne sont plus détectées. La diminution de $K_{Pb/fibres}$ implique l'augmentation du nombre de fibres et la diminution de la quantité de plomb, ce qui entraîne une rigidité mécanique moins bonne. Finalement, la diminution du volume de plomb n'est possible que dans la limite où les gerbes restent contenues.

C. Effets instrumentaux sur la résolution

1. Effets de fuites

Les gerbes ne sont pas systèmatiquement contenues dans un calorimètre et une fraction de l'énergie peut ainsi être perdue. Dans le cas de fuites longitudinales, si on appelle f_E la fraction d'énergie perdue, on obtient le terme correctif suivant pour la résolution:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_\infty \times \left(1 + \frac{2f_E}{\sqrt{E}}\right) \qquad \text{(II.52)}$$

où $(\frac{\sigma_E}{E})_\infty$ représente la résolution dans un milieu infini. Un des effets sur la mesure de l'énergie lié à l'utilisation des fibres scintillantes est celui de canalisation. Cet effet se produit lorsqu'une particule pénètre directement dans une fibre, sans avoir au préalable interagit avec le plomb. Dans ce cas, la matière rencontrée est très peu dense et la gerbe va se développer tardivement dans le détecteur, au risque de ne pas être contenue.

2. Le terme constant

La relation II.45 donne une dépendance du signal reçu sous la forme:

$$S = a_{calib} \times E \tag{II.53}$$

La constante a_{calib} peut fluctuer du fait des variations de gain au cours du temps ou en fonction de la situation du point d'impact sur la face avant du calorimètre (voir la partie III.3 concerant les études d'uniformité). En considérant donc que cette constante peut présenter des fluctuations da_{calib}, on obtient pour les variations dS du signal, l'expression suivante:

$$dS = a_{calib} dE + E da_{calib} \tag{II.54}$$

En prenant $\sigma_S^2 =< dS^2 >$, on aboutit pour la résolution à l'expression suivante:

$$\left(\frac{\sigma_S}{< S >}\right)^2 = \frac{< dE^2 >}{E^2} + \frac{< da_{calib}^2 >}{a_{calib}^2} \tag{II.55}$$

qui peut se mettre sous la forme:

$$\frac{\sigma_S}{< S >} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \tag{II.56}$$

Les effets sur le terme constant b proviennent de la non-uniformité et de la calibration relative des différentes cellules. Ce terme va fortement dépendre de la qualité mécanique du module. Non seulement les choix initiaux du type de fibres vont influencer le résultat obtenu, mais plus encore la qualité du montage va intervenir d'une manière prépondérante sur le terme constant. La description des études d'uniformité est présentée dans la partie III.3.

II.3.4 L'identification des particules

A. Mesure de la position

Les calorimètres sont subdivisés en cellules élémentaires qui permettent de localiser le point d'impact et de mesurer les profils des gerbes. La précison sur ces mesures dépend essentiellement de la granularité du détecteur. On peut reconstruire la position d'une particule incidente, en utilisant un estimateur de position comme par exemple, l'estimateur barycentrique défini par:

$$\bar{u} = \frac{\sum_i u_i E_i}{\sum_i E_i} \tag{II.57}$$

où E_i est l'énergie mesurée dans la tour i et u_i la coordonnée de son centre suivant l'axe considéré (x ou y).

La segmentation longitudinale permet d'affiner la reconstruction en position. Lorsque la granularité du détecteur est insuffisante, un détecteur de pied de gerbes est placé en amont du calorimètre. Constitué de plusieurs couches de matière, il présente une granularité très fine. Cette technique doit permettre de séparer des gerbes très proches les unes des autres, et également de définir la direction incidente de la gerbe. Dans le cas du calorimètre plomb-fibres scintillantes de H1, ce rôle est partiellement tenu par les détecteurs arrières de traces (voir la chapitre I) et la matière morte.

La granularité peut s'évaluer par la quantité (θ représentant l'angle azimutal, Φ l'angle polaire):

$$\Delta\Phi \ \Delta\theta$$

En première approximation, on peut évaluer $\Delta\Phi$ et $\Delta\theta$ par $2\frac{R_M}{L}$ avec L la distance du point d'interaction au calorimètre et R_M le rayon de Molière.

B. La compensation

Nous avons vu dans la partie II.1.2 que les lois de dégradation de l'énergie des particules électromagnétiques et hadroniques sont différentes. La grande variété de particules engendre des fluctuations sur la résolution hadronique. Les fluctuations d'échantillonnage décrites dans la partie II.3.3, sont également une source d'erreurs. L'énergie non détectable pouvant représenter jusqu'à 40%, la résolution d'un calorimètre hadronique est moins bonne que celle d'un calorimètre électromagnétique.

Si l'énergie déposée des particules électromagnétiques est totalement mesurée proportionnellement à la fraction d'échantillonnage, seule une faible part de celle déposée par les hadrons est accessible à la mesure. On définit le rapport e/h par le rapport des énergies mesurées pour un électron et un hadron de même énergie initiale. Ce rapport est généralement inférieur à l'unité. La part la plus importante de l'énergie incidente étant emportée par les pions neutres entraîne une contribution supplémentaire à la résolution en énergie, dont la distribution présente alors une queue à basse énergie. Les variations de la résolution ne sont plus en $\frac{1}{\sqrt{E}}$ et on observe une réponse non-linéaire du détecteur. Un calorimètre dont le rapport e/h vaut 1 est dit "Compensant".

Obtenir un calorimètre compensant revient à obtenir la même réponse pour les particules hadroniques et électromagnétiques. Pour cela, il faudrait soit augmenter la réponse des premières, soit diminuer celle des secondes. Deux procédés permettent une augmentation de la composante hadronique:

- L'utilisation de l'uranium appauvri ^{238}U qui produit des photons et des neutrons supplémentaires par fission.
- L'utilisation d'un matériau actif hydrogéné qui permet de diminuer la variation de la fraction d'énergie transférée aux protons de recul, avec le rapport d'échantillonnage. L'ajustement de la contribution des neutrons au signal est ainsi possible en jouant sur le terme d'échantillonnage.

Il est également possible de diminuer la contribution de la partie électromagnétique en augmentant la quantité de milieu passif, dont le numéro atomique est plus important que celui du milieu actif. On va ainsi favoriser l'effet photo-électrique et les électrons créés vont pour la plupart rester dans le milieu passif du fait de leur faible libre parcours moyen. L'application de ce principe à la calorimétrie SPACAL, est relativement aisée. En jouant sur le diamètre des fibres ϕ_{fibre} et le rapport volumique Pb/fibres $K_{Pb/fibres}$, on peut obtenir un calorimètre sur-compensant ($e/h > 1$). Le tableau II.5 extrait de la référence [34] présente différentes valeur du rapport e/h en fonction de ces paramètres:

e/h	ϕ_{fibre} =0.5 mm	ϕ_{fibre} =1.0 mm
$K_{Pb/fibres}$ = 2:1	1.30	1.19
$K_{Pb/fibres}$ = 4:1	1.22	1.12

Tableau II.5: Rapport e/h pour différents diamètres de fibres et rapports Pb/fibres.

C. Séparation électrons-hadrons

La différence de développement longitudinal et transverse des gerbes décrit dans les parties II.2.1 et II.2.2, est exploitée pour identifier leur nature. Classiquement, le développement longitudinal est exploité en plaçant le calorimètre électromagnétique devant le calorimètre hadronique, utilisant ainsi le fait qu'une gerbe électromagnétique démarre tôt, elle est etroite et courte. En utilisant λ_I et X_0 pour caractériser les dimensions des deux types de gerbes, on peut définir un pouvoir de séparation approché pour un matériau (A, Z):

$$\frac{\lambda_I}{X_0} \simeq \frac{0.2Z^2}{A^{2/3}} \tag{II.58}$$

La tableau II.6 présente les valeurs de $\frac{\lambda_I}{X_0}$ pour différents rapports plomb/fibres du calorimètre SPACAL.

Rapport Plomb/fibres	$\frac{\lambda_I}{X_0}$
$K_{Pb/fibres}$ = 2.1	27.5
$K_{Pb/fibres}$ = 3.0	28.8
$K_{Pb/fibres}$ = 4.0	29.2

Tableau II.6: $\frac{\lambda_I}{X_0}$ pour différents rapports Pb/fibres.

L'amélioration de la séparation est également possible en plaçant un détecteur de pieds de gerbes devant le calorimètre. Les limites de la méthode de séparation électrons-pions proviennent de la réaction d'échange de charge:

$$\pi^- p \longrightarrow \pi^0 n \quad \text{ou} \quad \pi^+ n \longrightarrow \pi^0 p$$

Les π^0 de basse énergie ainsi produits, vont induire une gerbe électromagnétique qui va contaminer le signal.

La calorimétrie plomb-fibres scintillantes est bien adaptée à la séparation électrons-pions. En effet, la souplesse proccurée par les deux paramètres Φ_{fibres} et $K_{Pb/fibres}$, permet de jouer sur la densité du matériau et d'optimiser le rapport λ_I/X_0. On peut ainsi concevoir un détecteur adapté à la reconnaissance des gerbes électromagnétiques, et des gerbes hadroniques, constitué par le même matériau. Enfin, le système de récupération du signal par fibres au coeur même de la gerbe permet de concevoir un détecteur intégrant dans le même bloc les parties électromagnétiques et hadroniques de manière continue. Cette méthode est décrite dans la partie III.2.2 et les résultats obtenus sont présentés dans la chapitre IV.

II.4 Conclusion

L'introduction des fibres scintillantes dans la calorimétrie permet d'en optimiser les performances: Le diamètre des fibres et le rapport plomb-fibres scintillantes sont deux nouveaux paramètres sur lesquels il est possible de jouer pour obtenir un matériau composite dense et scintillant.

La séparation électrons-pions nécessaire à l'identification de l'électron diffusé dans le calorimètre arrière de H1, est optimisée en jouant sur le rapport λ_I/X_0. Le terme d'échantillonnage de la résolution en énergie peut être diminué par l'utilisation de fibres dont le diamètre est de 0.5 mm. Une bonne uniformité de la réponse engendre un terme constant faible. La granularité fine doit permettre une reconstruction optimum en position.

La calorimétrie à fibres scintillantes de 0.5 mm de diamètre, permet des performances équivalentes, à celle utilisant des cristaux. La construction du détecteur présentée dans le chapitre suivant va fournir des contraintes supplémentaires, la difficulté et le coût de fabrication des cristaux Čerenkov, donnant l'avantage à la calorimétrie SPACAL.

Chapitre III

Conception mécanique du calorimètre SPACAL-H1

Le choix du type de calorimètre, sa conception ainsi que les méthodes de fabrication ont été guidés d'une part par les objectifs de physique présentés au chapitre I et d'autre part par l'environnement existant du détecteur H1. Afin d'augmenter le domaine en Q^2, la couverture angulaire doit atteindre les 177°. La résolution doit être meilleure que 2 % à 30 GeV. La suppression du bruit de fond dû aux collisions du proton incident avec le gaz résiduel du tube à vide nécessite un détecteur rapide, de résolution meilleure que 1 ns. Une bonne identification des électrons doit permettre de les séparer des hadrons de photoproduction. Ce calorimètre doit également pouvoir mesurer l'énergie de hadrons de quelques GeV. Il doit être opérationnel dans un champ magnétique de 1.2 Tesla.

La considération de l'ensemble de ces critères a conduit la collaboration à choisir la technique plomb-fibres scintillantes[1], également appelé SPACAL[2], le calorimètre arrière de H1 prenant la dénomination "SPACAL-H1". La conception et la construction mécanique du calorimètre SPACAL se sont déroulées en parallèle avec l'étude de ses performances. Entre la lettre d'intention et la mise en fonctionnement deux années et demi se sont écoulées. Pendant cette période, les méthodes de fabrication ont été améliorées en fonction des résultats des tests effectués sur banc (voir la partie III.9) et par l'intense activité d'étude en faisceau à DESY et au CERN (chapitre V).

III.1 Les critères de choix

La fonction de temps de vol que doit remplir le calorimètre implique l'utilisation d'un détecteur rapide. Cette exigence élimine les calorimètres à argon liquide. Le temps de collection des charges est en effet trop long pour permettre une mesure de temps avec une résolution meilleure qu'une nano-seconde[3]. Pour la même raison, les détecteurs à lumière utilisant une

[1] proposée à la collaboration par Etienne Barrelet en 1991

[2] SPAghetti CALorimeter

[3] Des tests récents en faisceau ont cependant montré qu'il était possible d'obtenir une précision en temps de 1 ns à 1 GeV grâce à une électronique adaptée

lecture par photo-diode, comme c'est le cas de l'ancien calorimètre arrière de H1, ne peuvent être retenus.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la calorimétrie plomb-fibres scintillantes utilisant des fibres de 0.5 mm de diamètre et celle à base de cristaux présentent des caractéristiques équivalentes et des performances compatibles avec le cahier des charges de l'amélioration de la partie arrière de H1.

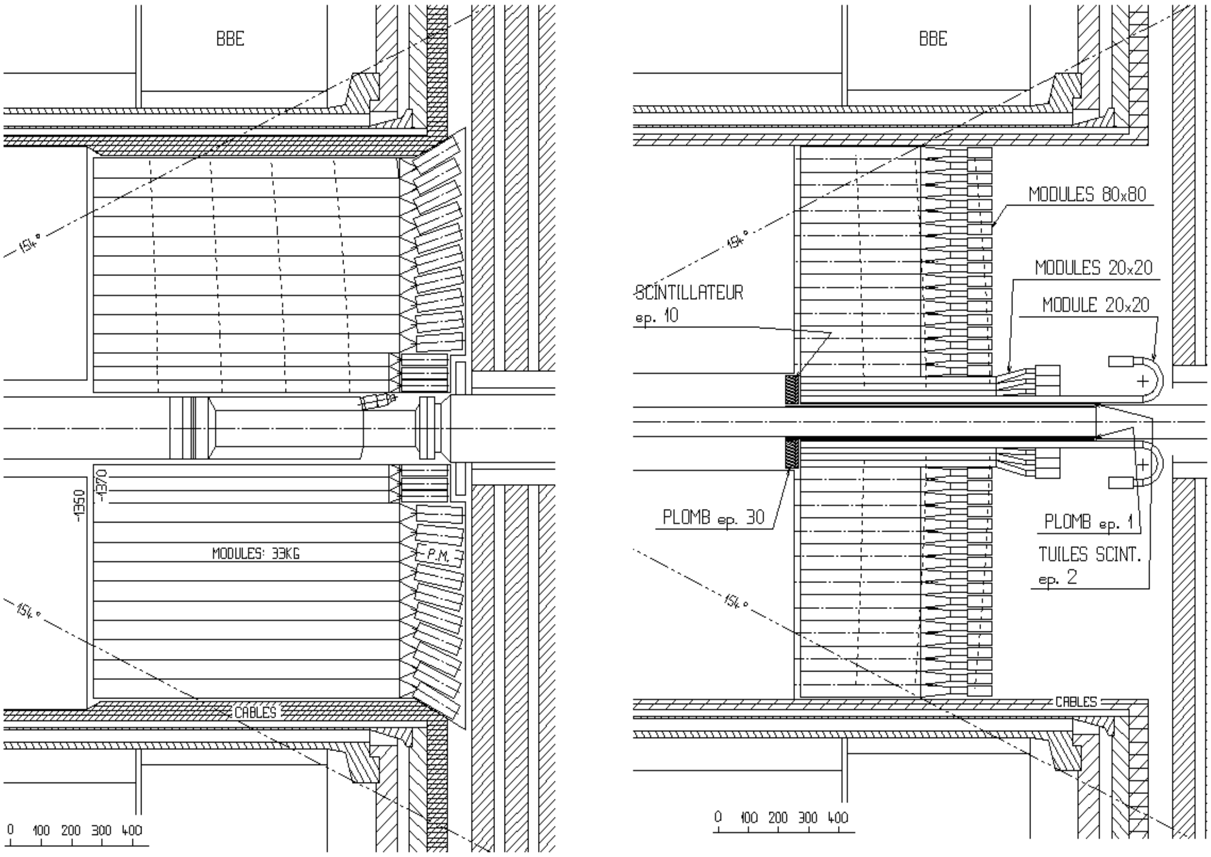
Deux configurations mécaniques peuvent être envisagées pour la structure du calorimètre: Une première configuration représentée sur la figure III.1 comporte une seule roue. Dans ce cas, seul un milieu constitué de fibres scintillantes est envisageable. Les cristaux ne permettent pas de par leur nature, une segmentation longitudinale dans le cas d'un détecteur constitué d'un seul bloc. Par contre, la technique SPACAL rend possible par l'utilisation de deux longueurs différentes de fibres, une segmentation longitudinale (figure III.4). Le problème provient alors du poids du calorimètre dans le cas où l'ensemble de la région arrière est instrumentée (figure III.1.a). Pour palier à cette difficulté, la longueur du calorimètre est diminuée (figure III.1.b). Cette alternative permet de conserver un compteur de temps de vol indépendant pour la détection des particules au minimum d'ionisation (300 MeV) nécessaire à la physique des saveurs lourdes. Nous avons pu montrer la faisabilité d'un tel détecteur à deux longueurs de fibres. La collaboration a donc choisi une configuration constituée de deux roues indépendantes, le calorimètre devant alors remplir la fonction de compteur de temps de vol pour les particules au minimum d'ionisation.

Une fois résolus les problèmes d'efficacité quantique pour le cristal et ceux de fabrication de plaques de plomb d'épaisseur de 0.25 mm pour SPACAL, le passage d'une résolution à 30 GeV, de 10 % avec l'ancien calorimètre, à 2 % avec le nouveau, est rendu possible par les deux options. Dans les deux cas, la principale difficulté à surmonter est la maîtrise de la pré-amplification des signaux de photomultiplicateur. Nous aborderons cette question au chapitre V.

La difficulté de fabrication des cristaux et le coût de leur construction, ont fini par donner l'avantage à la technique SPACAL.

Néanmoins, ce choix s'accompagnait de la nécessité de mettre au point une technique non encore utilisée sur d'autres expériences. Les travaux de recherche et développement du groupe RD1, effectués dans le cadre de l'expérience ATLAS, ont permis la mise en évidence des problèmes de non-uniformité (de l'ordre de 2 %). Cet aspect fût l'une des difficultés principales à surmonter, la non-uniformité souhaitée s'élevant à 1.5 %. La partie III.3 aborde cette question.

L'utilisation de fibres induit un effet de canalisation, se traduisant par la pénétration des particules directement dans la fibre, sans interaction préalable avec le plomb. Les tests en faisceau ont montré que l'angle de canalisation s'élève à 3° (chapitre IV), correspondant à la région du tube à vide et à la limite du détecteur, ce qui par conséquent n'affecte pas les performances. Le fait d'atteindre cette région angulaire est possible car la technique SPACAL permet de concevoir des modules de forme particulière (figure III.3).



(a) Solution optimale pour la partie hadronique, mais posant des problèmes de support mécanique dus au poids (8 tonnes).

(b) Solution légére (4 tonnes) permettant la conservation du système TOF.

Figure III.1: Structure longitudinale de calorimètre arrière de H1 dans la configuraion à une roue segmentée longitudinalement par deux longueurs différentes des fibres. Cette alternative n'a pas été retenue.

III.2 Méthodes de fabrication

On doit tenir compte dans la conception du futur calorimètre arrière de H1, de contraintes spatiales dues à sa mise en place dans un détecteur déjà existant, sa longueur étant limitée par la place disponible. La partie plomb-fibres étant privilégiée, les fouets de fibres doivent être les plus courts possible, sans pour autant augmenter la courbure au point d'endommager les fibres ou d'induire des pertes de lumière par transmission dans les gaines. La pression exercée par le poids de l'ensemble peut ecraser les fibres et ainsi induire des effets de non-uniformité (voir la partie III.9).

III.2.1 Description générale

Le futur calorimètre arrière de H1 est constitué de deux sections longitudinalement indépendantes. Une première section électromagnétique constituée de 1192 cellules, utilise des fibres de 0.5 mm de diamètre émettant dans le bleu et dont les extrêmités sont aluminisées. La longueur des plaques de plomb est de 25 cm. Les fouets de fibres sont formés sur 8 cm. Chaque cellule présente une section carrée de 40.5×40.5 mm^2.

La seconde section hadronique, indépendante de la première, comporte 136 cellules. Les fibres ont 1 mm de diamètre, elles émettent également dans le bleu, leurs extrêmités sont aluminisées. Les plaques ont une longueur de 25 cm. Chaque cellule présente une section carrée de 120×120 mm^2.
Le tableau III.1 résume les principaux paramètres de ces deux sections.

Paramètre	section électromagnétique	section hadronique
Rapport plomb/fibres	2.1	4.0
diamètre des fibres	0.5 mm	1.0 mm
type de fibres (Bicron BCF-12)	bleue, extrêmités aluminisées	bleue, extrêmités aluminisées
Longueur de radiation	9.1 mm	7.2 mm
Rayon de Molière	2.55 cm	1.95 cm
Longueur d'interaction	25 cm	20 cm
Longueur des plaques	25 cm	25 cm
Couverture angulaire	$\leq$ 177.5°	$\leq$ 178°
Résolution angulaire	$<$ 1 mrad	
Précision temporelle	$<$ 1 nsec	$<$ 1 nsec
Nombre de cellules	1192	136
Section des cellules	40.5×40.5 mm^2	120×120 mm^2

Tableau III.1: Paramètres du calorimètre SPACAL-H1.

La structure générale du nouveau calorimètre arrière est présentée sur la figure III.3. Outre la partie principale, cette structure se compose d'une cheminée et d'un module d'insertion près du tube à vide, comme cela est schématisé sur la figure III.3. La figure III.2 est une coupe transversale du calorimètre, sur laquelle apparaît la partie électromagnétique, suivie de la partie hadronique.

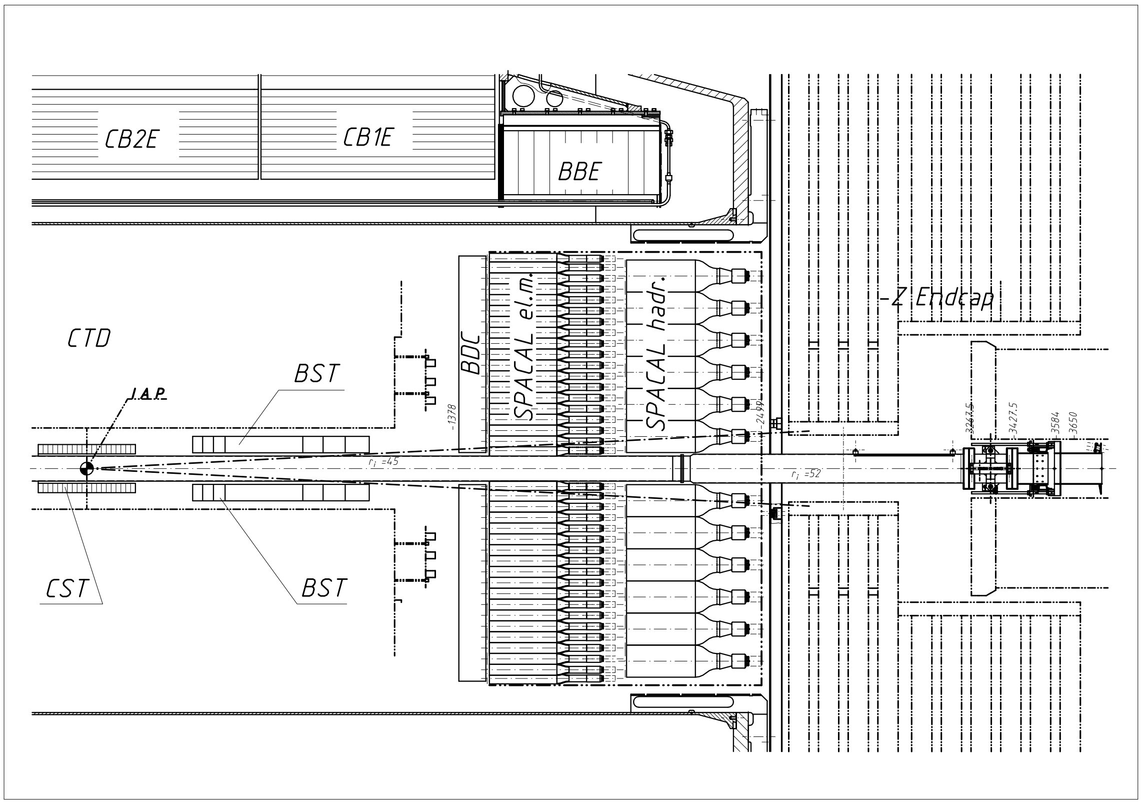
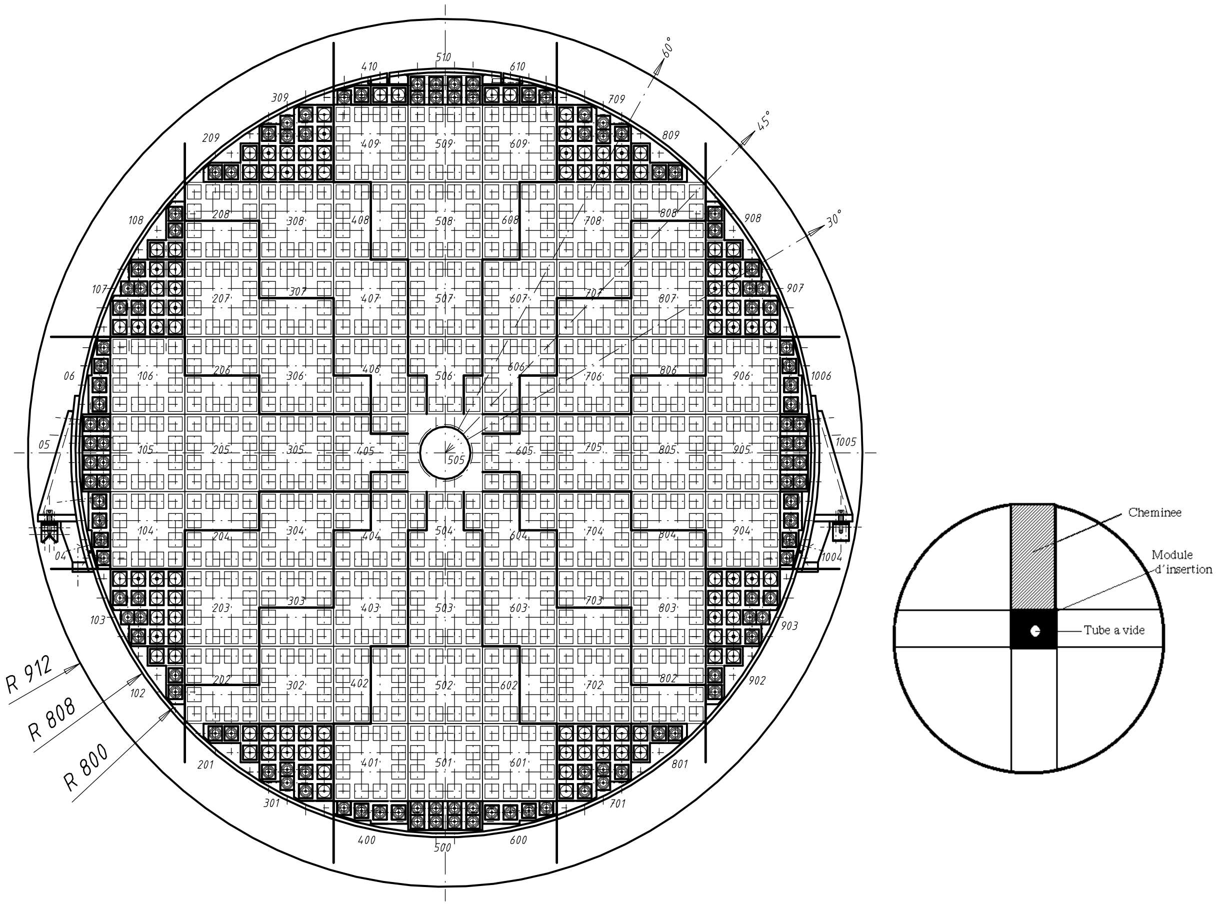


Figure III.2: Structure longitudinale du nouveau calorimètre arrière de H1. La partie dénommée " SPACAL el.m." correspond à la partie électromagnétique. La partie dénommée " SPACAL hadr." correspond à la partie hadronique. La différence de granularité de ces deux parties apparaît nettement.



(a) Vue générale dans le plan $r\phi$

(b) Schéma situant la cheminée et le module d'insertion

Figure III.3: Structure transverse du nouveau calorimètre arrière de H1. La cheminée et le module d'insertion sont schématisés sur la figure b.

III.2.2 Construction

Les procédés de fabrication décrits concernent les modules constituant le calorimètre arrière ainsi que ceux utilisés pour la construction d'un prototype à deux longueurs de fibres, permettant la configuration à une roue décrite précédemment.

A. Méthode de fabrication des plaques de plomb

Le plomb utilisé contient approximativement 1% d'impuretés diverses et 2 à 3 % d'antimoine (Sb) qui permet d'obtenir une meilleure rigidité des plaques, le taux d'antimoine optimum étant de 2.7%. De part la rigidité accrue, les plaques sont plus facilement manipulables et usinables, ce qui améliore les tolérances mécaniques. Plusieurs techniques de fabrication des plaques de plomb ont été étudiées et développées.

L'extrusion: Les rainures sont formées par un piston qui pousse la matière vers l'extérieur de la plaque. Les études de faisabilité ont montré que les contraintes mécaniques entraînaient une cassure de l'outil.

Le moulage: Le plomb est coulé dans un moule qui présente la forme de la plaque rainurée. Cette technique n'a pas été retenue à cause de son coût élevé et du fait de la difficulté à extraire la plaque du moule.

Par pression: Une presse est appliquée sur la plaque de plomb afin de former les rainures. Les tolérances demandées n'étaient pas compatibles avec celles obtenues par ce procédé, du fait de la nécessité d'avoir un certain jeu pour pouvoir extraire la plaque de la presse.

Le fraisage: Cette technique d'usinage des plaques de plomb consiste à former les rainures, en faisant passer une fraise sur toute la longueur de la plaque. Les rainures obtenues sont de la largeur de l'outil. Cette méthode donne de bons résultats au niveau des tolérances. Elle a été utilisée pour la construction des prototypes. Par contre, son coût élevé n'a pas permis de la retenir pour la production en grande série, pour le détecteur final. Les plaques de plomb rainurées sont fabriquées par la société " L'Usinage Programmé". Le contrôle de la qualité est effectué au laboratoire. Ce contrôle concerne les tolérances mécaniques sur la flèche de la plaque, la linéarité et la largeur des rainures.

Le roulage: Il s'agit ici, de faire passer un rouleau denté sur les plaques de plomb. Ce rouleau présente une structure rainurée inverse à celle souhaitée pour les plaques. Le passage du rouleau creuse la plaque et forme ainsi les rainures. Les copeaux de matière sont rejetés vers l'arrière. L'inconvénient majeur de cette technique provient de la difficile mise au point de l'outil qui demande un investissement financier trop important pour une fabrication en petite quantité. Par contre, elle s'avère être la meilleure technique pour une production de masse, tant au niveau de la fiabilité qu'au niveau du coût, où elle devient plus intéressante que la technique précédente. Cette technique est donc celle employée pour la construction du détecteur final. Une machine a spécialement été étudiée et construite par le centre de DESY, pour cette fabrication. Constituée de deux rouleaux, le premier permet d'aplanir les plaques, le second forme les rainures. Cette machine permet également un contrôle systématique et automatique de la qualité des plaques.

B. Procédure de montage du prototype fibres courtes-fibres longues

Les fibres sont placées une par une dans les rainures des plaques. Elles sont ensuite collées sur une dizaine de millimètres, du côté des fouets. La référence [37] décrit en détail le procédé de fabrication, le matériel et les matériaux utilisés.

Les plaques de plomb avec leurs fibres sont empilées en alternant une plaque ne comportant que des fibres longues et une autre comportant des fibres courtes et des fibres longues. Les fouets de fibres sont constitués au fur et à mesure de l'empilement des plaques, en étalant une fine couche de colle teintée noire au niveau des supports de fouets, ainsi que sur les fibres déjà en place afin d'éviter des fuites lumineuses et l'entrée de lumière parasite. La figure III.4 montre l'installation des fibres dans les rainures des plaques.

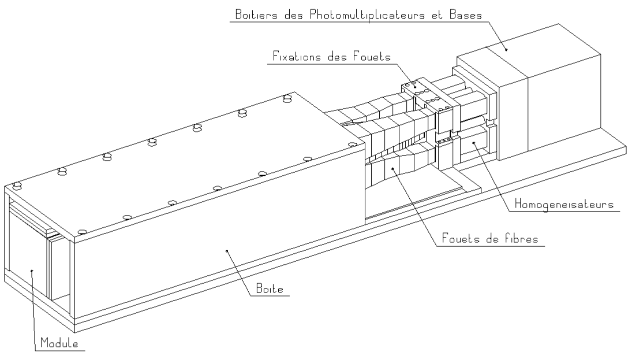
Afin d'obtenir une face avant la plus uniforme possible, on effectue un moulage de cette face sur quelques millimètres, en la plaçant dans un moule métallique pour y faire pousser un polymère qui va atténuer les aspérités. Une fois la polymérisation terminée, on obtient une face avant compacte, facilement usinable. On peut fraiser l'extrémité des fibres noyées dans la colle. Une vérification sous binoculaire permet de constater que la section des fibres est régulière et que la face avant ainsi obtenue, présente une bonne uniformité mécanique. Ce procédé n'est possible qu'en l'absence de miroirs aux extrémités des fibres.

Les fibres de chaque cellule élémentaire sont regroupées en fouet. Le signal lumineux est extrait par un guide de lumière et transporté jusqu'à la photocathode d'un photomultiplicateur. Nous verrons dans la partie III.3 que le rôle essentiel du guide est d'assurer une meilleure collection de la lumière et d'obtenir un mélange de la lumière en sortie. C'est pourquoi ce guide de lumière est aussi appelé *mélangeur de lumière*.

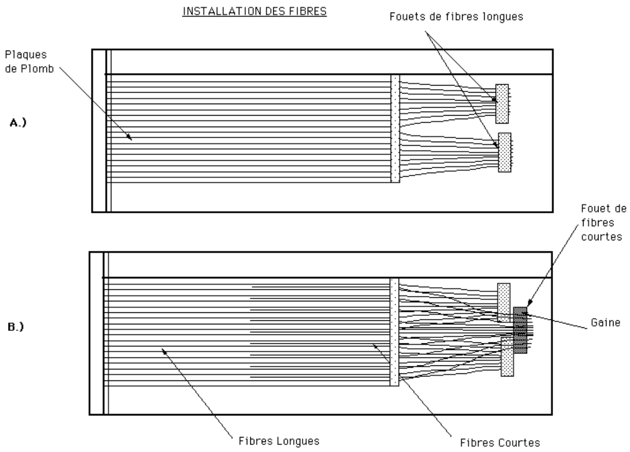
B. Procédure de montage des modules SPACAL-H1

Les plaques rainurées équipées de fibres sont empilées les unes sur les autres pour constituer un module. La figure III.5 montre une coupe transverse des plaques rainurées équipées de fibres. Un module qui constitue l'entité élémentaire mécanique, est constitué de deux cellules de $40.5 \times 40.5 \times 250$ mm^3 (figure III.6). Les fibres sont collées sur une longueur de 2 cm avec de la colle teintée noire. Les fouets de fibres sont formés sur une distance de 85 mm. Les travaux de recherche et développement ont montré que la pression mécanique sur les fibres, au niveau des bords des cellules engendrait des non-uniformités locales. En conséquence, la pression exercée sur les modules au cours de leur fabrication, n'a jamais dépassé 1.5 tonnes. Cette pression correspond à celle maximale induite par le poids du détecteur entièrement monté. Toutes les contraintes mécaniques sont perpendiculaires aux surfaces du module et sont absorbées dans la matrice plomb-fibres.

Les fouets de fibres sont couplés à des mélangeurs de lumière, par l'intermédiaire d'une lame d'air. La forme de ces mélangeurs est troncoïdale de manière à être ajustée aux photocathodes des photomultiplicateurs.



(a) Le module fibres courtes - fibres longues.



(b) Les fibres scintillantes installées dans les plaques de plomb.

Figure III.4: Le module fibres courtes - fibres longues (a). Les fibres scintillantes installées dans les plaques de plomb sont ensuite regroupées en fouets (b). Les plaques ne comportant que des fibres longues alternent avec celles comportant des fibres longues et des fibres courtes. Deux fouets de fibres longues sont constitués par plaque, sur chaque demi-hauteur du module, soit quatre fouets de fibres longues. Un fouet unique de fibres courtes, est constitué pour l'ensemble du module.

Les modules sont ensuite regroupés par huit pour former un super-module (voir la figure III.8). Chaque super module comporte 4 × 4 cellules pour la partie électromagnétique. Un boitier commun contenant les seize mélangeurs de lumière et les seize photomultiplicateurs équipe chacun d'entre eux. Il sont ensuite entourés par une fine peau de 0.1 mm d'épaisseur en aluminium. L'alimentation haute tension est commune aux seize photomultiplicateurs d'un super module, grâce à une carte de répartition programmable.

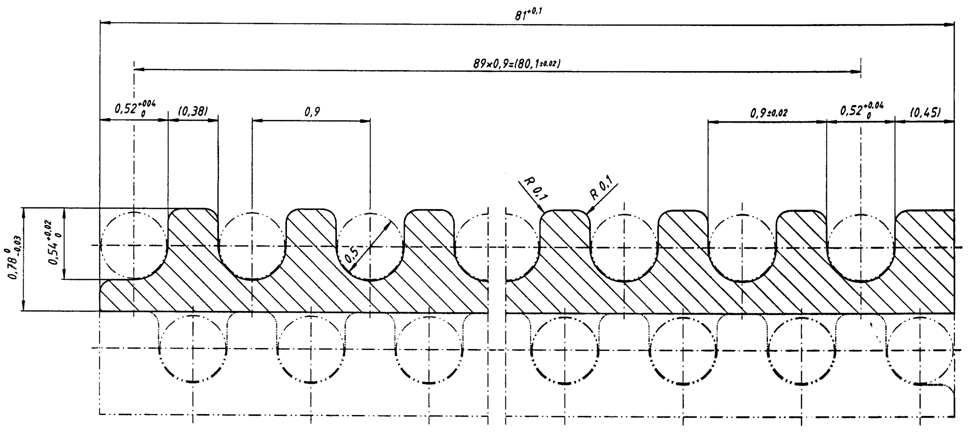


Figure III.5: Les plaques rainurées équipant le calorimètre SPACAL-H1.

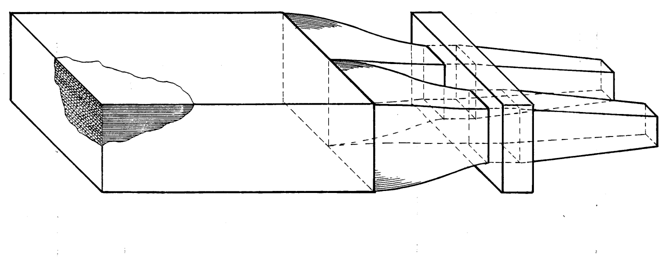


Figure III.6: Un module élementaire contenant deux cellules du calorimètre SPACAL-H1.

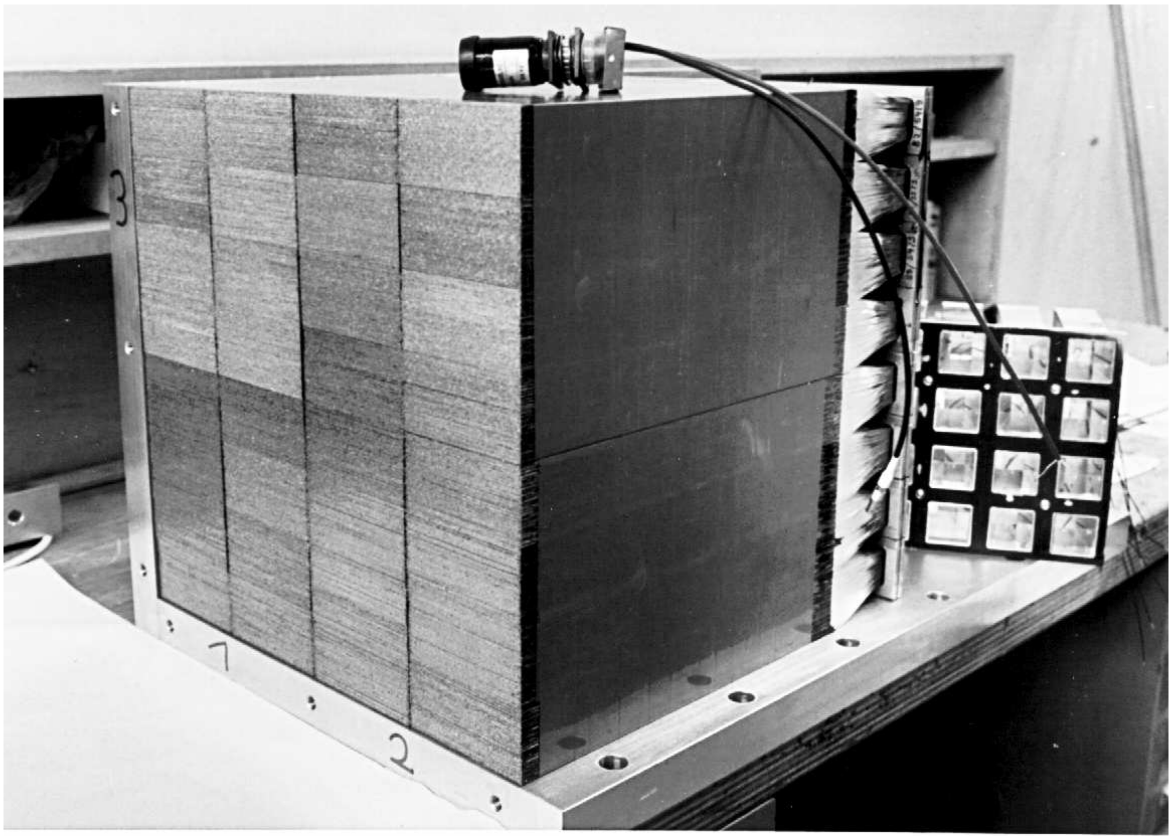


Figure III.7: Sous-structure de la partie électromagnétique du calorimètre, composée de quatre super-modules ayant chacun 4×4 cellules. Les fouets de fibres sont visibles dans la partie arrière. En arrière plan le bloc contenant les seize mélangeurs de lumière et les seize phtomultiplicateurs. Sur le module est diposé un des photomultiplicateurs.

III.3 Optimisation des performances par mesure sur banc test

La valeur du terme constant de la résolution dépend fortement de l'uniformité du détecteur. Une particule ayant une énergie fixée et pour une direction incidente donnée, doit déposer dans le calorimètre la même quantité d'énergie quelque soit son point d'impact. La réalité de la construction mécanique ne permet pas d'atteindre totalement ce résultat (le terme constant de la résolution ne sera jamais strictement nul). Par contre, un certain nombre d'effets doivent être compris et corrigés. La non-uniformité résiduelle doit être identifiée, pour pouvoir éventuellement être corrigée hors ligne. C'est avec ces objectifs qu'un banc de tests a spécialement été conçu ([44]). Initialement développé dans le cadre des travaux de recherche et développement au sein de la collaboration ATLAS travaillant sur la calorimétrie plomb-fibres scintillantes (RD1), il fut ensuite utilisé dans le cadre des études préliminaires pour l'amélioration de la partie arrière de H1. Il a finalement contribué au contrôle systématique de la qualité mécanique de l'ensemble des modules construits pour le calorimètre arrière de H1.

Ce banc est représenté schématiquement sur la figure III.9. Il utilise une source radioactive de Strontium 90, dont l'activité est de 1 milliCurie, correspondant à une énergie de 546 KeV. Cette source est contenue dans un cylindre, dont l'extrémité présente une ouverture collimée. Elle est placée sur un support commandé par un moteur permettant un déplacement horizontal et vertical. Ce système est visible sur la figure III.8, sur laquelle est également montré un des modules testés.

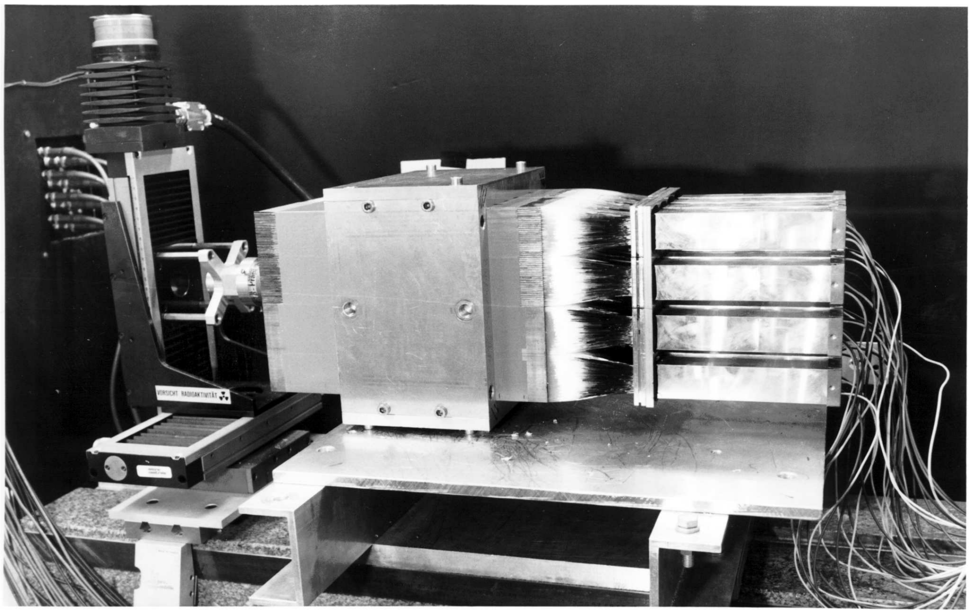


***Figure III.8:** Le système de déplacement de la source radioactive permettant de tester l'uniformité des modules SPACAL. Le super-module en position de test, comporte 4×4 cellules élémentaires. Les fouets de fibres, constitués sur 85 mm, sont noircis du côté des mélangeurs de lumière.*

L'éclairement constant de la face du module par la source produit un courant permanent débité par le photomultiplicateur. Ce courant est lu par un pico-Amperemètre. L'ensemble du banc est géré par un ordinateur Mac Intosh, avec une interface GPIB. Cette gestion concerne le déplacement de la source, la lecture du courant et un premier traitement de l'information.

L'uniformité de l'ensemble d'un module provient des différents éléments qui le composent. Afin d'optimiser les choix des différentes sous structures, une étude du système de lecture composé des mélangeurs de lumière et des photomultiplicateurs est d'abord présentée. L'uniformité de modules complets est ensuite étudiée.

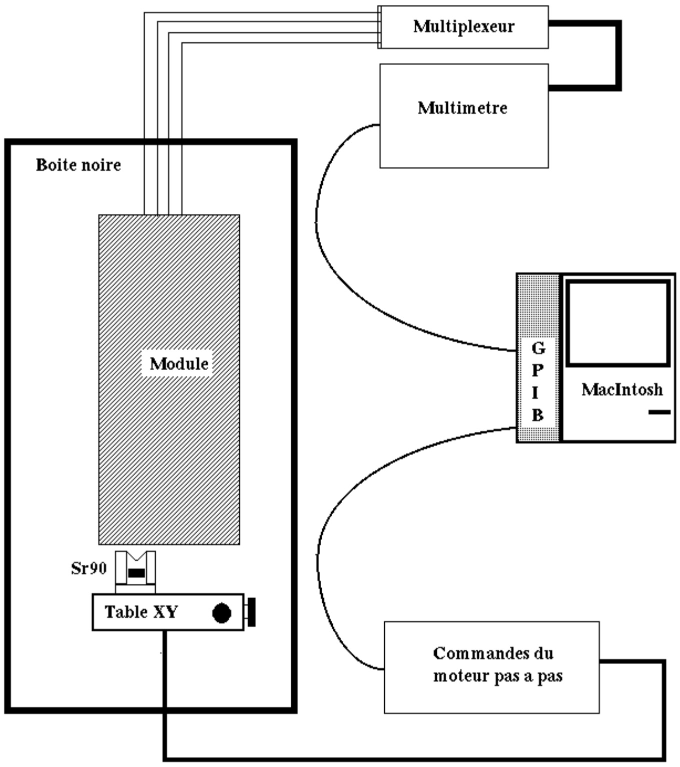


Figure III.9: Le banc de test d'uniformités des modules SPACAL développé au LPNHE Paris. Ce banc permet une étude locale de l'uniformité au niveau des fibres ainsi qu'un contrôle de la qualité de la construction.

III.3.1 Uniformité du système de lecture

A. Les mélangeurs de lumière

Deux types d'uniformité peuvent être définis pour les mélangeurs de lumière: La première concerne la répartition de la lumière sur la face arrière du mélangeur, pour un point d'impact fixé sur la face avant. La seconde est obtenue en faisant varier la position du point d'impact sur la face avant, la lumière récoltée en sortie en une région donnée devant rester constante. Ce second type d'uniformité est étudié ici.

Une simulation a permis de mettre en évidence les paramètres qui interviennent de manière prépondérante pour l'uniformité des mélangeurs de lumière [43]. En utilisant les lois de l'optique classique de Descartes, cette étude a montré que la forme de la face avant du mélangeur ainsi que sa longueur sont les deux paramètres à considérer.

Un autre paramètre qui n'avait pas été simulé est la matière du mélangeur. La figure III.10 représente quatre cartographies de mélangeurs de lumière: Les deux cartes du haut concernent des mélangeurs carrés, le premier étant en altuglas[4] et le second en plexiglas[5]; les deux cartes du bas concernent des mélangeurs héxagonaux dans les mêmes matières que les précédents.

Caractéritiques des mélangeurs		Uniformité $\frac{\sigma_{unif}}{A_{unif}}$
Forme	Matière	
Carrée	Altuglas	2.3%
Carrée	Plexiglas	2.0%
Hexagonal	Altuglas	36.7%
Hexagonal	Plexiglas	19.4%

Tableau III.2: Uniformité des mélangeurs de lumière.

L'uniformité obtenue pour ces trois types de mélangeurs est résumée dans le tableau III.2. Ces résultats confirment ceux obtenus par simulation. La forme carrée est celle qui optimise l'uniformité, la forme hexagonale donne des résultats nettement moins bons quelle que soit la matière utilisée. Des mélangeurs à faces circulaires ont été simulés. L'uniformité obtenue est encore moins bonne. Pour un mélangeur carré, les simulations donnent une longueur optimale égale à deux fois la diagonale de la face d'entrée. Afin d'optimiser la collection de lumière, la forme des mélangeurs retenue est troncoïdale. De forme carrée du coté du fouet de fibres, la face du côté des photocathodes est circulaire.

[4] Verre acrylique coulé, $n = 1.491$
[5] Verre acrylique étiré biaxialement, $n = 1.493$

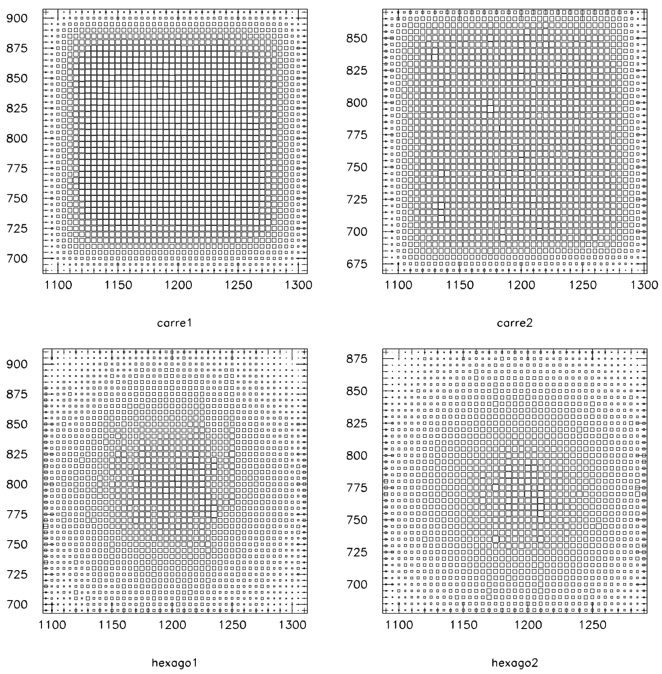
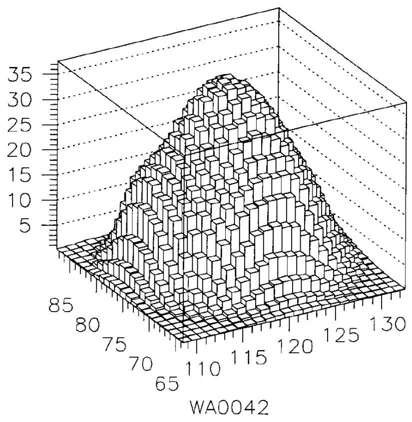


Figure III.10: Balayage des mélangeurs de lumière: Les deux cartes du haut concernent des mélangeurs carrés, le premier étant en altuglas et le second en plexiglas; les deux cartes du bas concernent des mélangeurs héxagonaux dans les mêmes matières que les précédents.

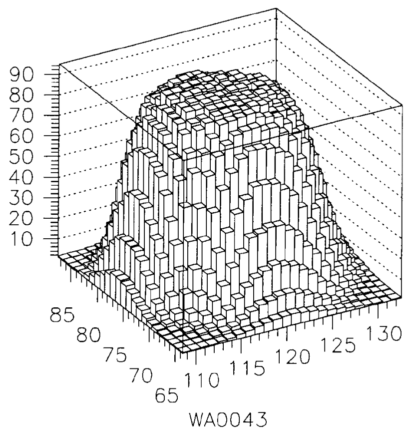
B. Les photocathodes des photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs utilisés ont été spécialement conçus pour ce projet. Ils ont été développés par l'entreprise Hamamatsu et sont décrits dans la partie V.1.1. Dans le cadre des études sur l'uniformité, nous avons testé celle des photocathodes des photomultiplicateurs. La figure III.11 montre les cartographies obtenues pour quatre d'entre eux.

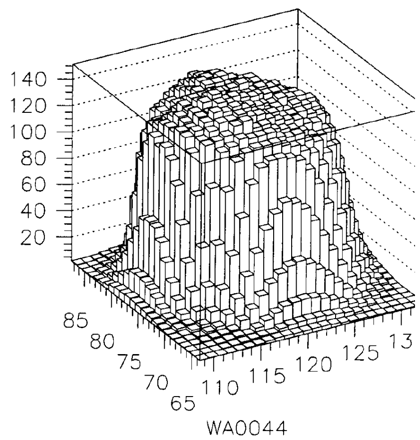
On peut constater sur ces figures que la surface utile des photocathodes, n'est pas identique d'un photomultiplicateur à l'autre. Si dans le cas du PM WA0043, le résultat est satisfaisant, celui obtenu pour la référence WA0042, est incontestablement insuffisant. Ces cartographies ont été obtenues en balayant directement devant la photocathode une fibre scintillante reliée à la source radioactive. Les mélangeurs de lumière homogénéïsent la réponse. Ainsi, en ayant choisi le type de mélangeur le plus performant et en rejetant les photomultiplicateurs dont l'uniformité de la photocathode est insuffisante, on optimise le rôle de la partie lecture.



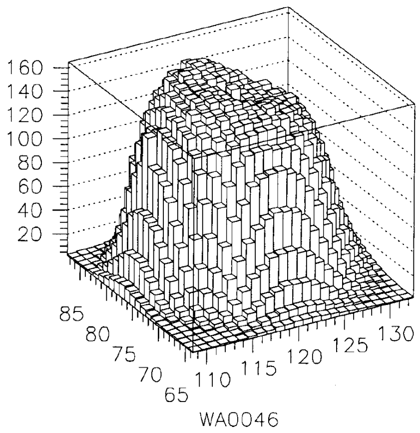
(a) Photomultiplicateur wa0042.



(b) Photomultiplicateur wa0043.



(c) Photomultiplicateur wa0044.



(d) Photomultiplicateur wa0046.

Figure III.11: Balayage des photocathodes des photomultiplicateurs.

III.3.2 Uniformité des modules SPACAL

Pour chaque prototype construit, une étude de l'uniformité de la face avant a été effectuée. Les effets dus aux non-uniformités des photocathodes et des mélangeurs de lumière, ont été éliminés en optimisant la forme et la matière des mélangeurs de lumière et en ne sélectionnant que les photomultiplicateurs dont la photocathode est suffisamment uniforme.

Concernant l'uniformité de la partie plomb-fibres, on a pu mettre en évidence un certain nombre de paramètres qui influent sur les résultats obtenus. L'usinage des extrémités de fibres peut les endommager, de même leur position par rapport à la face du module ou au sein du fouet de fibres peut se traduire par un écrasement plus ou moins prononcé. La source de non-uniformité la plus importante est due à la pression exercée par le poids du module, sur les fibres périphériques d'une cellule. L'étude qui est présentée ici concerne un module prototype du calorimètre SPACAL-H1. Il comporte 3×3 cellules, de section 40×40 mm^2. Trois types de balayages ont été effectués:

-a. Balayage de la cellule centrale du module, avec un pas de 1 mm, la distance entre la source et le module est de 1 cm.

-b. Balayage de la cellule adjacente à la cellule centrale du module, avec un pas de 1 mm, la distance entre la source et le module est de 1 cm.

-c. Balayage fin d'une partie de la cellule centrale du module, avec un pas de 0.5 mm, la distance entre la source et le module est de 0.3 cm.

La figure III.12 représente les types de cartographies effectuées sur ce module. Le temps nécessaire à ce type de prise de données est suffisamment long pour être sensible à des fluctuations temporelles de courants dans les photomultiplicateurs et donc fausser la réponse moyenne en un point donné. On normalise les valeurs obtenues à un point de référence, pour lequel on mesure périodiquement la réponse. Avant le balayage d'une rangée horizontale, on mesure la valeur de la réponse au centre du module, on enregistre les valeurs de cette rangée normalisée à la réponse au centre du module. L'opération est répétée pour chaque rangée, sur l'ensemble du module.

Le premier balayage (-a.), représenté sur la figure III.13.a, concerne la cellule centrale du module. Il a été effectué avec un pas de 1 mm. La distance entre la source et la face avant du module est de 1 cm. L'uniformité obtenue est de 2.3 %. La queue aux basses valeurs est due aux effets de bord.

La figure III.13.b concerne toujours la cellule centrale, le balayage n'étant effectué que sur la partie centrale, avec un pas de 0.5 mm (balayage -c.). On obtient ainsi une cartographie fine de la structure de la face avant. Les fibres ayant un diamètre de 0.5 mm et étant espacées de 0.5 mm, on devrait être sensible à la périodicité de la structure, ce qui n'est pas tout à fait le cas du fait de l'ouverture angulaire de la source qui intègre les non-uniformités locales. On peut malgré tout constater sur la figure III.13.b, une diminution locale du signal pour certaines régions. Cet effet est dû à la présence d'une fibre cassée ou obstruée à cet endroit. La qualité de la construction mécanique est prépondérante pour l'uniformité, puisque dans cette région, elle passe à 4%, alors qu'elle est de 2.7% sur l'ensemble du module.

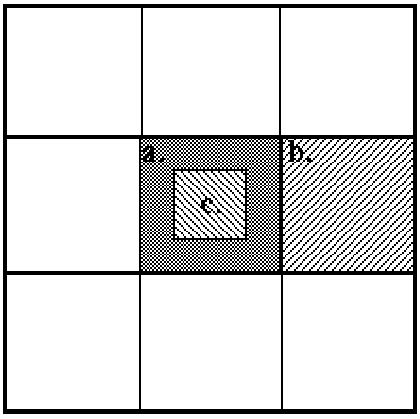
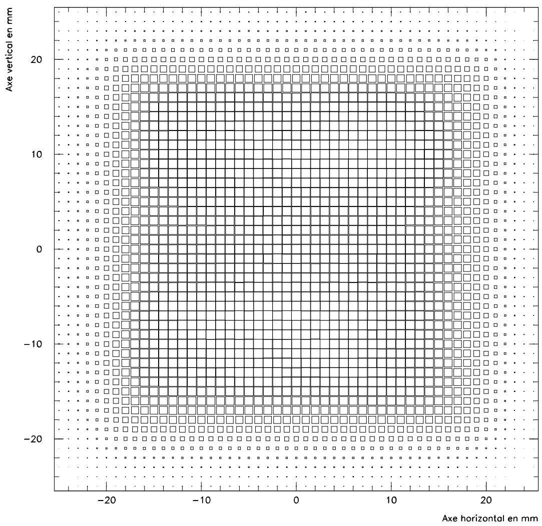


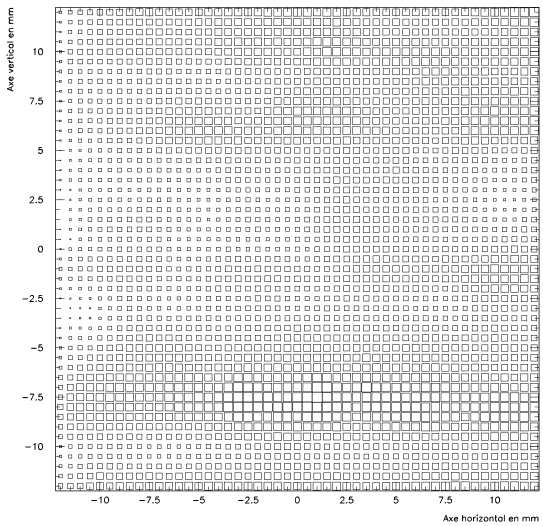
Figure III.12: Les différentes cartographies enregistrées pour l'étude de l'uniformité d'un module de type H1 (Rapport plomb/fibres 2.1; 3×3 cellules de section 40×40 mm^2). -a. Balayage de la cellule centrale du module, avec un pas de 1 mm, la distance entre la source et le module est de 1 cm. -b. Balayage de la cellule adjacente à la cellule centrale du module, avec un pas de 1 mm, la distance entre la source et le module est de 1 cm. -c. Balayage fin d'une partie de la cellule centrale du module, avec un pas de 0.5 mm, la distance entre la source et le module est de 0.3 cm.

La cartographie obtenue par le balayage de la cellule adjacente à la précédente, montre une uniformité de 2.88%. Afin d'étudier les effets de bord, on sépare les distributions des projections suivant l'axe horizontal en deux histogrammes distincts. Cette séparation est faite en coupant les projections à une valeur de l'amplitude égale à la moitié de la valeur maximale. Les deux types de distributions obtenues sont présentés sur la figure III.14.a-(a) pour les amplitudes inférieures à la moitié du maximum et sur la figure III.14.a-(b) pour les amplitudes supérieures à la moitié du maximum. Sur chacun des histogrammes, sont représentés le bord droit et gauche de la cellule centrale et le bord gauche de la cellule adjacente. L'ensemble est représenté sur le même axe horizontal, obtenu par symétrie et/ou translation.

La figure III.14.b est la somme pour chacun des trois bords, des deux distributions -a et -b de la figure III.14.a. On constate une assymétrie entre les deux bords de la cellule centrale qui peut être expliquée par un parallélisme imparfait entre la face avant du module et l'axe de translation de la source. Le bord gauche de la cellule adjacente présente une bonne stabilité de la réponse. On remarque également une différence de largeur apparente entre les deux cellules, l'amplitude de la cellule centrale devenant non-nulle à partir de 19.5 mm, la cellule voisine voit son amplitude devenir non-nulle à 18.5 mm. Une erreur dans la connexion d'une rangée verticale de fibres, est à l'origine de cet effet.

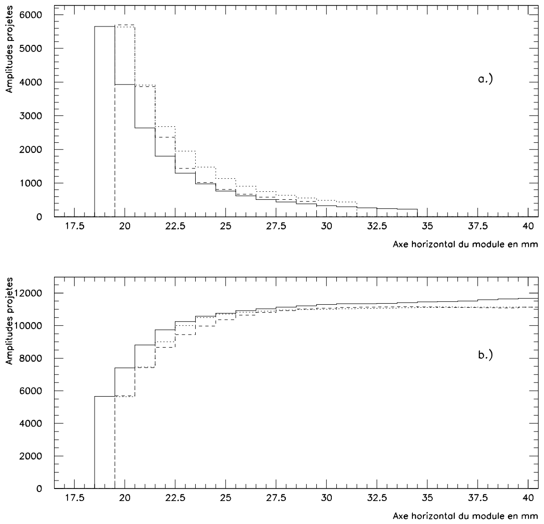


(a) Cartographie de la cellule centrale du module, avec un pas de 1 mm.

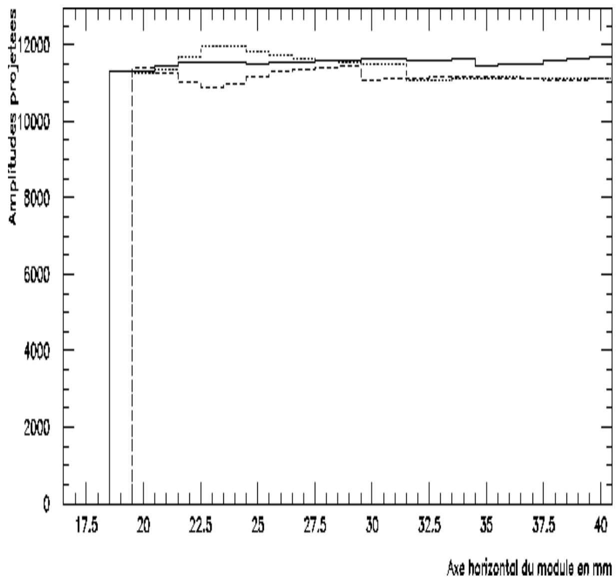


(b) Cartographie fine d'une partie de la cellule centrale du module, avec un pas de 0.5 mm.

Figure III.13: Résolutions spatiales des cartographies de la face avant d'un module SPACAL. Les effets de bord sont visibles sur la figure a, ceux dus aux fibres sur la figure b.



(a) Projections des amplitudes pour l'étude des effets de bord. La figure -a représente la projection pour des valeurs d'amplitudes inférieures à la moitié de la valeur maximale. La figure -b représente la projection pour des valeurs d'amplitudes supérieures à la moitié de la valeur maximale. En trait plein le bord gauche de la cellule adjacente, en traits pointillés le bord droit de la cellule centrale, en tirets le bord gauche de la cellule centrale

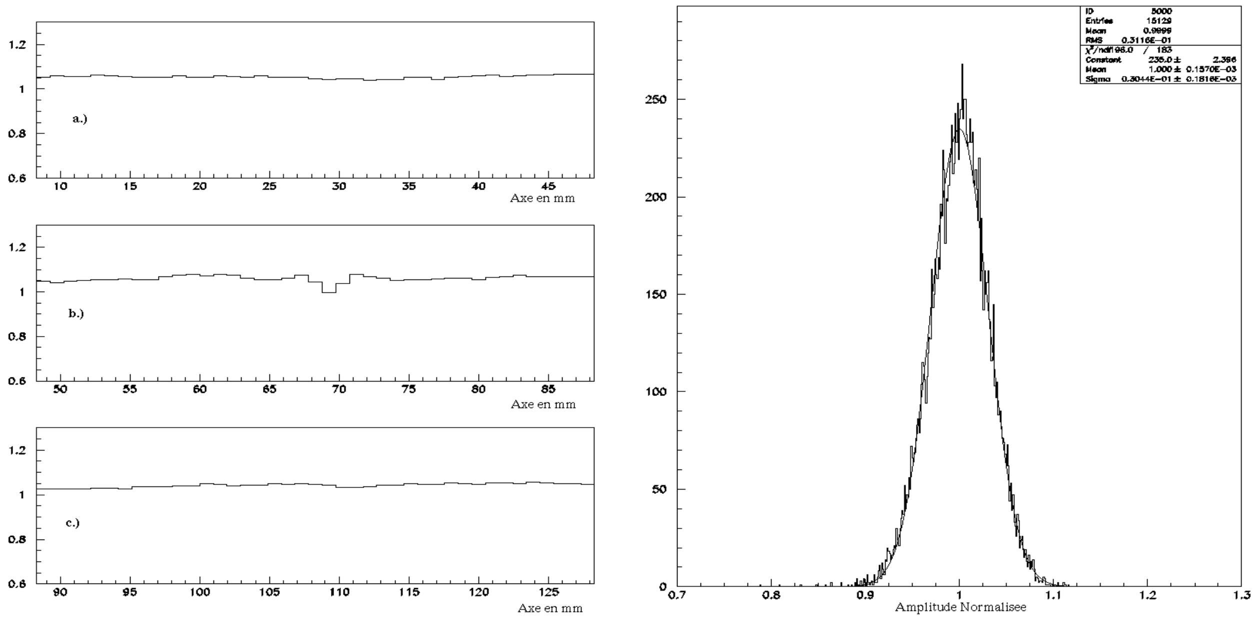


(b) Somme des deux projections de la figure précédente. En trait plein le bord gauche de la cellule adjacente, en traits pointillés le bord droit de la cellule centrale, en tirets le bord gauche de la cellule centrale.

Figure III.14: Etudes d'uniformité aux bords d'un module.

On peut, à partir de ces différents résultats, constater un certain nombre de facteurs jouant sur l'uniformité de la réponse: Une fibre en recul par rapport aux autres, obstruée par de la colle, pincée ou cassée engendre une non uniformité locale. De par la constitution des fouets, les fibres périphériques ont un rayon de courbure plus grand que les fibres centrales. Une étude complémentaire a montré que cette différence de rayon de courbure engendrait une différence importante dans la réponse, ce qui contribue à détériorer l'uniformité. Finalement l'effet de la pression sur les fibres due au poids des modules a été réduite en permettant une relaxation des fibres au niveau des fouets. L'ensemble des études sur l'uniformité a permis d'en comprendre les origines et pour la plus part de les corriger.

La figure III.15.a montre la projection des amplitudes suivant l'axe horizontal du balayage d'un super-module. On constate que la réponse est uniforme sur l'ensemble d'un même module. La non-uniformité résiduelle provient de la frontière mécanique entre deux ensembles disjoints de plaques de plomb différentes. Cet effet est lié à la construction de l'ensemble du détecteur et ne peut être supprimé. Il est par contre compris, localisé et prévisible. On peut donc facilement le corriger lors de l'analyse des données. La figure III.15.b montre l'uniformité sur l'ensemble du super-module. On obtient une uniformité de 3.0 %, ce résultat comprend la non-uniformité engendrée par les frontières mécaniques entre les modules indépendants mécaniquement.



(a) Projection du balayage d'un super-module, comportant plusieurs sous-structures. a.) Pour les deux cellules 10 et 11 faisant partie du même module. b.) Pour les deux cellules 11 et 12 faisant partie de deux modules voisins. c.) Pour les deux cellules 12 et 13 faisant partie du même module. Les frontières mécaniques entre deux sous structures sont apparentes sur la figure b.).

(b) Dispersion de la réponse d'un super-module obtenue avec un échantillonnage de 0.5 mm. La dispersion est supérieure à celle obtenue avec une gerbe électromagnétique, qui teste le module en profondeur, contrairement au cas présent qui est un test de surface.

Figure III.15: Etudes d'uniformité sur l'ensemble d'un super module comportant seize cellules élémentaires, regroupées par deux dans un même ensemble mécanique. L'uniformité obtenue est de 3% RMS.

III.4 Conclusion

Les études de faisabilité du calorimètre ont conduit au choix de SPACAL pour l'amélioration de la partie arrière du détecteur H1. Le coût et les difficultés de la construction des cristaux n'ont pas permis de retenir cette technique. Les différentes configurations envisageables avec SPACAL ont conduit à l'étude d'un calorimètre à deux longueurs de fibres. Ce concept totalement nouveau, permet une segmentation longitudinale dans un bloc unique de matière. La construction d'un prototype testé en faisceau prouve sa faisabilité. Néanmoins, l'usinage des plaques de plomb comportant des rainures de longueurs différentes, nécessite de développer des outils spécifiques, pour une production en série. Le temps imparti pour la conception de l'ensemble du projet était trop court pour permettre un tel développement.

Le choix final de la collaboration d'une configuration à deux roues constituées de modules SPACAL a nécessité de comprendre les effets de non-uniformité et de les corriger. Le banc de tests conçu au LPNHE de Paris, y a contribué pour une large part. Outre cet aspect, de nombreux tests en faisceau ont permis parallèlement à la construction, d'optimiser les performances et d'affirmer l'adéquation de SPACAL avec le cahier des charges de H1. Le chapitre suivant aborde ces tests en faisceau et les résultats obtenus.

Chapitre IV

Tests en faisceau: description et résultats

Durant les deux années de conception et de mises au point du détecteur, de nombreux tests ont eu lieu sur les accélérateurs du CERN et de DESY. Trois types de faisceaux ont été utilisés pour répondre à la variété des problèmes rencontrés. Les tests d'uniformité ont été effectués dans les faisceaux de DESY. La mesure du terme constant de la résolution pour des énergies supérieures au pic cinématique de HERA (30 GeV) s'est effectuée sur l'accélérateur SPS du CERN. Étant donnée la difficulté à simuler la réponse du calorimètre aux gerbes hadroniques dans une gamme d'énergies de 1 à 10 GeV, elle a été mesurée sur l'accélérateur PS du CERN.

La mise au point de l'électronique a également été effectuée sur l'accélérateur PS qui présente des conditions de luminosité et des types de particules semblables à ceux envisagés dans la partie arrière de H1. Le chapitre V présente spécifiquement les tests d'électronique.

Le tableau IV.1 reprend chronologiquement l'ensemble de ces tests. Les modules A,B,C,D sont décrits dans la partie IV.1.2. Le module “H1” est un prototype construit par DESY. La première partie de ce chapitre aborde la description des lignes de faisceaux utilisées et décrit le dispositif expérimental ainsi que la chaîne d'acquisition. On y présente également les différents prototypes utilisés lors des tests et la procédure de calibration des modules. La seconde partie aborde la présentation des résultats obtenus ainsi que leur analyse.

IV.1 Description

IV.1.1 Les lignes de faisceau

Pour des énergies allant de 1 à 10 GeV, le faisceau utilisé est la ligne T7-nord du PS. Le faisceau primaire est constitué de protons de 24 GeV. Les électrons sont produits à partir d'une cible en aluminium de 3 mm de diamètre, de 12.5 cm de long, suivie d'un convertisseur au tungstène. La figure IV.1 représente la distribution du nombre de particules en fonction de l'énergie du faisceau T7.

Période	Faisceau utilisé	Modules testés	Type d'étude
Juillet 92	PS	A,B,C	linéarité - résolution séparation e/π
Novembre 92	SPS	B	linéarité - résolution longueur d'atténuation - uniformité
Mai 93	SPS	D	linéarité - résolution longueur d'atténuation - uniformité séparation e/π
Août 93	SPS	H1	linéarité - résolution uniformité
Septembre 93	PS	H1	linéarité - résolution uniformité
Novembre Décembre 93	PS	pré-prototype *"Front-End"*	tests d'électronique mise en évidence des problèmes
Mars 94	Site H1	pré-prototype *"Front-End"*	tests d'électronique études de bruits
Mai 94	PS	pré-prototype *"Front-End"*	tests d'électronique Validation des principes
Juillet 94	PS	prototype final *"Front-End"*	tests d'électronique Validation des corrections
Juillet 94	SPS	H1	linéarité - résolution longueur d'atténuation - uniformité
Septembre 94	PS	H1	linéarité - résolution séparation e/π
Octobre Novembre	PS	prototype final *"Front-End"*	tests d'électronique Validation final

Tableau IV.1: Les différentes campagnes de prises de données pour l'étude des paramètres physiques de la calorimétrie plomb-fibres scintillantes et les tests d'électronique.

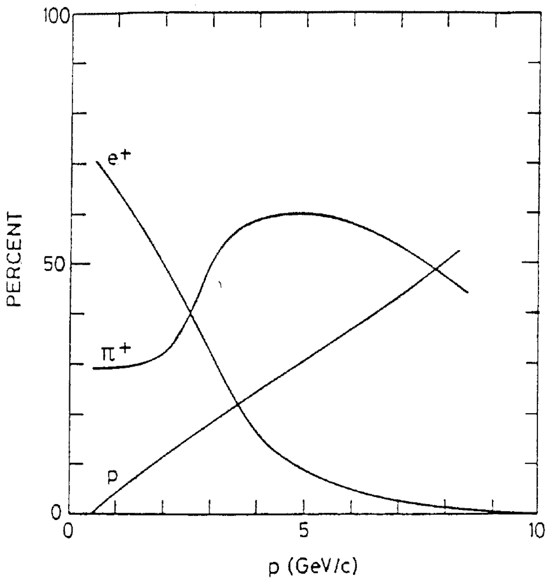


Figure IV.1: Distributions du nombre de protons, pions et positrons, du faisceau T7, pour des énergies comprises entre 0 et 10 GeV.

Pour des énergies allant de 10 à 150 GeV, le faisceau utilisé est la ligne H2 du SPS. Ce faisceau secondaire en électrons ou en pions chargés est produit à partir d'un faisceau primaire de protons de 400 GeV, projetés sur une cible. Les électrons sont obtenus en mettant un convertisseur de photons, constitué d'une cible de plomb de 8 mm d'épaisseur. Les pions chargés sont obtenus en retirant le convertisseur et en le remplaçant par un filtre d'électrons.

Les changements d'énergie du faisceau incident sont effectués en changeant les valeurs des courants des aimants de la ligne secondaire, par le chargement de fichier contenant des valeurs prédéfinies des courants. Cette opération est complétée par un réglage fin des valeurs de courants des aimants de déviation horizontale et verticale. Le nombre de particules par paquet peut être réglé en ouvrant plus ou moins les collimateurs du faisceau.

IV.1.2 Le dispositif expérimental

La figure IV.2 représente le schéma de principe du dispositif expérimental général utilisé au PS et au SPS. Les modules à tester sont installés sur une table pouvant effectuer des translations horizontales et verticales ainsi qu'une rotation dans le plan horizontal. Deux chambres à dérive multi-fils ayant chacune huit plans, permettent de déterminer la position du point d'impact du faisceau sur la face avant du module avec une précision de 500 μm.

A. Le déclenchement NIM

Le déclenchement est obtenu par la mise en coïncidence de signaux provenant de plusieurs scintillateurs ($S1$ à $S4$) et de deux détecteurs Čerenkov ($C1$ et $C2$), placés dans la ligne de faisceau.

Les deux premiers scintillateurs $S1$ et $S2$ sont disposés perpendiculairement l'un à l'autre de manière à définir un faisceau large. Les scintillateurs $S3$ et $S4$, plus fins que les précédents et également disposés perpendiculairement l'un à l'autre, permettent de définir un faisceau étroit de 1×1 cm^2. Le scintillateur $S5$ présente un trou de 5 mm de diamètre qui permet de sélectionner précisément le point d'impact du faisceau sur la face avant du calorimètre, par anti-coïncidence. Les compteurs Čerenkov $C1$ et $C2$ sont destinés à discriminer les électrons des pions, grâce à deux seuils de déclenchement pour chacun. Un électron est défini comme tel si son β est supérieur à chacun des deux seuils prédéfinis des compteurs Čerenkov. Le β d'un pion doit être inférieur à chacun des deux seuils, pour qu'il soit identifié. Les pions qui n'ont pas déposé toute leur énergie dans le calorimètre sont finalement absorbés dans le bloc de béton de 1.2 m de long, de sorte que le scintillateur $S6$ permet de détecter les muons du faisceau issus de la désintegration en vol des $\pi^{\pm}$, et donc de mettre un veto dans le système de déclenchement.

Suivant les études à effectuer, on sélectionne un type de particules (électrons ou pions). Le mélange des deux types de particules est le plus souvent utilisé. Il permet une analyse hors ligne de la séparation électons-pions. Lorsque les études nécessitent une énergie calibrée, comme par exemple celles d'uniformité, les électrons sont sélectionnés.

B. L'électronique de lecture

L'ensemble des voies du module SPACAL est évidemment lu et enregistré. Il en va de même pour les signaux issus des raquettes de scintillateur et des Čerenkov. Ceci permet entre autres, d'affiner hors ligne les coupures de séparation électrons-pions. Deux lectures parallèles des signaux sont effectuées.

La première utilise un système classique d'ADC-CAMAC type Lecroy 2249 ou 2280 qui sert de référence. L'interface avec le système d'exploitation est de type CAMAC/VME. La mesure de $\int Q\,dt$ est le meilleur estimateur de l'énergie lorsque le signal lu est le courant en sortie du photomultiplicateur. La résolution de la mesure dépend du nombre de bits sur lequel le signal est numérisé, pour une gamme d'énergie donnée. Ainsi, les ADCs 2249 numérisent le signal sur 10 bits ce qui donne une gamme dynamique en énergie de 10 GeV à 10 MeV pour les tests au PS et de 150 GeV à 150 MeV pour les tests au SPS, pour un nombre maximal de 1024 coups. Les ADCs 2280 ont une gamme dynamique étendue à 12 bits, par conséquent, les énergies couvertes vont de 10 GeV à 3 MeV au PS et de 150 GeV à 50 MeV au SPS, pour un nombre maximal de 4096 coups. La charge maximale est fonction de la largeur de la porte d'intégration.

Le second système est celui en vigueur sur le détecteur H1. Les ADCs ont une interface de type DSP avec l'acquisition centrale (ici le système d'exploitation OS-9). Ils présentent une gamme dynamique de 14 bits, pour couvrir des énergies allant de 2.5 MeV à 40 GeV correspondant au domaine cinématique de HERA. Ils fonctionnent sur le principe d'un échantillonnage du signal pour détecter son maximum. Une fois détecté, le système se bloque sur cette valeur qui est stockée ("échantillonneur - bloqueur"). Elle sera mesurée par deux ADCs différents à travers deux amplificateurs, dont les gains sont dans un rapport 4.

Le système informatique comporte un microprocesseur Motorola 68040. Le programme d'acquisition SPIDER [41] tourne sous un système d'exploitation multi-taches OS-9. Les données sont enregistrées sur bandes magnétiques *Exabyte*.

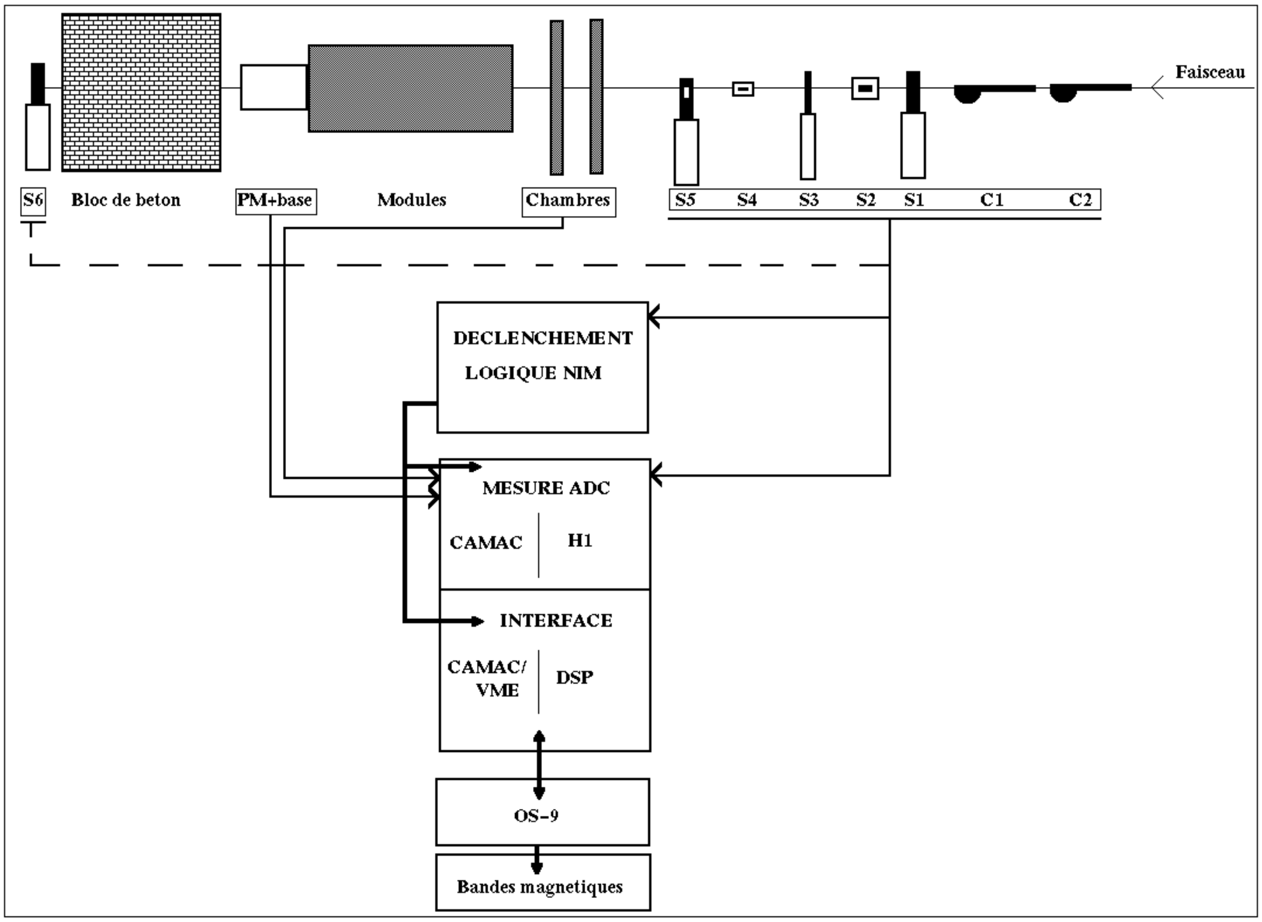


Figure IV.2: Dispositif expérimental installé sur les lignes de faisceau au CERN (les échelles ne sont pas respectées): C1, C2 représentent les C̃erenkov, S1 à S6 les raquettes de scintillateur, les deux chambres multi-fils permettent de connaître le point d'impact sur la face avant du calorimètre. Le schéma de principe de l'acquisition de données comporte un partie déclenchement utilisant la logique NIM. La partie lecture comporte deux systèmes utilisés en parallèle. Le sytsème "ADC-H1/DSP" est celui en vigueur sur le détecteur H1.

IV.1.3 Les modules testés

Différents prototypes SPACAL ont été construits par des méthodes de fabrication différentes en faisant varier le diamètre des fibres et le rapport plomb/fibres. Nous avons utilisé des prototypes construits par le groupe de recherches et développements RD1 dans le cadre du programme LHC. Ces prototypes, (nomenclaturés A et C pour la suite), présentent un type de fibres émettant dans le vert. Ce choix est motivé par une meilleure tenue aux fortes radiations prévues dans l'environnement LHC, les longueurs d'onde courtes étant moins bien transmises dans une fibre irradiée. Dans le cadre du projet sur H1, l'exigence de la tenue aux radiations est moindre. En conséquence, les modules développés pour ce projet, (nomenclaturés B et D pour la suite), sont équipés de fibres émettant dans le bleu, ce qui permet une transmission de la lumière plus importante et plus rapide du signal. Une vue schématique des faces avant de ces modules est représentée sur la figure IV.3, les paramètres correspondant sont résumés dans le tableau IV.2.

Module A: Fabriqué dans le cadre des travaux de recherche et développement pour le détecteur Atlas du futur LHC [39], ce module est constitué de quatre tours de mêmes dimensions, ayant chacune une section transverse de 4×4 cm^2 et de longueur 30 cm. Les fibres en polystyrène (Kuraray; dopé 3HF 20 ppm+PTP; gaine de 30 μm en PMMA) ont un diamètre de 500 μm et émettent dans le vert. Des miroirs sont placés à l'une de leurs extremités, du côté de la face avant, de manière à augmenter la longueur d'atténuation effective.
Les plaques de plomb ont été fabriquées par usinage. Elles sont ensuite empilées les unes sur les autres. Les quatre fouets de fibres sont connectés à des mélangeurs en plexiglas. Les photomultiplicateurs utilisés sont de type Philips XP2961.

Module B: Ce second module est constitué de quatre tours, de section transverse de 6×6 cm^2 et de longueur 30 cm. Les fibres en polystyrène (Kuraray) ont un diamètre de 1 mm et émettent dans le bleu. La face avant du module n'a pas été aluminisée.
Les plaques de plomb ont été fabriquées par extrusion et sont ensuite collées. Les quatre fouets de fibres sont connectés à des mélangeurs en plexiglas. Les photomultiplicateurs sont de type Philips XP2020.

Module C: Ce troisième module présente la particularité d'avoir été conçu pour une étude spécifique dans le cadre de LHC, par le laboratoire de Marseille. Il est néanmoins très utile pour notre étude, puisqu'il comporte vingt tours, de forme parallélépipédique, de dimension 4×4 cm^2 $\times 30$ cm, et quatre tours (non utilisées dans le cadre de ce projet), placées sur le côté et présentant une forme projective.
Les fibres en polystyrène (Kuraray; dopé 3HF 500 ppm+PTP; gaine de 30 μm de PMMA) ont un diamètre de 1 mm et émettent dans le vert. Des miroirs sont placés à leur extrémité avant.
Les plaques de plomb ont été extrudées et solidarisées en plusieurs points avec un alliage.
Les photomultiplicateurs sont de type Philips XP2962.

Module D: La construction de ce module a été décrite dans la partie III.2.2. Il est spécialement conçu pour la séparation électrons-pions, comme nous le verrons dans la partie IV.2.8. Les fibres utilisées sont en polystyrène, de type SCSF-81N et émettent dans le bleu. Elles ont un diamètre de 500μm. Le module a une longueur de 40 cm, il est constitué de quatre tours de section

4×4 cm^2 chacune. Il présente une seconde section dans le plan longitudinal constituée de fibres courtes de 20 cm de long. Ces fibres insérées entre les fibres longues des quatre tours précédentes, sont regroupées en un fouet unique. Les mélangeurs de lumière sont en plexiglas, de forme carrée. Les photomultiplicateurs sont décrits dans la partie V.1.1.

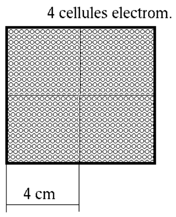
Module	Rapport volumique plomb/fibres	Longueur de radiation (mm)	Rayon de Molière (cm)	Longueur d'interaction (cm)
A	4.0	7.2	1.95	20
B	1.8	8.6	2.31	23.8
C	1.8	8.6	2.31	23.8
D section 1	4.0	7.2	1.95	20
D section 2	3.0	7.4	1.57	21.3
H1 électro.	2.1	9.1	2.55	25
H1 hadr.	4	7.2	1.95	20

Tableau IV.2: Principaux paramètres des prototypes testés au CERN et schématisés sur la figure IV.3.

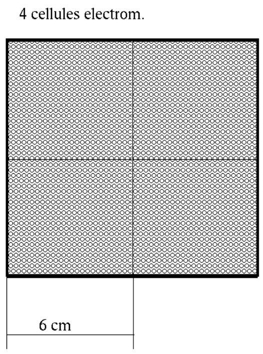
IV.1.4 Equilibrage des gains

Dès lors que l'on souhaite additionner les signaux provenant de plusieurs tours d'un prototype, il est nécessaire d'ajuster les gains de différents photomultiplicateurs. On effectue cet ajustement en envoyant au centre de chaque tour, un faisceau étroit d'électrons. La difficulté consiste à identifier le centre de chacune des tours, car une tour individuelle ne contient pas tranversalement la totalité de la gerbe électromagnétique. On doit donc déplacer latéralement (horizontalement, puis verticalement) le faisceau le long d'un des axes de la tour. Son centre est estimé par le milieu du segment dont les deux extrêmités correspondent à une atténuation identique du signal (par exemple un facteur 2). Lorsque le faisceau est positionné centralement, les centres des autres tours s'en déduisent par périodicité géométrique.

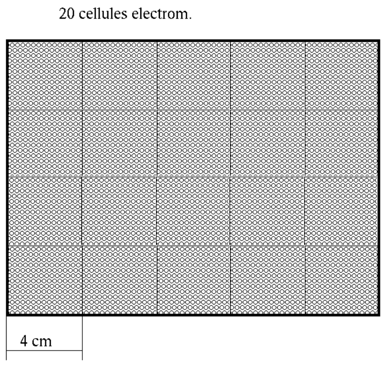
La valeur moyenne du signal de chaque tour, à laquelle on a soustrait le piédestal, est corrigée par un ajustement du gain du photomultipicateur en variant les hautes tensions d'alimentation,de manière à obtenir une valeure moyenne identique pour toutes les tours. On obtient ainsi en ligne une calibration relative de l'ordre de 10 %. L'équilibrage des tours est ensuite affiné en introduisant des coefficients de pondérations sur les valeurs moyennes obtenues, pour atteindre une calibration de 1 % hors ligne.



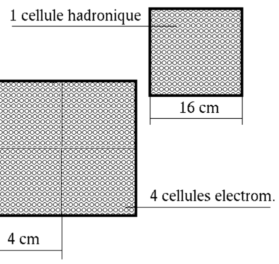
(a) Module A, diamètre des fibres 0.5 mm



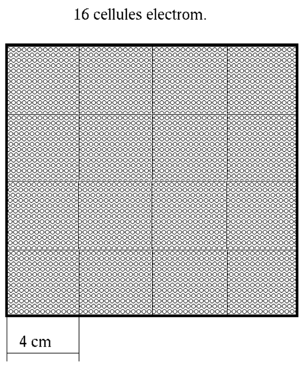
(b) Module B, diamètre des fibres 1.0 mm



(c) Module C, diamètre des fibres 1.0 mm



(d) Module D, diamètre des fibres 0.5 mm



(e) Module H1, diamètre des fibres 0.5 mm

Figure IV.3: Vue schématique des faces avant des modules testés dans les faisceaux du CERN.

IV.2 Résultats et analyses

Les études effectuées en faisceau doivent permettre d'adapter et de confirmer le choix des caractéristiques du calorimètre plomb-fibres scintillantes. La reconstruction des variables cinématiques en vue de la mesure de la fonction de structure F_2 avec le calorimètre arrière implique une bonne résolution en énergie. Cet aspect est abordé dans la partie IV.2.1. L'effet de canalisation inhérent à l'utilisation de fibres et que nous étudions ensuite doit être contrôlé, l'angle limite ne devant pas dépasser la région du tube à vide. Les effets de matière morte dûs aux chambres à dérive placées devant le calorimètre arrière de H1, sont étudiés dans la partie IV.2.3.

La photoproduction contamine les événements de diffusion profondément inélastique dans la partie arrière de H1. En conséquence, le calorimètre SPACAL-H1 doit fournir des critères de séparation efficaces, une part importante des tests en faisceau est consacrée à cette étude décrite dans la partie IV.2.8.

IV.2.1 Linéarité et résolution en énergie

.

Les études de linéarité et de résolution, ont été effectuées avec un faisceau d'électrons d'énergie comprise entre 10 et 150 GeV, dont le point d'impact se situe au centre de la face avant du module. Le faisceau présente un angle d'incidence de 3°, par rapport à la face avant du module. Cette inclinaison est destinée à éviter les effets de canalisation décrits dans la partie IV.2.2. Les résultats suivants concernent le module D.

A. Linéarité

La réponse d'un calorimètre est a priori linéaire car l'énergie déposée est proportionnelle à l'énergie du faisceau; La partie scintillante des fibres répond linéairement en l'absence de saturation du scintillateur; Le point de fonctionnement de l'électronique se situe dans sa région linéaire. De plus, la linéarité de la réponse permet de calibrer le détecteur à une valeur d'énergie fixée transposable ensuite à l'ensemble de la gamme dynamique. La linéarité obtenue est présentée sur la figure IV.4. La première courbe représente l'amplitude du signal en coups d'ADC, en fonction de l'énergie du faisceau.

La seconde courbe montre les écarts à la linéarité en fonction de l'énergie du faisceau. Les éléments susceptibles d'y contribuer sont la non-linéarité intrinsèque du calorimètre, celle de la chaîne électronique d'acquisition et celle due à l'hystéresis des aimants qui définissent l'énergie du faisceau. Les valeurs moyennes des amplitudes obtenues après l'ajustement d'une fonction de Gauss sont présentées dans le tableau IV.3 en fonction de l'énergie du faisceau correspondante. Ce tableau montre également les valeurs des écarts quadratiques moyens ainsi que les erreurs statistiques sur les valeurs moyennes des amplitudes. Soit δ_E l'erreur statistique sur l'amplitude lue, on a donc:

$$\delta_E = \frac{\sigma_E}{\sqrt{N_e}}$$

où N_e est le nombre d'événements et σ_E l'écart quadratique moyen obtenu par l'ajustement d'une fonction de Gauss sur la distribution obtenue. On définit également l'erreur statistique δ_{σ_E} sur σ_E qui vaut:

$$\delta_{\sigma_E} = \frac{\sigma_E}{\sqrt{2N_e}}$$

Il est à noter la faiblesse de ces erreurs statistiques (due essentiellement au grand nombre d'événements), ce qui explique qu'elles n'apparaissent pas sur les courbes. La non-linéarité est donc dominée par des effets systématiques sur la connaissance de l'énergie réelle des particules incidentes. Les points à 10 et 15 GeV traduisent une surestimation de l'énergie du faisceau, due

Énergie du faisceau (GeV)	Amplitude moyenne du signal (coups ADC)	Écart quadratique moyen (coups ADC)	Erreur sur l'amplitude l(coups ADC)
10	307	35.	0.99
20	620	33.	0.64
30	898	32.	0.76
40	1203	32.	0.62
50	1521	34.	0.78
70	2140	36.	2.57
80	2430	48.	0.92
150	4571	109	0.11

Tableau IV.3: Valeur moyenne de l'amplitude lue par les ADC en fonction de l'énergie faisceau; présentation des écarts quadratiques et des erreurs statistiques sur les valeurs moyennes des amplitudes. Les valeurs de ce tableau correspondent à la figure IV.4.

à l'hystéresis des aimants du faisceau. Cet effet entraîne une incertitude sur l'énergie du faisceau qui peut être décrite par deux hyperboles. Ce phénomène est expliqué dans la référence [42].
A 150 GeV, le signal reçu est inférieur à celui attendu de 2 à 3 %. Or, une gerbe est totalement contenue dans un cylindre de 4 rayons de Molière de diamètre et de 25 X_0 de long [46]. Par conséquent, le module ayant une largeur égale à 2.7 rayons de Molière, et une longueur égale à 55 X_0, il ne contient pas complétement la gerbe électromagnétique transversalement.

B. Résolution en énergie

On définit la résolution du calorimètre comme le rapport $\frac{\sigma_E}{E}$, où σ_E est l'écart quadratique moyen obtenu par l'ajustement d'une gaussienne sur la distribution en coups d'ADC et E la valeur moyenne de cette gaussienne. Elle peut être décrite par une fonction du type:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b \tag{IV.1}$$

où E est exprimé en GeV. L'erreur sur la résolution est donc l'erreur sur la fonction IV.1, soit Δ cette erreur. On a donc[1]:

$$\Delta = \frac{\delta_{\sigma_E}}{E} \oplus \frac{\sigma_E \delta_E}{E^2}$$

[1] $\oplus$ signifiant somme quadratique: $\alpha \oplus \beta = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$

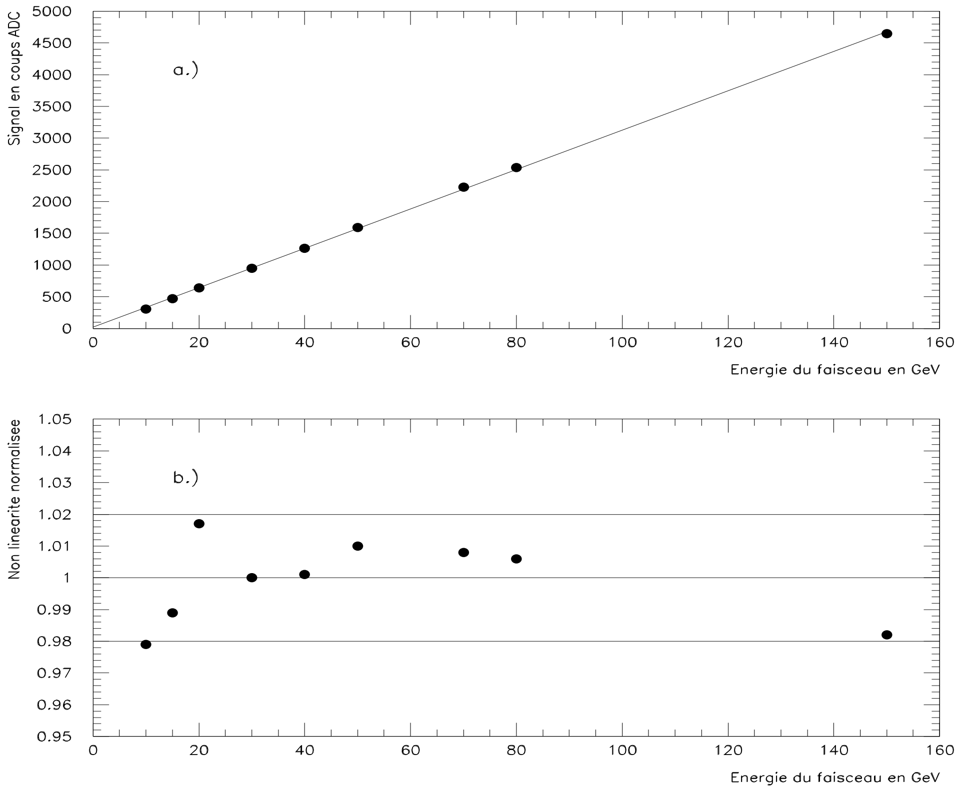


Figure IV.4: Linéarité en énergie du prototype D, obtenue avec un faisceau d'électrons présentant un angle de 3 degrés avec la face avant du module dans les plans horizontaux et verticaux et dont le point d'impact se situe au centre de la face avant du module. La courbe a.) montre la variation du signal mesuré en fonction de l'énergie du faisceau; la courbe b.) montre les variations de non-linéarité du signal normalisé, en fonction de l'énergie du faisceau.

Le tableau IV.4 donne les valeurs de résolution ($\frac{\sigma_E}{E}$) obtenues aux différentes énergies de faisceau, ainsi que l'erreur sur cette résolution (Δ). Après un ajustement sur les valeurs du tableau IV.4

Énergie du faisceau (GeV)	Résolution $\frac{\sigma_E}{E}$ en %	Erreur sur la résolution Δ en %
10	3.4	0.74
15	3.1	0.57
20	2.6	0.31
30	2.0	0.14
40	2.1	0.12
50	1.2	0.22
70	1.5	0.08
80	1.4	0.06

Tableau IV.4: Résolution du calorimètre pour des énergies comprises entre 10 et 80* GeV*; Erreur statistique sur cette résolution. Ces résultats sont présentés sur la figure ref IV.5.

par une fonction du type IV.1, on obtient la résolution suivante:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(10.4 \pm 0.44)\ \%}{\sqrt{E}} + (0.3 \pm 0.08)\ \% \tag{IV.2}$$

La figure IV.5 reprend les valeurs mesurées du tableau IV.4, sur lesquelles on a superposé la fonction IV.2.

Comparaison avec la résolution du module A

On obtient pour le module A, dont le diamètre des fibres et le rapport plomb - fibres sont identiques au module D, la résolution suivante:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(9.2 \pm 0.3)\ \%}{\sqrt{E}} + (0.63 \pm 0.05)\ \%$$

Les termes d'échantillonnage sont à 2 écarts standards l'un de l'autre. Cette différence peut s'expliquer par la différence des termes constants. Celui concernant le module D étant plus élevé que celui concernant le module A, le terme d'échantillonnage a tendance à augmenter, par effet de bras de levier, sur l'ajustement.

Comparaison avec la résolution du module B

La résolution du module B dans la gamme d'énergie 10 – 150 GeV, est la suivante:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(9.8 \pm 0.32)\ \%}{\sqrt{E}} + (0.54 \pm 0.08)\ \%$$

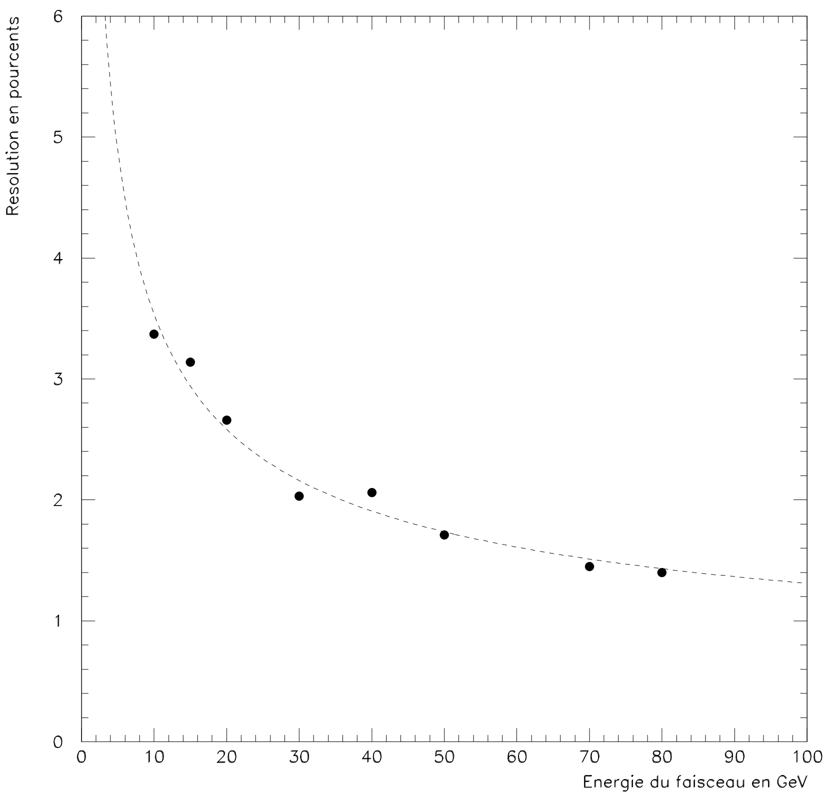


Figure IV.5: Résolution en énergie du module D, obtenue avec un faisceau d'électrons présentant un angle de trois degrés avec la face avant du module dans les plans horizontaux et verticaux. En tirets, la fonction IV.2.

Le rapport volumique plomb/fibres est égal à 1.8 pour ce module, alors qu'il est de 4 pour le module D. Or comme nous l'avons vu dans la chapitre II, le terme d'échantillonnage est proportionnel à:[2]

$$\sqrt{(K_{Pb/fibres} \ \times \ \phi_{fibres})}$$

Par conséquent, le terme d'échantillonnage doit s'améliorer dans le rapport:

$$\sqrt{\frac{1 \text{ mm} \ \times \ 1.8}{0.5 \text{ mm} \ \times \ 4}} \ = \ 0.95$$

On obtient exactement ce résultat, mais la différence est contenue dans les barres d'erreur.

Comparaison de la résolution obtenue à basse et haute énergie

La résolution du module C dans la gamme d'énergie $1 - 10$ GeV, est la suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(9.65 \pm 0.22) \ \%}{\sqrt{E}} + (0.97 \pm 0.12) \ \%$$

Alors que pour la gamme d'énergie $10 - 150$ GeV, on obtient:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(9.23 \pm 0.69) \ \%}{\sqrt{E}} + (0.38 \pm 0.10) \ \%$$

La différence remarquable pour le terme constant peut s'expliquer par l'utilisation de systèmes d'électronique de lecture et d'acquisition différents au PS et au SPS qui conduisent à des effets systématiques plus importants au PS.

Comparaison avec la résolution des modules H1

Le rapport plomb - fibres, retenu pour le calorimètre arrière définitif de H1, est de 2.1. Par rapport au module D, on devrait améliorer le terme d'échantillonnage dans le rapport:

$$\sqrt{\frac{0.5 \text{ mm} \ \times \ 2.1}{0.5 \text{ mm} \ \times \ 4}} \ = \ 0.72$$

Soit un terme d'échantillonnage égal à 7.5. La résolution d'un module de rapport plomb - fibres égal à 2.1 a été mesurée en faisceau [45]. Le résultat obtenu est le suivant:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{7.2 \ \%}{\sqrt{E}} + 0.6 \ \%$$

La résolution obtenue est donc compatible avec celle calculée à partir des résulats du module D.

[2] $K_{Pb/fibres}$ représente le rapport volumique plomb/fibres; ϕ_{fibres} le diamètre des fibres.

IV.2.2 Comportement du prototype en fonction de l'angle d'incidence

Un effet important pouvant affecter les performances de ce type de calorimètre est l'effet de canalisation: Ce phénomène se produit lorsqu'une particule entre dans le détecteur parallèlement aux fibres scintillantes et pénètre directement dans une fibre sans développer de gerbe à l'entrée du calorimètre.

Afin d'étudier cet effet, nous avons fait varier l'angle entre le faisceau et la face avant du prototype D, les résultats obtenus pour un balayage angulaire horizontal sont reproduits sur la figure IV.6. Ce test a été effectué avec des électrons de 30 GeV. Les particules interagissant plus loin dans le calorimètre engendrent une diminution de l'amplitude du signal reçu (figure IV.6.a). En effet, la gerbe n'est plus contenue longitudinalement, ce qui entraîne une perte de signal. Ceci est particulièrement visible à 0 degré. La courbe IV.6.b montre l'incidence de cet effet sur la largeur de la distribution et notamment un élargissement important entre -2 et $+2$ degrés; ce qui détériore la résolution dans cette région angulaire (figure IV.6.c).

A 0 degré, la résolution diminue à nouveau (on observe un double pic sur la figure IV.6.c). Ce résultat est en contradiction avec celui obtenu par le groupe LAA [47] qui obtient un simple pic, centré sur 0 degré. Or, des simulations complémentaires ont montré que la largeur du signal, à angle constant, pouvait effectivement varier lorsque le faisceau frappe la face avant du module dans une région présentant des singularités mécaniques, comme par exemple la présence de fibres endommagées. L'angle limite que nous obtenons, pour ce prototype de longueur 2 λ_I, se situe à ± 3 degrés. Cet angle correspond à la limite du calorimètre, l'effet de canalisation n'affectera donc pas ses performances.

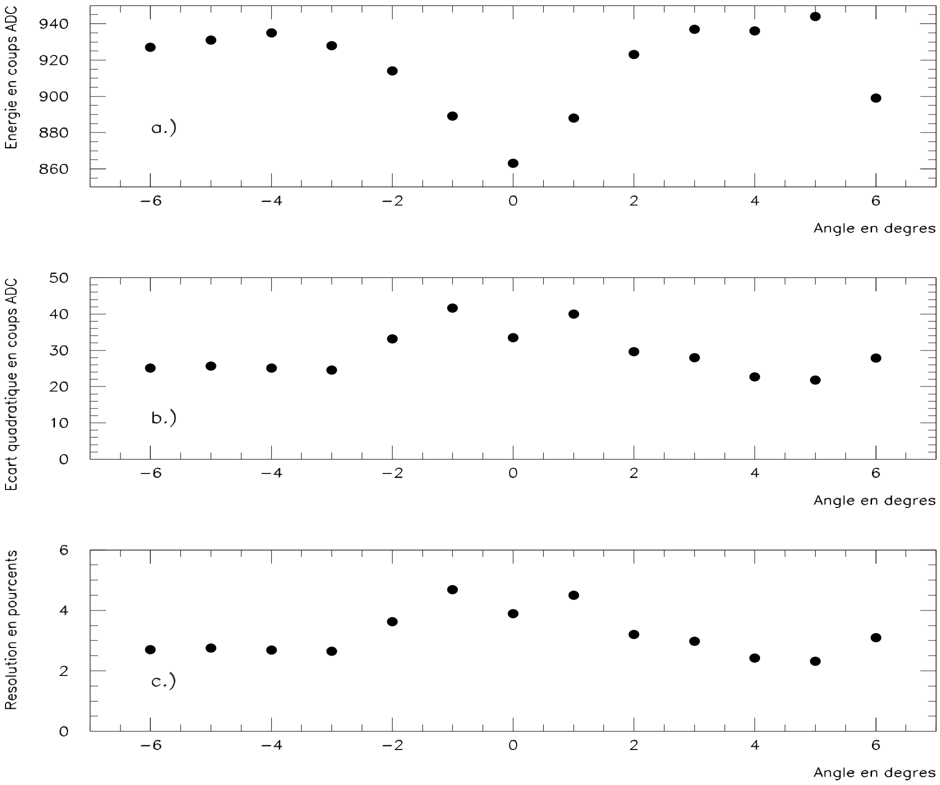


Figure IV.6: Canalisation des gerbes électromagnétiques dans la direction des fibres: Réponse du prototype D à des électrons de 30 GeV, en fonction de l'angle d'incidence. a.) Énergie en unités ADC en fonction de l'angle; b.) Écart type en unités ADC en fonction de l'angle; c.) Résolution $\frac{\sigma_E}{E}$ en % en fonction de l'angle.

IV.2.3 Effets de matière morte sur les différents paramètres

Afin d'étudier les effets de matière morte sur les différents paramètres des prototypes, nous avons placé entre le faisceau et la face avant du module D, une plaque d'aluminium dont l'épaisseur équivaut à 1 X_0 de matière. Cette quantité de matière correspond à la présence des chambres à fils du détecteur H1, situées devant le calorimètre SPACAL.

Effets sur la linéarité

La matière morte n'affecte pas de manière significative la linéarité du prototype (fig. IV.7). On observe seulement un décalage constant entre les deux distributions. La quantité d'énergie ΔE, perdue par rayonnement de freinage, par un électron incident dans des matériaux passifs est proprotionnelle à l'énergie incidente E_0, suivant la formule:

$$\frac{\Delta E}{E_0} = -\frac{x}{X_0}$$

Mais l'énergie incidente n'est jamais divisée par $e = 2.718$ car les γ rayonnés se convertissent à leur tour et initient le développement d'une gerbe qui est contenue et dont une large fraction de l'énergie est mesurée dans le calorimètre. La distribution de la non-linéarité normalisée à l'amplitude obtenue à 30 GeV (sans matière morte) fait apparaître qu'une faible fraction d'énergie ΔE, proportionnelle à l'énergie incidente (4 à 5 %), est déposée dans la matière morte.
Afin de caractériser la perte d'énergie dans la matière morte, on compare les ajustements linéaires obtenus dans chacun des cas. Si E est l'énergie du faisceau, S et S' les amplitudes mesurées avec et sans matière morte on obtient:

$$S = (30.3 \pm 0.02)\ E\ +\ (2.17 \pm 0.64)$$

$$S' = (31.1 \pm 0.01)\ E\ +\ (21.3 \pm 0.52)$$

On obtient donc:

$$\Delta S = S - S' = -0.8\ E\ - 19.13$$

Les résultats obtenus par le groupe LAA [47] montrent une dépendance de la forme:

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{A}{E}$$

On peut envisager une dépendance de la forme $\frac{\Delta E}{E} = -\frac{A}{E} + B$, avec $A >> B$.

Effets sur la résolution en énergie

Comme le montre la figure IV.8, la présence de 1 X_0 de matière morte, placée devant la face avant du module, détériore la résolution en énergie. Cet effet est d'autant plus important que l'énergie incidente est faible. Par exemple, à 30 GeV la résolution varie de 2.2 % à 3.6 %, tandis qu'à 20 GeV elle passe de 2.7 % à 5.5 %. Cet effet est essentiellement dû à un élargissement plus important à 20 qu'à 30 GeV, puisque l'écart type pour ces énergies augmente respectivement de 94 % et de 64 % (voir le tableau IV.5). Cette augmentation de $\frac{\sigma_E}{E}$ provient de la fluctuation sur l'énergie déposée dans la matière morte d'un événement à un autre. Cette fluctuation est d'autant plus grande que l'énergie déposée est faible.

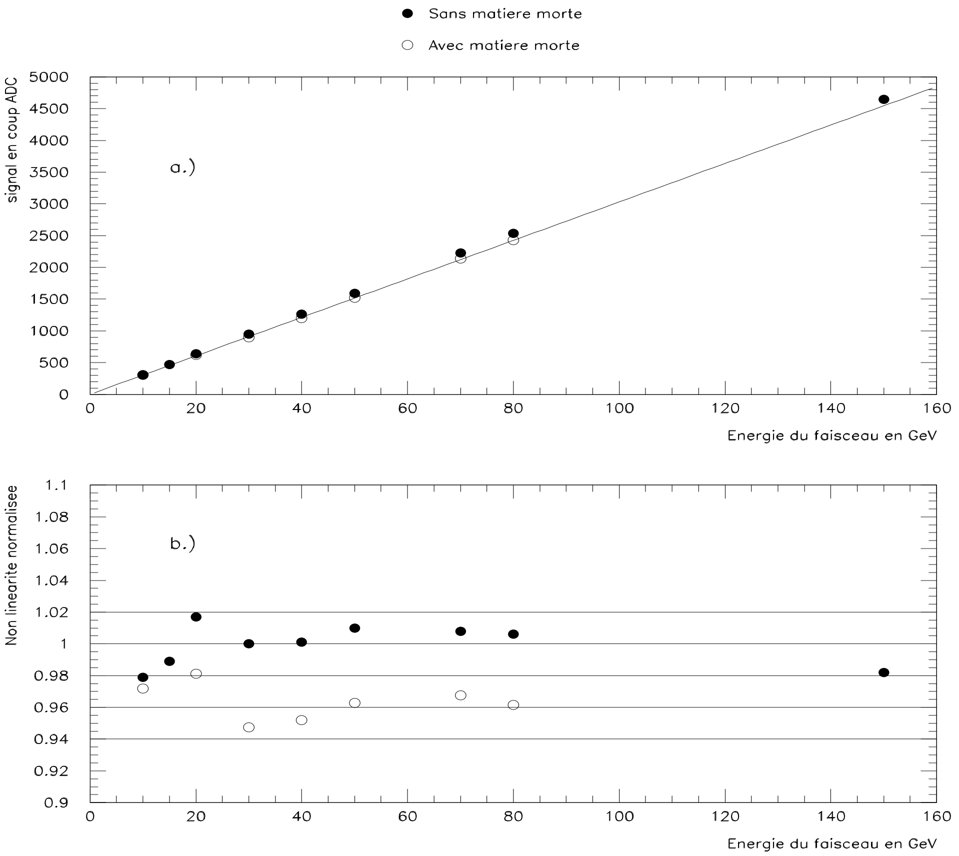


Figure IV.7: Effet de la présence de 1 X_0 de matière morte devant le prototype D sur la linéarité en énergie.

Énergie du faisceau (GeV)	Résolution $\frac{\sigma_E}{E}$ en %	Écart type σ_E en unités ADC	Résolution avec 1 X_0 $\frac{\sigma_E}{E}$ en %	Écart type σ_E avec 1 X_0 en unités ADC
20	2.66	5.4	19.2	31.5
30	2.03	3.5	17.1	33.6

Tableau IV.5: Effet de la présence de matière morte sur la résolution en énergie à 20 et 30 GeV.

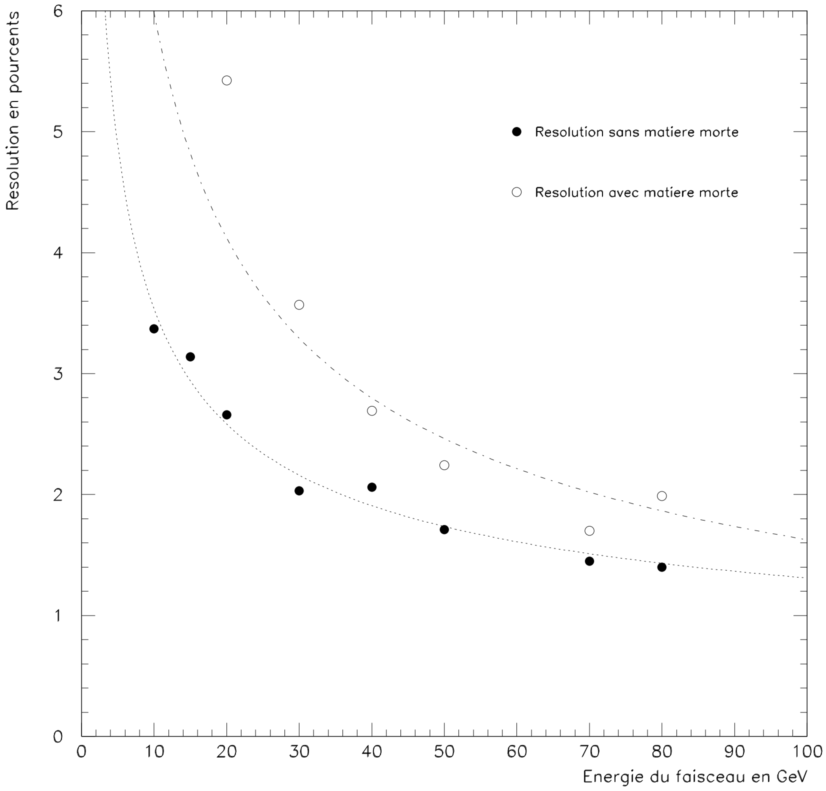


Figure IV.8: Effets de la présence de 1 X_0 de matière morte placée devant la face avant du module, sur la résolution en énergie. Les points noirs représentent les mesures sans matière morte, les points blancs celles avec matière morte. Les fonctions de types IV.1 obtenues par ajustement pour chacun des cas, sont superposées aux points.

Effets sur la dépendance angulaire

Les effets de matière morte sur la résolution en énergie, lors du balayage angulaire (figure IV.9.c) ont été étudiés avec un faisceau d'électrons de 30 GeV. Ces effets sont une combinaison de la variation de la résolution en énergie en fonction de l'angle et de l'élargissement de la distribution en amplitude dû à la présence de cette matière morte. La figure IV.9.b montre une augmentation de l'écart quadratique d'environ 30 %, pour des angles au-delà de -3 degrés. Cette augmentation peut traduire un élargissement du pied de gerbe dû à la présence de matière morte qui conduit à une perte du signal hors du calorimètre et ce d'autant plus que l'angle d'inclinaison avec le faisceau est grand. La dissymétrie observée entre les angles positifs et négatifs peut s'expliquer par le fait que le point d'impact ne se trouve pas exactement au centre du module.

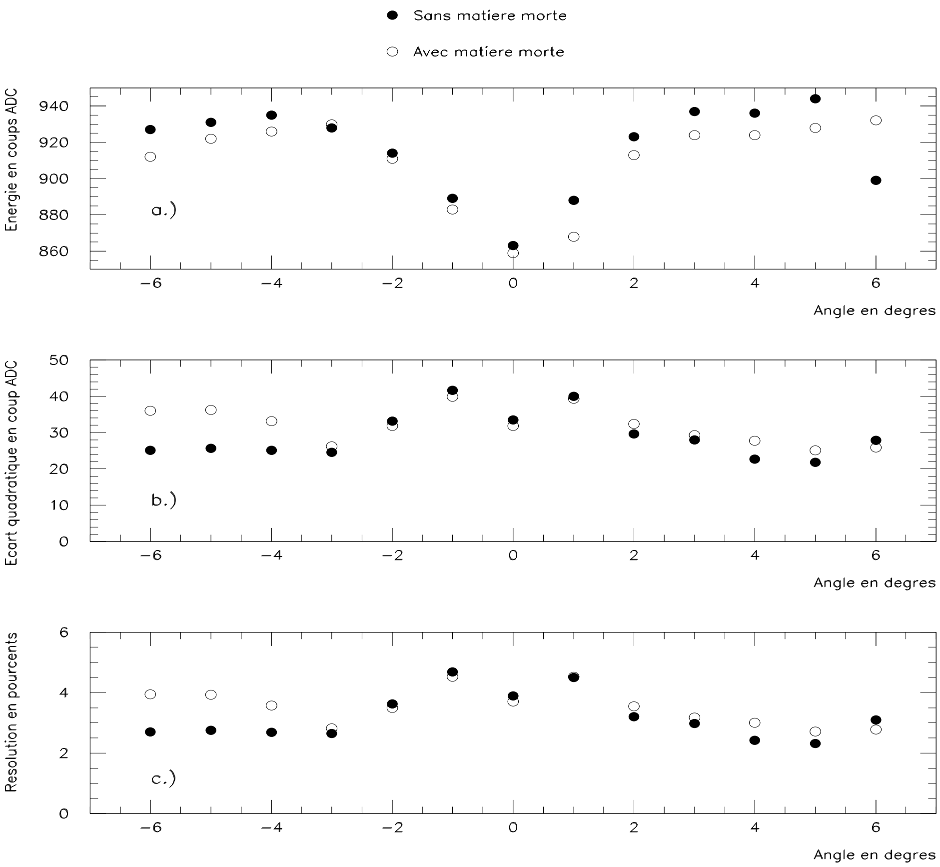


Figure IV.9: Effet de matière morte sur: a.) L'énergie en fonction de l'angle d'incidence; b.) L'écart quadratique en fonction de l'angle d'incidence; c.) La résolution en fonction de l'angle d'incidence. Les points noirs représentent les mesures sans matière morte, les points blancs représentent les mesures avec matière morte.

IV.2.4 Longueurs d'atténuation effectives des fibres

La longueur d'atténuation des fibres a été mesurée avec un faisceau d'électrons de 30 GeV. Le module D est placé perpendiculairement au faisceau. Le point d'impact est déplacé suivant l'axe du module. On obtient ainsi, pour différents points d'impact, l'amplitude du signal correspondant. Les signaux reçus par chacune des quatre tours regroupant les fibres longues sont additionnés. La figure IV.10 montre l'amplitude mesurée en fonction de la coordonnée du point d'impact pour la somme des tours électromagnétiques ("fibres longues") ainsi que celle obtenue pour la partie hadronique ("fibres courtes"). On a ajusté sur chacune de ces distribution une fonction exponentielle permettant d'estimer les longueurs d'atténuation des fibres correspondantes. On obtient les résultats suivants:

- Partie électromagnétique:
  $E(x) = E_0 \exp(-\frac{x}{144.3})$, soit une longueur d'atténuation effective $L_{eff.el} = 144.3 \pm 1.04$ cm, pour un ajustement sur les 7 premiers points.
  On obtient une longueur d'atténuation effective $L_{eff.el} = 134.0 \pm 1.13$ cm, avec un ajustement sur les 8 premiers points.

- Partie hadronique:
  $E(x) = E_0 \exp(-\frac{x}{87.7})$, soit une longueur d'atténuation effective $L_{eff.had} = 87.7 \pm 2.82$ cm, pour un ajustement sur les 3 premiers points.
  On obtient une longueur d'atténuation effective $L_{eff.el} = 60.2 \pm 1.08$ cm, avec un ajustement sur les 4 premiers points.

La différence des longueurs d'atténuation obtenues, provient du fait que, d'une part, elles ne sont pas mesurées à la même distance des photomultiplicateurs et que d'autre part, les fibres longues et courtes ne subissent pas les mêmes contraintes mécaniques. Par exemple, la variation des rayons de courbure des fibres courtes est beaucoup plus grande que celle concernant les rayons de courbures des fibres longues. En effet, le fouet de fibres courtes est constitué par des fibres réparties sur l'ensemble du module, tandis que chaque fouet de fibres longues concerne un quart du module. On peut aussi noter que la face avant du module a été moulée, puis usinée, ce qui permet d'obtenir une très bonne qualité de surface des extrémités des fibres longues.

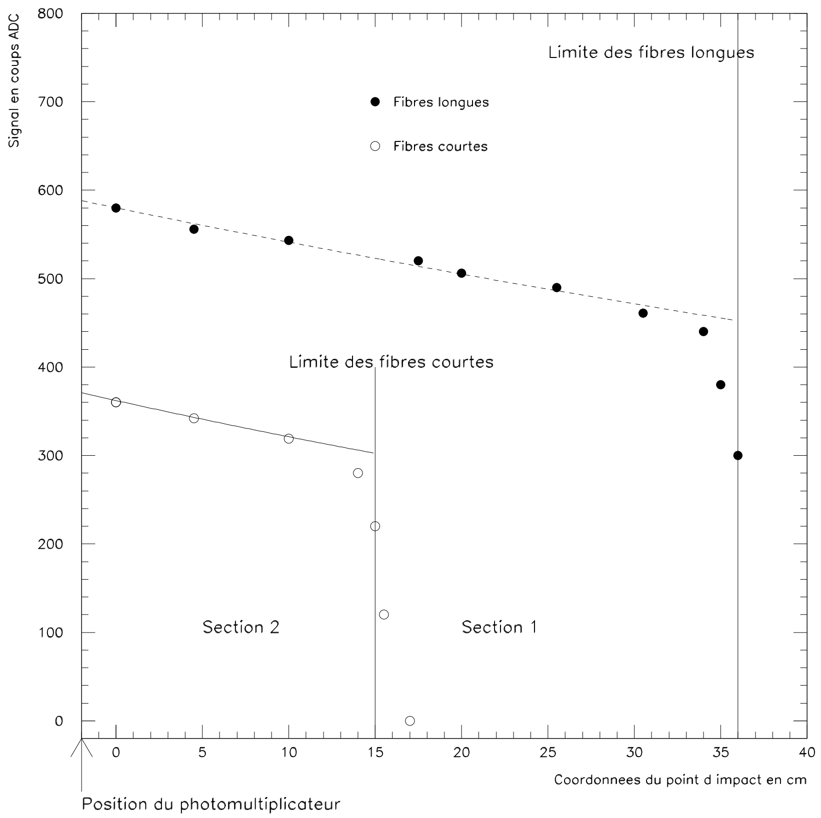


Figure IV.10: Balayage longitudinal du module D (fibres courtes-fibres longues) avec un faisceau d'électrons de 30 GeV. Le signal en unités ADC est représenté en fonction du point d'impact. On en déduit les longueurs d'atténuation effectives des fibres courtes et longues. Les points blancs correspondent aux mesures pour les fibres courtes, les points noirs aux mesures pour les fibres longues. L'ajustement d'une fonction exponentielle est superposé aux points, en traits pleins pour les fibres courtes, en pointillés pour les fibres longues.

IV.2.5 Corrélation des énergies déposées dans un module à deux longueurs de fibres

En position normale, les fibres longues mesurent l'énergie totale déposée, tandis que les fibres courtes permettent une estimation de l'énergie déposée à l'arrière. La calibration des fibres longues se fait suivant la méthode décrite dans la partie IV.1.4. Pour étudier le signal mesuré par les fibres courtes, on a disposé le module perpendiculairement à un faisceau étroit d'électrons de 30 GeV. Le point d'impact est situé à la frontière entre la partie du module qui contient des fibres courtes et des fibres longues et celle ne contenant que des fibres longues.

Le graphe IV.11 montre la corrélation entre le signal lu par la partie électromagnétique et celui lu par la partie hadronique. Le nuage de points est obtenu en prenant l'ensemble des événements de manière à obtenir une calibration en énergie, en utilisant les fluctuations de l'énergie déposée par des électrons de 30 GeV. L'ajustement linéaire du nuage de points obtenu, donne une pente égale à 1.7. A basses énergies, on observe une contamination du faisceau par des muons, due à l'absence de scintillateur arrière.

Les fibres longues permettent ainsi une estimation de l'énergie reçue par la seconde section. On peut donc calibrer la partie fibres courtes en normalisant le signal mesuré aux résultats obtenus par les fibres longues.

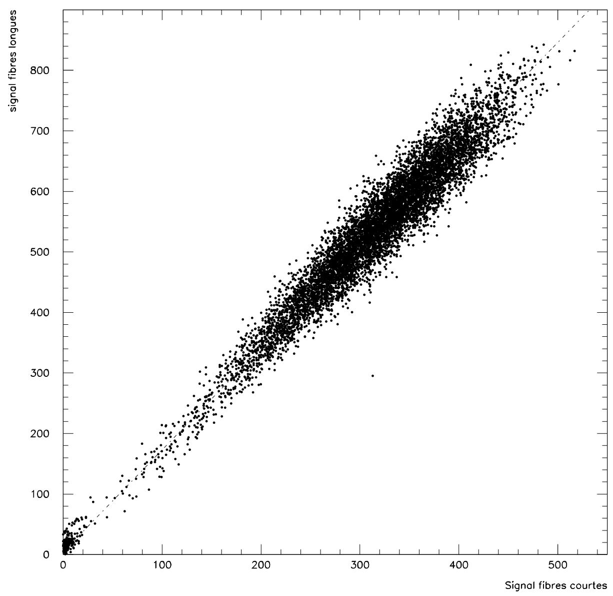
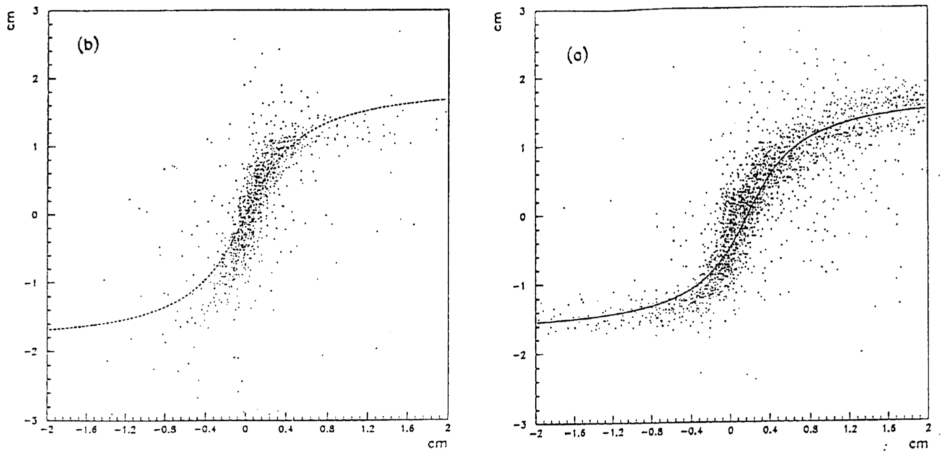


Figure IV.11: Corrélation entre le signal mesuré par les fibres courtes et celui mesuré par les fibres longues. La gerbe électromagnétique de 30 GeV n'étant pas complètement contenue, on observe des fluctuations importantes du signal. Les fluctuations relatives sont essentiellement dues au bruit cohérent.



(a) Reconstruction suivant x. (b) Reconstruction suivant y.

Figure IV.12: Position mesurée par les chambres à dérive, en fonction de l'estimateur barycentrique du calorimètre, (a) suivant la direction horizontale $\theta = 6°$, (b) suivant la direction verticale $\phi = 4°$. Les fonctions d'ajustement IV.3 sont superposées aux nuages de points.

IV.2.6 Reconstruction en position

On peut reconstruire la position d'une particule incidente avec un calorimètre en utilisant un estimateur de position, comme par exemple l'estimateur barycentrique défini par:

$$\bar{u} = \frac{\sum_i u_i E_i}{\sum_i E_i}$$

où E_i est l'énergie mesurée dans la tour i et u_i la coordonnée de son centre suivant l'axe considéré (x ou y).
Cette étude a été effectuée avec le prototype C qui comporte vingt tours. On obtient la résolution spatiale en comparant la position barycentrique ainsi obtenue, à celle fournie par les chambres à dérive.

La position ainsi reconstruite n'est pas une fonction linéaire de la position "réelle"x_{ch}, comme le montre la figure IV.12. Une correction qui dépend des angles d'incidences, (ici $\theta = 6°$, $\phi = 4°$) est donc nécessaire.

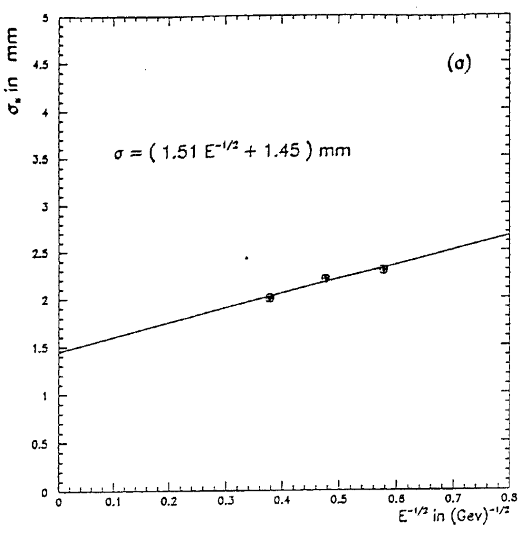
La corrélation en forme de S obtenue avec un faisceau d'électrons de 7 GeV, traduit la plus grande précision enregistrée au centre de quatre tours, par rapport à celle obtenue au centre d'une tour, ses voisines ne mesurant que les queues de gerbes, la sensibilité à une variation de la position réelle est moindre. On obtient l'estimation suivante de la position corrigée de la gerbe:

$$\left\{ \begin{array}{lcl} x_{corr} & = & (1.11 \pm 0.12) \ \text{arctan} \ [(2.51 \pm 0.07) \ \ \bar{x}] \\ y_{corr} & = & (1.23 \pm 0.02) \ \text{arctan} \ [(2.41 \pm 0.06) \ \ \bar{y}] \end{array} \right. \tag{IV.3}$$

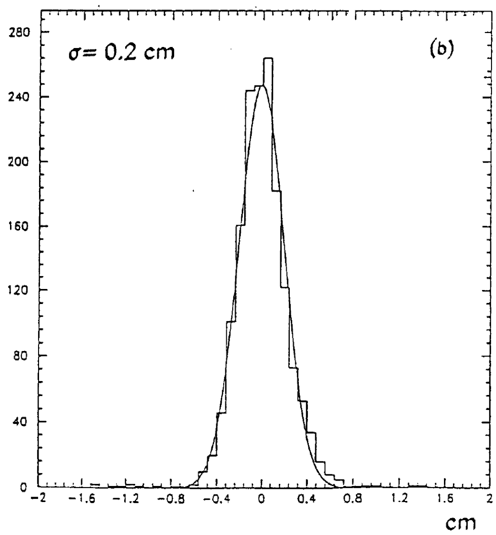
avec x_{corr} et y_{corr} en cm. On obtient ainsi, pour des électrons de 7 GeV, une résolution de 2 mm.
La résolution en position x_{corr} et y_{corr}, sur l'ensemble de la courbe, mesurée en fonction de l'énergie est la suivante:

$$\sigma_x \ (mm) \ = \ (\frac{1.51}{\sqrt{E}} + 1.45)$$

Elle est obtenue par ajustement sur la distribution de σ_x en fonction de l'énergie (figure IV.13).



(a) Résolution en position en fonction de l'énergie



(b) Distribution de la largeur de la position mesurée

Figure IV.13: Résolution en position.

IV.2.7 Uniformité

Lorsque l'ensemble des paramètres est fixé (le type de particule, l'énergie du faisceau, les angles d'incidence), l'amplitude du signal reçu ne doit pas dépendre du point d'impact du faisceau sur la face avant du calorimètre. Un détecteur idéalement uniforme présenterait une réponse identique en tout point. La réalité de la construction mécanique ne permet pas un tel résultat. Il est néanmoins capital de connaître l'uniformité de la réponse en fonction de la position car une non-uniformité importante détériore la résolution en énergie, en augmentant le terme constant de la résolution.

L'étude de l'uniformité en faisceau du prototype D a été effectuée avec des électrons de 30 GeV. On enregistre plusieurs prises de données, pour différents points d'impact du faisceau, comme le montre le schéma de la figure IV.14. Chaque point représente une prise de données.

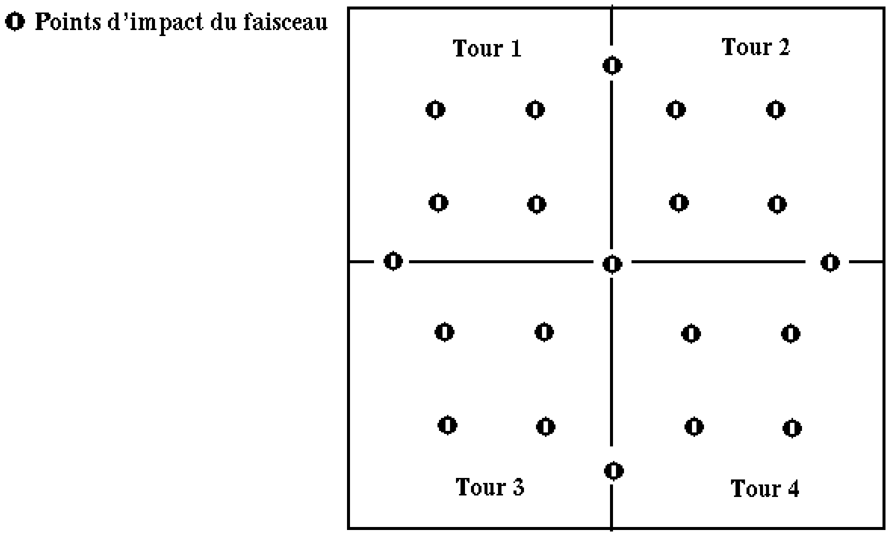


Figure IV.14: Les différents points d'impact sur la face avant du module pour l'étude de l'uniformité en faisceau d'électrons.

Les chambres à dérive multi-fils permettent, pour chaque événement, de le situer par rapport aux axes de la face avant du module (voir la partie IV.2.6). On définit un maillage sur la face avant constitué de petits carrés. On calcule la valeur moyenne du signal reçu dans chacun de ces petits carrés. La cartographie obtenue est représentée sur la figure IV.15. Les axes horizontaux et verticaux représentent le système de coordonnées de la face avant du prototype. La troisième coordonnée décrit l'amplitude de la valeur moyenne reçue pour un élément de surface de 1×1 mm^2, centré en ces coordonnées. Cette amplitude est proportionnelle à la surface du carré.

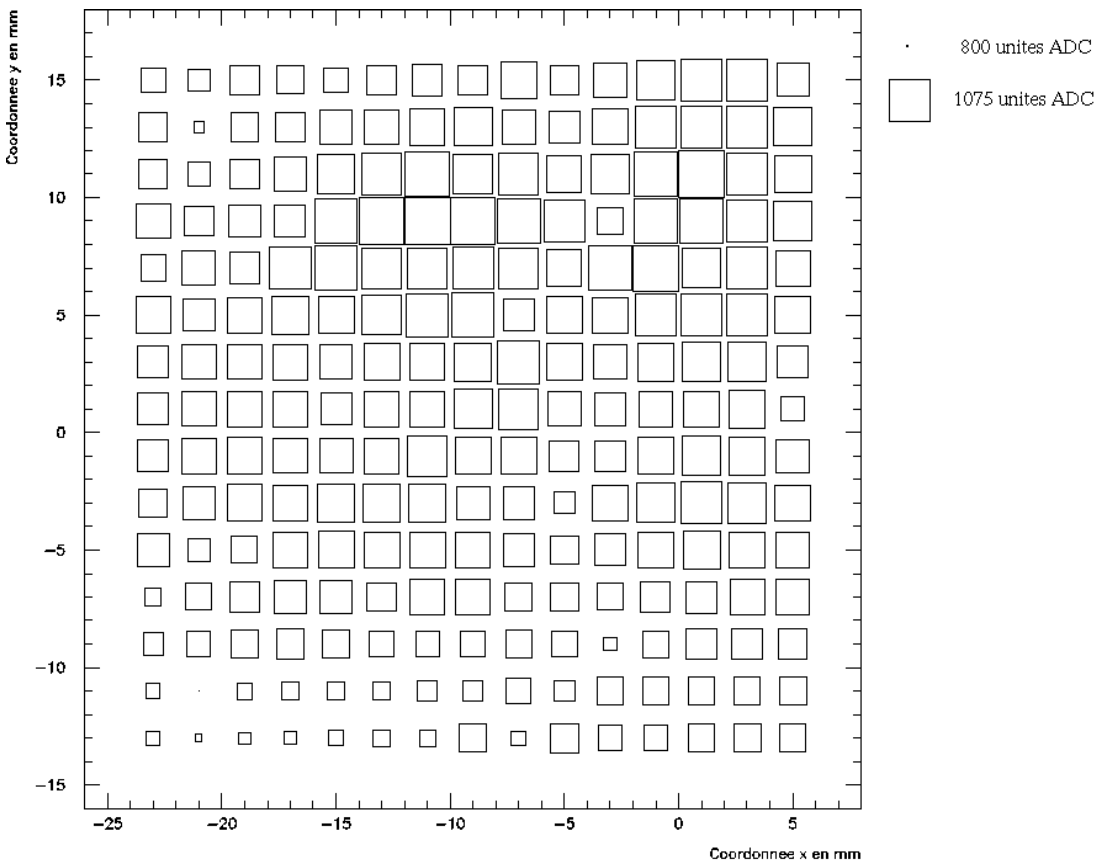


Figure IV.15: Cartographie d'uniformité de la partie centrale du module D, obtenue avec des électrons de 30 GeV*. Les axes horizontaux et verticaux représentent le système de coordonnées de la face avant du prototype. La troisième coordonnée décrit l'amplitude de la valeur moyenne reçue pour un élément de surface de* $1 \times 1\ mm^2$*, centré en ces coordonnées. Cette amplitude est proportionnelle à la surface du carré représenté.*

En définissant la non-uniformité comme le rapport de l'écart quadratique moyen σ_{unif} sur la valeur moyenne des amplitudes de chaque événement ($\overline{A_{unif}}$), on obtient:

$$\frac{\sigma_{unif}}{\overline{A_{unif}}} = 3.5\% \qquad \text{(IV.4)}$$

La figure IV.16 montre cette distribution d'amplitudes sur laquelle on a ajusté une fonction gaussienne. La résolution de 3.5 % peut s'expliquer par la composition d'un terme dû à la résolution en énergie du prototype à 30 GeV qui est de l'ordre de 2% et d'un effet de non-uniformité provenant de la construction évalué à 2%. L'ensemble des modules construits pour le calorimètre final est testé sur banc (voir la partie III.3), ce qui permet, d'une part, de connaître la non-uniformité sur l'ensemble du détecteur, d'autre part, de revoir les modules donnant de trop mauvais résultats.

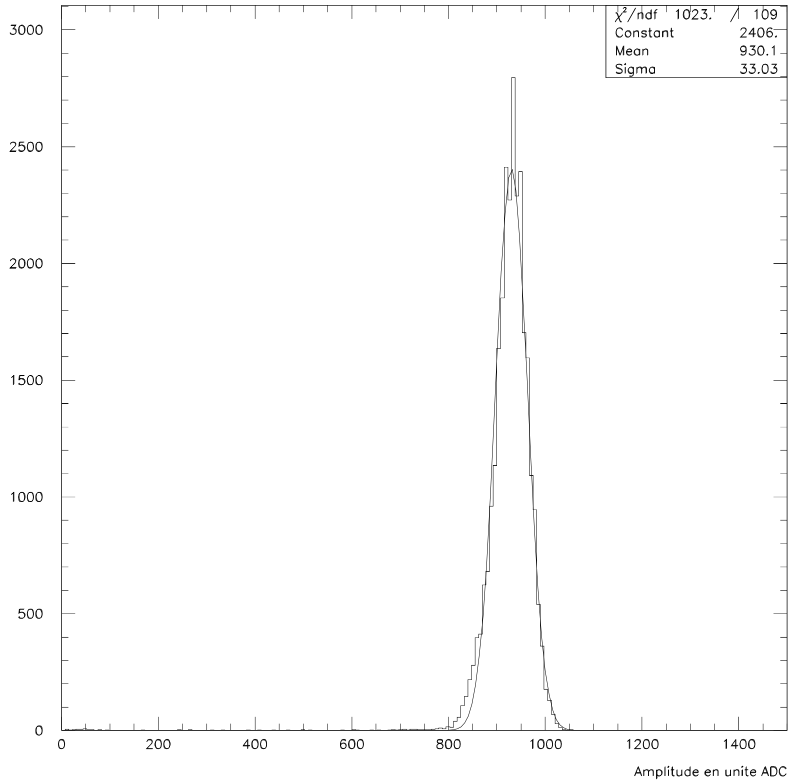


Figure IV.16: Distribution des amplitudes pour différents points d'impacts sur la face avant du module D (figure IV.15) obtenue avec des électrons de 30 GeV. La résolution de 3.5% peut s'expliquer par la composition d'un terme dû à la résolution en énergie du prototype à 30 GeV qui est de l'ordre de 2% et d'un effet de non-uniformité provenant de la construction évalué à 2%.

IV.2.8 Séparation électrons-pions chargés

La partie arrière de H1 doit permettre de signer les réactions de diffusions inélastiques, en identifiant l'électron diffusé. Or, la photoproduction, processus concurrent, produit des pions dans le calorimètre, dont certains peuvent être confondus avec un électron. La nécessité de pouvoir séparer les électrons des pions avec le futur calorimètre arrière est par conséquent primordiale. Les π^0 qui se désintégrent en $e^{\pm}$ ne laissent pas de trace chargée dans les chambres situées en amont du calorimètre. Par conséquent, seuls les pions chargés nécessitent d'être identifiés. Cette séparation électrons-pions chargés est basée sur la différence de dépôt d'énergie, entre les électrons et les hadrons (voir chapitre II), au niveau de l'extension spatiale des gerbes. On peut ainsi définir des critères de séparations basés sur la forme du dépôt d'énergie, dans les directions longitudinales et transversales, par rapport à l'axe de la gerbe.

Les modules A, B, C de la figure IV.3 sont utilisés pour cette étude. La segmentation transversale est étudiée avec le module ayant vingt voies, placé dans la configuration 1 de la figure IV.17. La segmentation longitudinale est obtenue en plaçant deux modules distincts l'un derrière l'autre (configuration 2 ou 3). Trois configurations ont été étudiées, pour les longueurs variables de la première section (11.4 X_0, 14.0 X_0, 25.4 X_0).

La combinaison des informations fournies par la segmentation longitudinale et la segmentation transversale, est étudiée en plaçant les différents prototypes suivant la configuration 4, décrite sur la figure IV.17.

Séparation transversale

La surface d'impact du faisceau correspond à une cellule centrale du calorimètre (3×1 cm^2), comme on peut le constater sur la figure IV.12, pour la configuration transversale. La répartition du dépôt d'énergie parmi les cellules du calorimètre dépend du type de particules (e ou $\pi^{\pm}$), des coordonnées du point d'impact (x, y) et des angles incidents (θ, ϕ).

La fraction d'énergie déposée dans chaque cellule i, peut être décrite par la fonction $f_i(r)$, dont la seule variable r représente la distance du point d'impact au centre du calorimètre. On peut paramétriser cette fonction par un polynôme de degré 5, dont les coefficients ont été calculés par ajustement sur les données obtenues avec des électrons de 7 GeV, à angles d'incidence fixés ($\theta = 6°$, $\phi = 4°$).
La différence d'énergie déposée dans neuf cellules voisines doit permettre la séparation $e/\pi^{\pm}$. On définit l'estimateur de dimension transversale suivant:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{i=9} r_i \left(\frac{E_i}{E_{tot}} - f_i(r) \right)^2$$

où E_i est l'énergie déposée dans la tour i, E_{tot} l'énergie totale déposée dans le calorimètre et r_i la distance entre le point d'impact et le centre de la tour i.

Cet estimateur compare la fraction mesurée d'énergie déposée $\frac{E_i}{E_{tot}}$, à celle calculée $f_i(r)$. Cette différence, en fraction d'énergie, entre les électrons et les pions chargés, doit essentiellement être détectée dans les queues latérales de gerbes. Bien que la différence entre $\frac{E_i}{E_{tot}}$ et $f_i(r)$ devienne

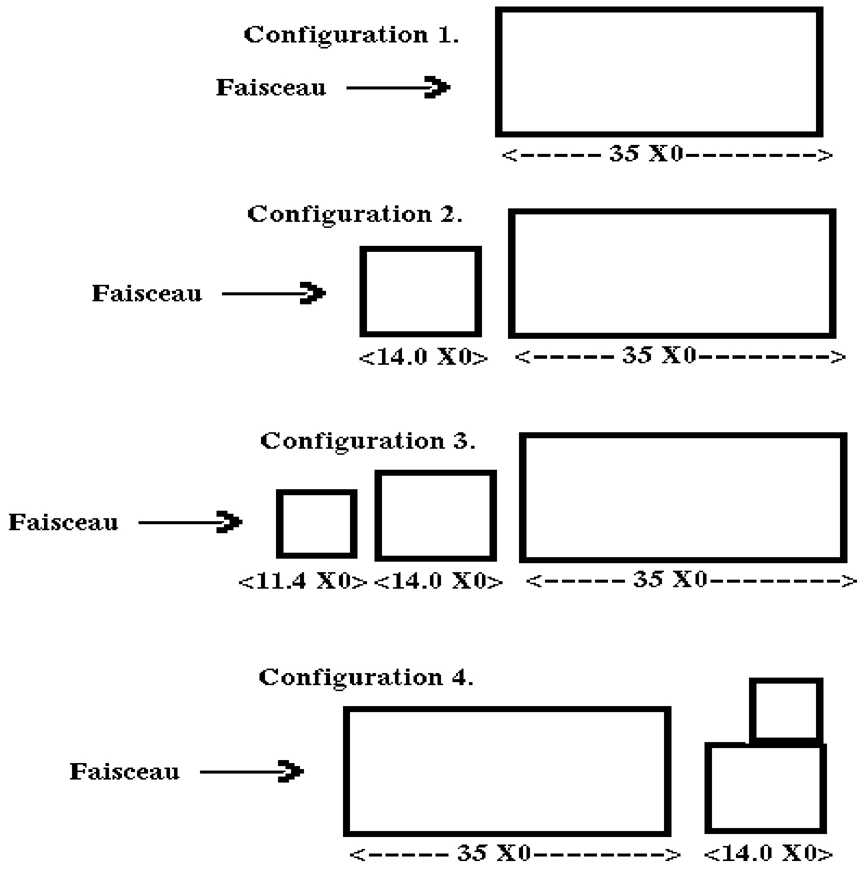


Figure IV.17: Les différentes configurations utilisées pour étudier la séparation électrons - pions, lors des tests en faisceau au PS.

faible dans les queues de gerbes, il est possible de pondérer le carré de cette différence par r_i. La figure IV.18 montre la distribution de χ^2 obtenue pour des électrons et des pions d'énergie comprise entre 1 GeV et 7 GeV.

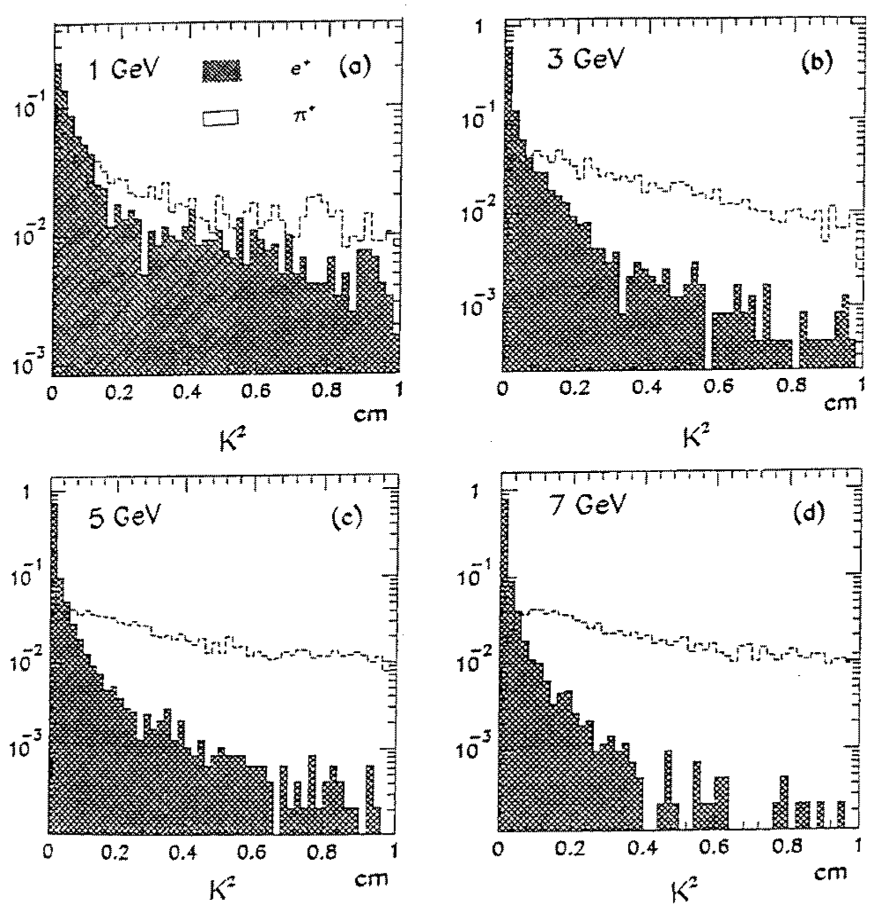


***Figure IV.18:** Distribution du paramètre χ^2 transverse pour des électrons et des pions d'énergie de* 1 GeV *(a),* 3 GeV *(b),* 5 GeV *(c),* 7 GeV *(d).*

a) Fonction de transparence: La fonction de transparence est définie comme la fraction de pions chargés qui a déposé une quantité d'énergie supérieure à un seuil. La figure IV.19 la représente en fonction de différents seuils pour des π^+ de 1 à 10 GeV. L'étude de la fonction de transparence est motivée par le contexte des événements de diffusion inélastique à HERA, où l'électron diffusé est sélectionné à partir du spectre en énergie, au- dessus d'un certain seuil, afin de rejeter les événements au minimum d'ionisation et ceux de type hadronique. On observe une différence de dépôt d'énergie entre les pions chargés positivement, et ceux chargés négativement, les π^- déposant plus d'énergie dans le plomb que les π^+, ce qui est en accord avec les différences de sections efficaces nucléaires. Mais cette différence est petite et peut être négligée par la suite.

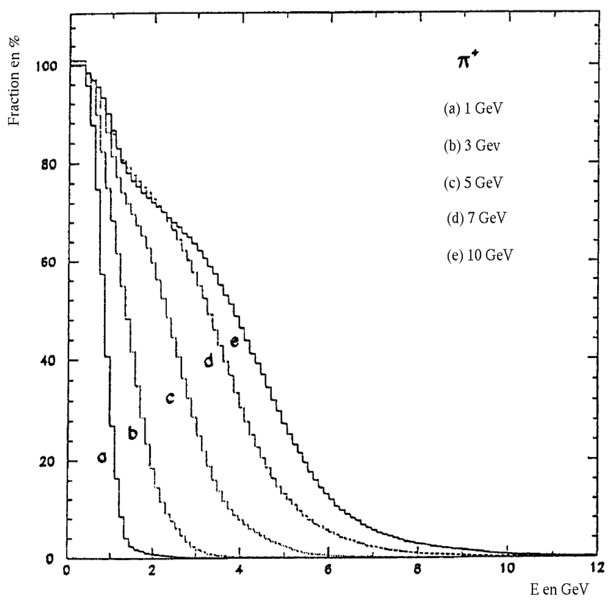


Figure IV.19: Fonction de transparence définie comme la fraction de pions chargés qui a déposé une quantité d'énergie supérieure à un seuil. Elle est obtenue avec des pions de* 1 GeV *à* 10 GeV*, avec un calorimètre de* $2.2\lambda_{int}$ *de profondeur. Cette fonction caractérise la contamination en hadrons résultant d'un seuil en énergie visible dans le calorimètre électromagnétique.

b) Effet de la coupure transversale sur la fonction de transparence: Les coupures sur la variable χ^2 sont choisies de manière à obtenir une efficacité de sélection des électrons ε_e, de l'ordre de 90% ou 95%. Ces coupures proviennent de la figure IV.18 et sont répertoriées dans le tableau IV.6.

La coupure en χ^2, appliquée à chaque pion incident, peut être calculée de deux manières:

Énergie de l'électron (GeV)	coupure sur χ^2 (cm)	
	$\varepsilon_e = 90\%$	$\varepsilon_e = 95\%$
1	0.64	1
3	0.14	0.21
5	0.08	0.18
7	0.045	0.09

Tableau IV.6: La coupure transverse χ^2 pour les efficacités de sélection des électrons $\varepsilon_e = 90\%$ et $\varepsilon_e = 95\%$ et pour des énergies de 1, 3, 5, 7 GeV.

- Méthode α: La coupure en χ^2 est choisie de manière à sélectionner les électrons ayant la même énergie que les pions incidents avec une efficacité $\varepsilon_e = 90\%$, soit χ^2_α cette coupure.

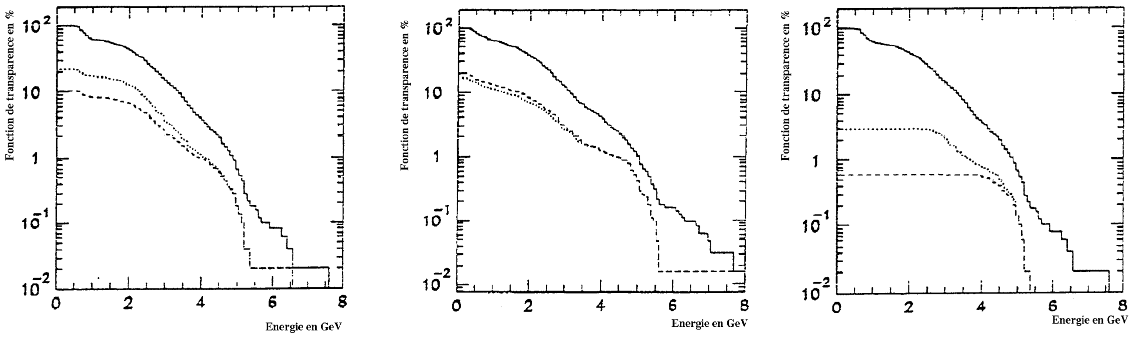
- Méthode β: La seconde méthode consiste à selectionner les électrons ayant une énergie égale à celle déposée, avec une efficacité $\varepsilon_e = 90\%$, soit χ^2_β la coupure correspondante. Dans ce cas, la coupure en χ^2 est calculée événement par événement, par interpolation linéaire de l'ajustement des valeurs de χ^2 en fonction de l'énergie déposée à 3, 5, 7 GeV, données dans le tableau IV.6.

La méthode β est moins efficace pour le rejet des π^+ que la méthode α. La grande différence à 7 GeV, entre les coupures χ^2_α et χ^2_β, est sans doute due au fait que la fonction $f_i(r)$ est calculée pour des électrons de 7 GeV.

La figure IV.20 montre un exemple de fonction de transparence pour des π^+ de 5 GeV avant et après avoir appliqué les coupures.

Le tableau IV.7 donne les facteurs de rejet des pions dont l'énergie est supérieure à un certain seuil et après application des coupures. Le facteur de rejet est défini comme l'inverse de la probabilité pour qu'un pion soit identifié à un électron.

Les coupures transversales pures (sans seuils en énergie) permettent un rejet des $\pi^\pm$ de 3 GeV par un facteur 4.4 et ceux de 7 GeV par un facteur 28. L'amélioration relative obtenue pour le rejet des $\pi^\pm$, grâce à la coupure transverse, décroît pour des énergies déposées plus grandes. L'énergie déposée étant plus grande, la part de signal électromgnétique dans la gerbe des pions augmente. Dans le cas extrême, où toute l'énergie est visible, la gerbe de pions est confondue avec celle des électrons.
Pour des $\pi^\pm$ de 1 et 7 GeV, la coupure transverse χ^2_α, associée à un seuil en énergie de 3 GeV, donne un facteur de rejet 40, alors qu'il est de 4 sans la coupure transverse. En augmentant le seuil à 5 GeV, le facteur de rejet passe à 150, il est de 20 sans la coupure transverse.



(a) (b) (c)

Figure IV.20: Fonction de transparence obtenue avec des pions de 5 GeV, avant et après avoir appliqué: Les coupures transversales (a.); Les coupures longitudinales pour la configuration 1 (b.); La combinaison des deux types de coupures (c.). Les traits pleins correspondent à la fonction de transparence sans coupure sur les dimensions de la gerbe, les tirets à la fonction de transparence pour des électrons ayant la même énergie que les pions incidents avec une efficacité de sélection $\varepsilon_e = 90\%$, les pointillés à la fonction de transparence pour des électrons ayant la même énergie que celle déposée par les pions avec une efficacité de sélection $\varepsilon_e = 95\%$. Les courbes obtenues pour les autres énergies et les différentes configurations sont du même type.

Énergie des π^+		Seuil en énergie				
		$E > 0$ GeV	$E > 1$ GeV	$E > 3$ GeV	$E > 5$ GeV	$E > 7$ GeV
1 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.05	1.1 ± 0.06	> 2000	> 2000	> 2000
	coupure χ^2_α	1.6 ± 0.09	1.7 ± 0.1	> 2000	> 2000	> 2000
3 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.04	1.6 ± 0.08	50 ± 6.6	> 3000	> 3000
	coupure χ^2_α	4.4 ± 0.3	6 ± 0.4	100 ± 22	> 3000	> 3000
	coupure χ^2_β	3.6 ± 0.2	5.1 ± 0.3	100 ± 22	> 3000	> 3000
5 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.03	1.5 ± 0.02	5.3 ± 0.2	115 ± 19	> 5000
	coupure χ^2_α	9.3 ± 0.5	12 ± 0.8	43 ± 4.6	555 ± 20	> 5000
	coupure χ^2_β	4.5 ± 0.2	7.8 ± 0.4	29 ± 3	555 ± 20	> 5000
7 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.03	1.6 ± 0.06	2.7 ± 0.1	21 ± 1.2	192 ± 41
	coupure χ^2_α	28 ± 3	32 ± 3	50 ± 6	152 ± 29	800 ± 34
	coupure χ^2_β	5.2 ± 0.2	6.7 ± 0.3	13 ± 0.8	110 ± 18	800 ± 34

Tableau IV.7: Facteurs de rejet des pions sans coupure et avec les coupures χ^2_α ou χ^2_β.

Séparation longitudinale

La configuration longitudinale présente deux sections distinctes suivant l'axe du faisceau. On définit l'estimateur de séparation longitudinale de la manière suivante:

$$R_L \; = \; \frac{\textit{Énergie déposée dans la première section}}{\textit{Énergie déposée dans la seconde section}}$$

La figure IV.21 montre un exemple de distribution de ce paramètre R_L pour des pions et des électrons de 7 GeV.

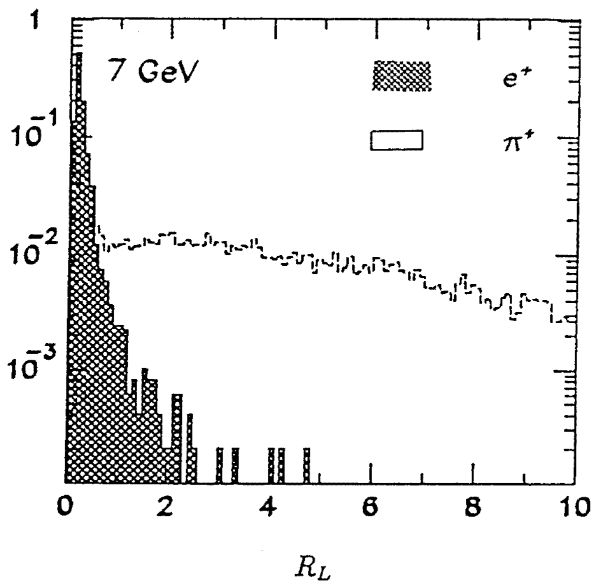


Figure IV.21: Distribution du paramètre longitudinal R_L, pour des électrons et des pions de 7 GeV dans la configuration 2.a. On obtient des distributions similaires pour les autres énergies ainsi que pour d'autres configurations.

a) Configuration longitudinale 1 et 2:

Dans la configuration 1, la première section a une longueur de 14 X_0, la longueur totale du calorimètre étant égale à 49 X_0, soit 1.8 λ_{int}. Pour des électrons d'énergie de 5, 7, 10 GeV, les coupures R_L, pour des efficacités de sélection $\varepsilon_e = 90\%$ et $\varepsilon_e = 95\%$, sont présentées dans le tableau IV.8.

Dans la configuration 2, la première section peut avoir deux longueurs différentes, 11.4 X_0 pour la configuration 2.a, 25.4 X_0 pour la configuration 2.b. La longueur totale du calorimètre est alors de 60.4 X_0, soit 2.2 λ_{int}.

Énergie de l'électron (GeV)	coupure sur R_L	
	$\varepsilon_e = 90\%$	$\varepsilon_e = 95\%$
5	0.23	0.34
7	0.28	0.43
10	0.44	0.7

Tableau IV.8: La coupure R_L pour les efficacités de sélection des électrons $\varepsilon_e = 90\%$ et $\varepsilon_e = 95\%$ et pour des énergies de 1, 3, 5, 7 GeV, pour la configuration 1.

Les coupures R_L, pour des efficacités de sélection $\varepsilon_e = 90\%$ et $\varepsilon_e = 95\%$, sont présentées dans le tableau IV.9 (pour des électrons d'énergie 1, 3, 5, 7 GeV):

Énergie de l'électron (GeV)	config 2a		config 2b	
	$\varepsilon_e = 90\%$	$\varepsilon_e = 95\%$	$\varepsilon_e = 90\%$	$\varepsilon_e = 95\%$
1	0.35	0.5	0.06	0.08
3	0.38	0.5	0.028	0.036
5	0.45	0.65	0.030	0.05
7	0.62	0.85	0.036	0.068

Tableau IV.9: La coupure R_L pour les efficacités de sélection des électrons $\varepsilon_e = 90\%$ et $\varepsilon_e = 95\%$ et pour des énergies de 1, 3, 5, 7 GeV, pour la configuration 2a et 2b.

b) Fonction de transparence et facteurs de rejet: Les effets de la coupure longitudinale sur la fonction de transparence sont visualisés sur la figure IV.20 (b) pour la configuration 1. On observe des effets semblables pour la configuration 2.

La coupure R_L, comme pour la coupure transverse, peut être calculée par les deux méthodes décrites précédemment. Mais, contrairement au cas transverse, la méthode β est presque aussi efficace pour le rejet des pions que la méthode α. Cette méthode permet de distinguer plus facilement longitudinalement que transversalement, une gerbe hadronique d'une gerbe électromagnétique, pour une petite fraction d'énergie déposée.

Les facteurs de rejet des π^+, avec et sans coupure R_L et pour différents seuils en énergie sont résumés dans les deux tableaux IV.10 et IV.11, le premier concerne la configuration 1, le second la configuration 2. Sans seuil en énergie, le facteur de rejet est d'autant plus important que la longueur du calorimètre est grande. Ceci provient du fait que la probalité pour qu'un pion chargé interagisse hadroniquement augmente avec la longueur du détecteur et d'autant plus à haute énergie. Par exemple, pour des énergies allant de 5 GeV à 7 GeV, les facteurs de rejet, obtenus avec la méthode α, varient entre 4 et 5 pour la configuration 1, alors qu'ils sont compris entre 6 et 8 pour la configuration 2. En appliquant un seuil de 3 GeV en énergie, on obtient les plus grands facteurs de rejet dans la configuration 1 dans la gamme $5 - 7$ GeV. En effet, en imposant ce seuil à 3 GeV, on sélectionne les $\pi^\pm$ qui ont produit une interaction hadronique et développé une gerbe.

Énergie des π^+		Seuil en énergie $E > 0$ GeV	$E > 1$ GeV	$E > 3$ GeV	$E > 5$ GeV	$E > 7$ GeV
5 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.03	1.6 ± 0.04	8.5 ± 0.4	100 ± 14	1667 ± 875
	coupure R_L^α	5 ± 0.2	7.7 ± 0.3	36 ± 3	244 ± 51	5000 ± 450
	coupure R_L^β	5.7 ± 0.2	9.1 ± 0.5	39 ± 4	244 ± 51	5000 ± 450
7 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.02	1.3 ± 0.03	3 ± 0.1	16 ± 1	100 ± 13
	coupure R_L^α	4.4 ± 0.2	6.7 ± 0.3	15 ± 1	83 ± 10	500 ± 14
	coupure R_L^β	5.7 ± 0.2	8.8 ± 0.4	18 ± 1	89 ± 11	500 ± 14
10 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.02	1.5 ± 0.04	2.7 ± 0.1	7.7 ± 0.3	35 ± 3
	coupure R_L^α	4.1 ± 0.1	6 ± 0.2	12 ± 0.6	35 ± 3	175 ± 29
	coupure R_L^β	6.1 ± 0.2	9.7 ± 0.5	19 ± 1	53 ± 5	196 ± 34

Tableau IV.10: Facteur de rejet des pions sans coupure et avec les coupures R_L^α ou R_L^β pour la configuration longitudinale 1.

Énergie des π^+		Seuil en énergie $E > 0$ GeV	$E > 1$ GeV	$E > 3$ GeV	$E > 5$ GeV	$E > 7$ GeV
3 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.02	1.5 ± 0.04	58 ± 5.3	373 ± 81	> 1000
	coupure R_L^α	4.8 ± 0.2	7.0 ± 0.3	215 ± 36	720 ± 215	> 1000
	coupure R_L^β	2.9 ± 0.08	4.0 ± 0.1	162 ± 24	324 ± 66	> 1000
5 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.02	1.2 ± 0.03	3.3 ± 0.1	50 ± 4.3	316 ± 63
	coupure R_L^α	6.3 ± 0.2	7.0 ± 0.3	25 ± 1.6	224 ± 38	1000 ± 345
	coupure R_L^β	6.3 ± 0.2	2.6 ± 0.07	17 ± 0.9	160 ± 23	> 1000
7 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.02	1.2 ± 0.03	1.7 ± 0.04	7.7 ± 0.3	49 ± 4
	coupure R_L^α	6.3 ± 0.2	7.0 ± 0.3	10.5 ± 0.5	66 ± 6	205 ± 32
	coupure R_L^β	8.3 ± 0.3	8.6 ± 0.4	12 ± 0.6	60 ± 5.4	460 ± 106
10 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.02	1.1 ± 0.02	1.7 ± 0.04	3.2 ± 0.09	13 ± 0.6
	coupure R_L^α	7.8 ± 0.3	9.5 ± 0.4	14.5 ± 0.7	42 ± 3.2	200 ± 31
	coupure R_L^β	12.6 ± 0.6	14.5 ± 0.7	19 ± 1	53 ± 4.5	211 ± 34

Tableau IV.11: Facteurs de rejet des pions sans coupure et avec les coupures R_L^α ou R_L^β pour la configuration longitudinale 2a et 2b.

Le rejet de ces pions qui déposent le plus d'énergie étant crucial, la configuration 1, dont la première section a une longueur de 14 X_0, s'avère être celle qui optimise la séparation e/π dans la gamme $5-7$ GeV. La comparaison des facteurs de rejet obtenus pour les configurations 2a et 2b, montre que la séparation e/π est meilleure dans la gamme $3-5$ GeV, avec une première section de 11.4 X_0, alors qu'inversement dans la gamme $7-10$ GeV, les meilleurs résultats sont obtenus avec une première section de 25.4 X_0.

Séparations longitudinales et transversales combinées

La combinaison des deux critères longitudinaux et transversaux a été étudiée avec la configuration dite de queue de gerbes, décrite sur la figure IV.17 d. Les figures IV.22 montrent la corrélation entre l'énergie déposée dans le détecteur de queue de gerbes et celle déposée dans le calorimètre, pour des électrons (IV.22 a.) et des pions (IV.22 b.) de 5 GeV. On définit maintenant l'estimateur de séparation e/π de la façon suivante:

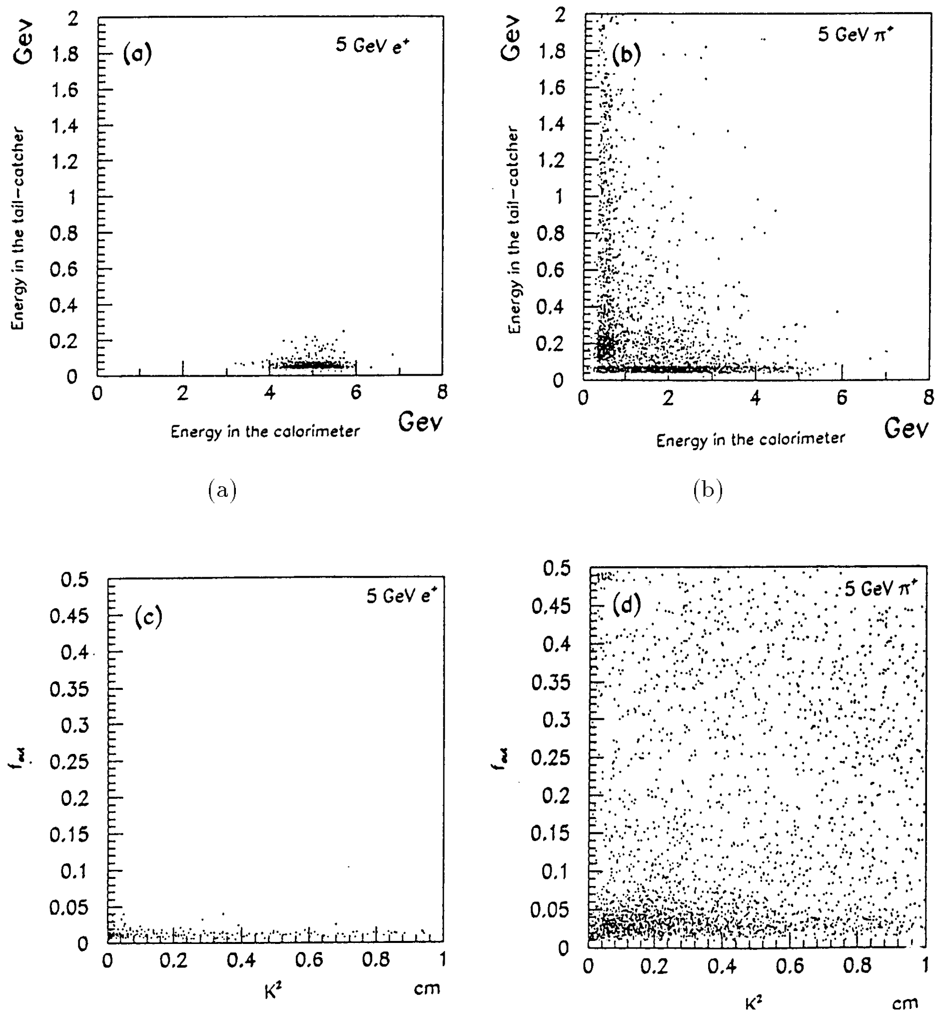
$$f_{out} = \frac{\textit{Énergie déposée dans le détecteur de queue de gerbes}}{\textit{Énergie déposée dans le calorimètre}}$$

Les corrélations entre l'estimateur longitudinal f_{out}, et l'estimateur transversal χ^2 sont représentées sur la figure IV.22 c pour les électrons et IV.22 d pour les pions. Les coupures sur le paramètre longitudinal sont choisies à partir de la distribution de f_{out} représentée sur la figure IV.23. Le tableau IV.12 présente les efficacités de sélection des électrons.

Énergie de l'électron (GeV)	f_{out}	Efficacités	
		avec χ^2 seul	avec f_{out} et χ^2
3	0.024	89.6	85.4
5	0.016	88.5	87.5
7	0.012	90.5	88.1

Tableau IV.12: Coupures f_{out}, efficacités de sélection correspondantes des électrons.

On peut voir les effets de ces coupures combinées sur la fonction de transparence sur la figure IV.20 c. Là encore, nous avons envisagé deux méthodes pour le calcul de f_{out}: La méthode β est un calcul de f_{out} par ajustement linéaire des valeurs à 3, 5, 7 GeV, données dans la tableau IV.12. La méthode β est dans ce cas moins efficace, comme nous l'avions déjà constaté pour la séparation transverse. La coupure f_{out} permet un gain dans le rejet des pions par rapport à la coupure transverse seule. Ces résultats sont présentés dans le tableau IV.13 qui doivent être comparés à ceux du tableau IV.7. La contrainte d'un seuil à 3 GeV permet d'obtenir un facteur de rejet de 116 à 3 GeV, 179 à 5 GeV et 303 à 7 GeV.



(a) (b)

(c) (d)

Figure IV.22: Énergie déposée dans le détecteur de queue de gerbes en fonction de celle dans le calorimètre, pour les électrons (a) et les pions (b), à 5 GeV. *Paramètre longitudinal f_{out} en fonction du paramètre transversal χ^2 pour les électrons (c) et les pions (d), à* 5 GeV. *Des corrélations similaires sont obtenues pour les autres énergies.*

Énergie des π^+		Seuil en énergie				
		$E > 0$ GeV	$E > 1$ GeV	$E > 3$ GeV	$E > 5$ GeV	$E > 7$ GeV
3 GeV	coupure f_{out}^{α}	63 ± 11	63 ± 11	116 ± 67	> 3000	> 3000
	coupure f_{out}^{β}	59 ± 10	59 ± 10	116 ± 27	> 3000	> 3000
5 GeV	coupure f_{out}^{α}	167 ± 34	167 ± 34	179 ± 37	714 ± 290	> 5000
	coupure f_{out}^{β}	33 ± 03	33 ± 3	50 ± 6	714 ± 290	> 5000
7 GeV	coupure f_{out}^{α}	303 ± 81	303 ± 81	303 ± 81	333 ± 93	909 ± 409
	coupure f_{out}^{β}	19 ± 2	19 ± 2	23 ± 2	182 ± 38	1667 ± 1000

Tableau IV.13: Facteurs de rejet des pions avec les coupures f_{out}^{α} ou f_{out}^{β}.

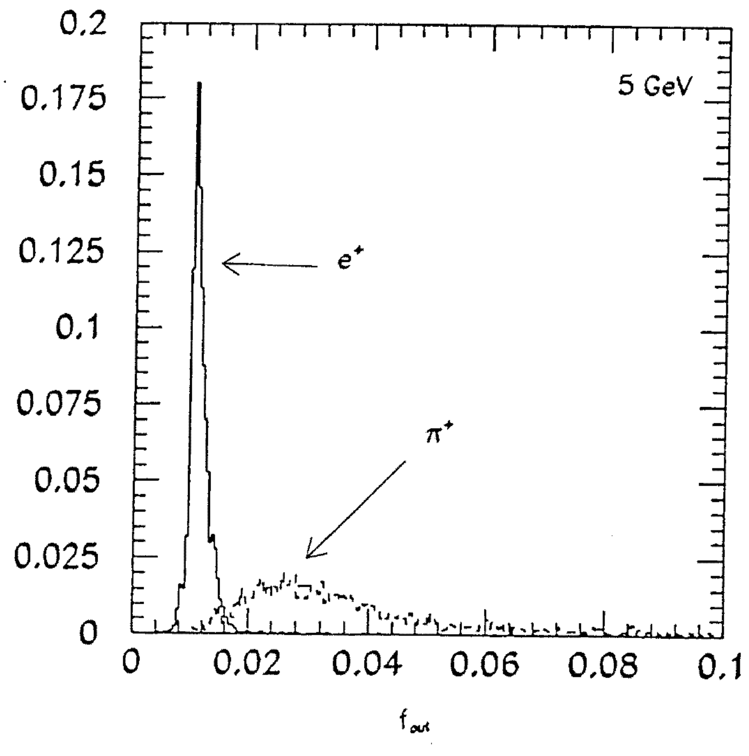


Figure IV.23: Distribution du paramètre longitudinal f_{out}.

Séparation électrons-pions avec le module D

La méthode de séparation transverse est basée sur le même principe que pour deux modules séparés, comme cela a été étudié dans la partie IV.2.8.
On définit la variable longitudinale R_L de la manière suivante:

$$R_L = \frac{\textit{Énergie déposée dans les fibres longues}}{\textit{Énergie déposée dans les fibres courtes}}$$

Le tableau IV.14 donne ce facteur pour différents seuils en énergie, avec ou sans coupure sur la variable R_L.

Énergie des π^+		Seuil en énergie				
		$E > 0$ GeV	$E > 1$ GeV	$E > 3$ GeV	$E > 5$ GeV	$E > 7$ GeV
15 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.04	1.13 ± 0.05	1.71 ± 0.08	2.17 ± 0.1	3.55 ± 0.2
	coupure R_L	21.0 ± 2.4	21.0 ± 2.4	27.0 ± 3.4	33.5 ± 4.6	57.7 ± 10.0
20 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.03	1.12 ± 0.03	1.65 ± 0.06	1.79 ± 0.06	2.19 ± 0.08
	coupure R_L	23.0 ± 2.0	25.7 ± 2.3	30.7 ± 2.9	32.4 ± 3.2	40.1 ± 4.3
30 GeV	sans coupure	1.0 ± 0.02	1.10 ± 0.02	1.45 ± 0.03	1.52 ± 0.04	1.6 ± 0.04
	coupure R_L	27.6 ± 1.8	31.3 ± 2.1	38.1 ± 2.8	39.2 ± 3.0	40.2 ± 3.0

Tableau IV.14: Facteurs de rejet des pions avec ou sans la coupure R_L pour différents seuils en énergie.

IV.2.9 Résolution en temps

La structure temporelle du signal SPACAL a été étudiée avec des électrons et des pions de 5 GeV, sur l'accélérateur PS du CERN. Les mesures sont effectuées avec un oscilloscope numérique (Tektronix DSA 602A) recevant en entrée les quatre voies du module A. Un cable BNC de 10 mètres de long relie chaque photomultiplicateur à une entrée 50 Ω de l'oscilloscope. Le signal est échantillonné à une fréquence de 500 MHz, les signaux de chacune des voies sont décalés les uns des autres de 0.5 ns. La figure IV.24 montre les signaux reçus sur les quatre voies.

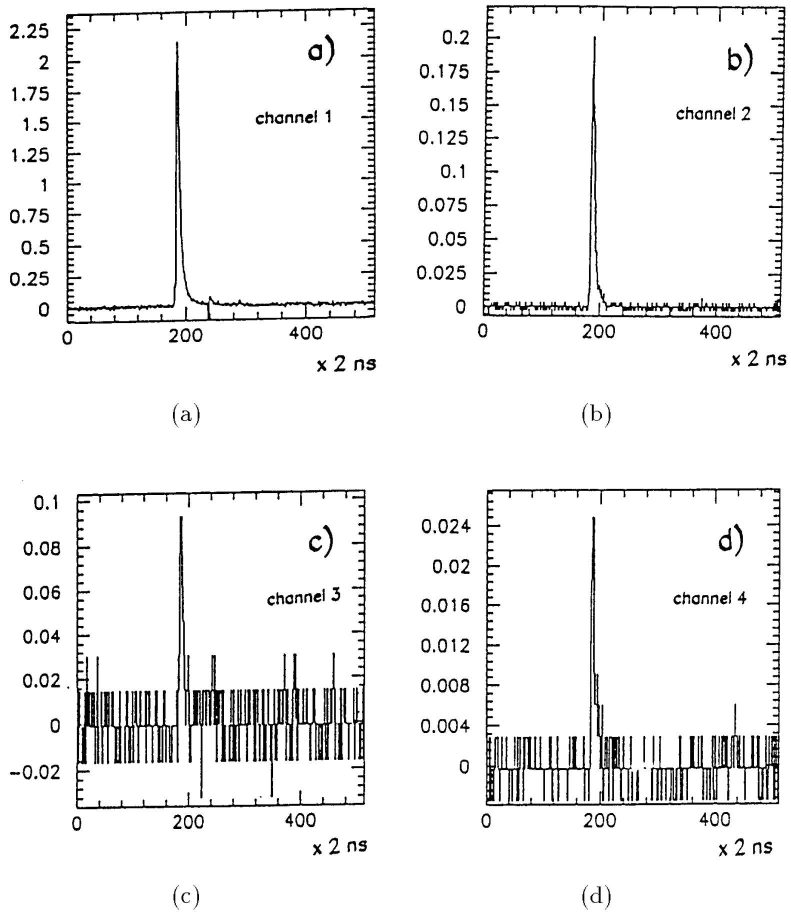


Figure IV.24: Enregistrement des signaux issus des quatre tours voisines d'un module SPACAL (a, b, c, d), le faisceau de 5 GeV étant centré sur la tour a. Cet enregistrement permet de mesurer la dispersion en temps d'un signal faible (500 MeV en b, 250 MeV en c) par rapport à un signal fort (a). Le résultat obtenu est présenté sur la figure IV.27.

La figure IV.25 montre la forme de l'impulsion des électrons événement par événement, pour la voie 1, normalisée à la somme des quatre voies. Le temps de montée, pris entre 10% et 90% du maximum est de 4 ns. Le temps de décroissance, obtenu par l'ajustement d'une fonction exponentielle, est de 11 ns. Le profile temporel obtenu pour les trois autres voies est du même type. Finalement, 97% de l'énergie sont collectés en 40 ns.

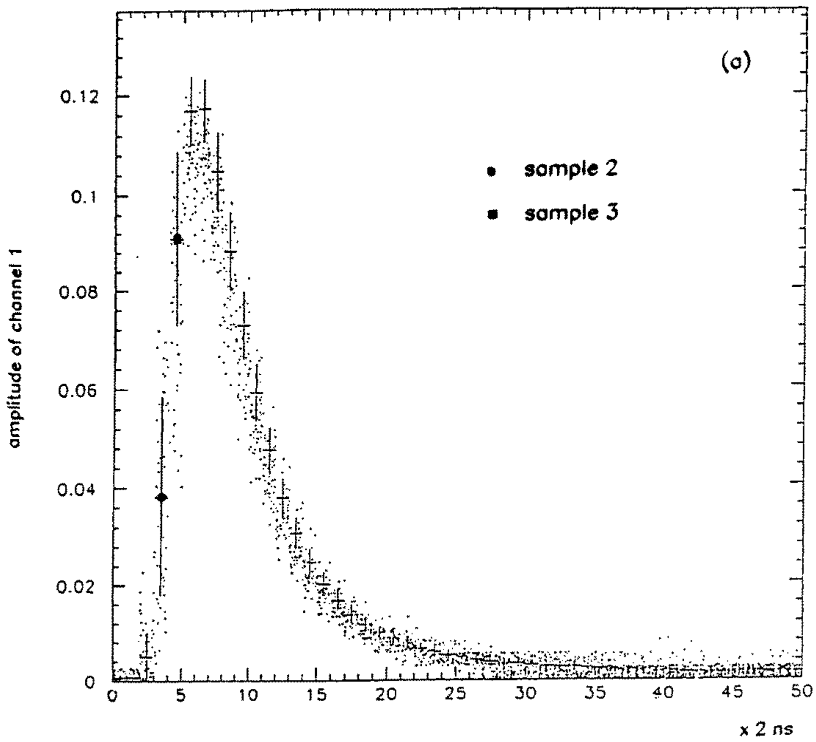
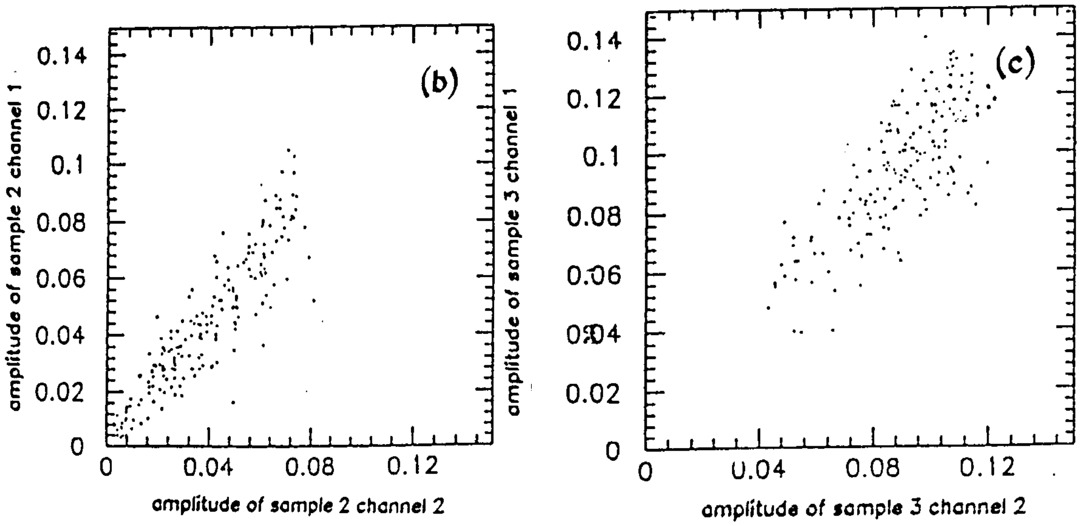


Figure IV.25: Impulsions des électrons mesurées pour une des voies d'un module SPACAL et normalisées à la somme des quatre autres.

Pour un temps donné, les amplitudes des différentes voies sont corrélées. Pour les temps 2 et 3 définis sur la figure IV.25, les corrélations des amplitudes des voies 1 et 2 sont représentées sur la figure IV.26.

La dispersion en amplitude peut être vue comme un temps de propagation, en ajustant sur les points 2 et 3 de la figure IV.25 une droite qui va donner une relation linéaire temps-amplitude. Le temps de propagation sur le front de montée est alors de 0.8 ns. Cette propagation inclue les fluctuations du déclenchement de l'oscilloscope qui peuvent être éliminées en considérant la différence de temps d'arrivée pour deux cellules adjacentes (figure IV.27). On obtient finalement une fluctuation temporelle intrinsèque de 0.4 ns.



(a) (b)

Figure IV.26: Corrélations des amplitudes des voies 1 et 2, aux temps 2 et 3 définis sur la figure IV.25.

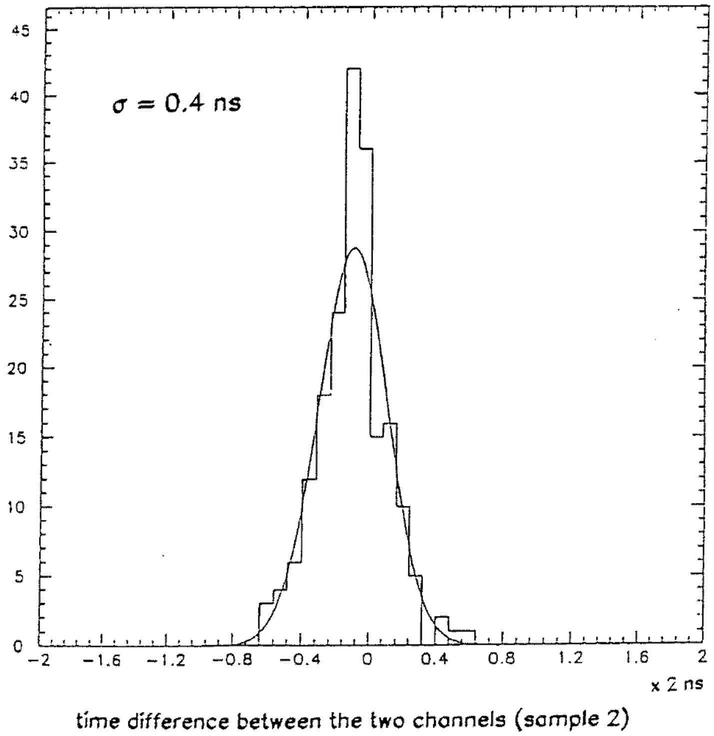


Figure IV.27: Différence temporelle entre deux cellules adjacentes pour des énergies de l'ordre de 500 MeV. La fluctuation obtenue à partir de cette distribution est de 0.4 ns.

IV.3 Conclusion

Les tests en faisceau ont permis d'affiner la conception mécanique du calorimètre SPACAL-H1. Les résultats finaux obtenus correspondent au cahier des charges définies au chapitre III. Dans la région du pic cinématique à 30 GeV, la résolution en énergie est de 2%. L'effet de canalisation dans les fibres détériore cette résolution en deça de $3°$ en θ. Cet angle correspond à la frontière entre le détecteur et le tube à vide, cet effet n'affectera donc pas les performances du calorimètre. La partie hadronique ($27\ X_0$, $1.25\ \lambda_I$) permet de diminuer la contamination en pions du signal des électrons par un facteur 100 par l'utilisation de la fonction de transparence, adaptée au contexte de H1. La résolution en temps est inférieure à 1 ns.

Pour exploiter ces performances calorimétriques, une électronique adaptée doit être mise au point. Le chapitre suivant présente ce deuxième aspect de l'amélioration de la partie arrière du détecteur H1.

Chapitre V

L'électronique associée au calorimètre SPACAL-H1

L'amélioration de la partie arrière du détecteur H1, par la mise en place d'un calorimètre plomb-fibres scintillantes, offre de nouvelles potentialités dont l'exploitation nécessite une électronique associée performante. La rapidité du détecteur (résolution < 1 ns), sa grande gamme dynamique allant du bruit électronique de 2.5 MeV à l'énergie maximale de 40 GeV, ainsi que son fonctionnement en haut champ magnétique de 1.2 Teslas conditionnent la conception et les performances de l'ensemble de la chaîne électronique décrite gobalement dans la première partie de ce chapitre.

Les photomultiplicateurs ont été spécialement conçus pour un fonctionnement en haut champ magnétique. Les bases sont équipées de composants actifs pour pallier le faible gain et les perturbations dans les cables. L'ensemble de ce système est décrit dans la partie V.1.1.

La lecture des signaux en énergie est effectuée par une nouvelle carte *Read-Out*. Sa gamme dynamique est de 14 bits.

Le déclenchement et la mise en temps des différents signaux sur cette gamme dynamique rendent nécessaire la conception d'un nouveau système de déclenchement, permettant de rejeter en ligne le bruit de fond dû aux collisions entre le faisceau et la paroi du tube à vide ou le gaz résiduel. Un premier filtre temporel est constitué d'une carte dite de *"Front-End"*, permettant de sélectionner les événements, par une mesure de temps de vol. La conception et l'étude des performances de cette carte font partie du travail présenté dans cette thèse et seront décrites dans la partie V.2.

Un second niveau du système de déclenchement est constitué par un filtre spatial qui permet de déclencher l'acquisition en comparant par un système de fenêtres glissantes, l'énergie déposée à un des trois seuils pré-définis. Cette carte est appelée *Inclusive Electron Trigger* (IET).

V.1 Vue d'ensemble de la chaîne électronique

Le dispositif de la chaîne électronique, représenté sur la figure V.1, se répartit géographiquement en trois régions: La première région est le détecteur lui-même, dont les bases actives des photomultiplicateurs constituent le dernier élément.

Les signaux issus de ces bases sont transportés par un cable de 19 mètres jusqu'à la seconde région située dans la partie inférieure du détecteur et qui correspond à la situation des cartes de lecture des énergies (dites cartes *Read-out*) et des cartes *"Front-End"*. Ces deux types de cartes sont contenus dans une “boîte analogique”. La dénomination de “carte *Front-End*” provient de son emplacement près du calorimètre et par opposition aux systèmes électroniques situés en dehors de la zone expérimentale. Cette situation près du calorimètre est justifiée par la nécessité de minimiser l'atténuation en amplitude du signal dans les cables. De plus, en bénéficiant de la cage de Faraday que constitue le détecteur, la sensibilité des cartes au bruit cohérent est atténuée.

Les signaux sortant de la boîte analogique sont transportés jusqu'à la salle d'électronique par un cable de 22 mètres. Cette troisième région est occupée par les systèmes IET et TDC décrits dans la suite et dont les signaux d'entrée sont issus de la carte *"Front-End"*. Deux types d'ADC, l'un de gain 1, l'autre de gain 4, reçoivent les signaux en énergie issus de la carte *Read-out*.

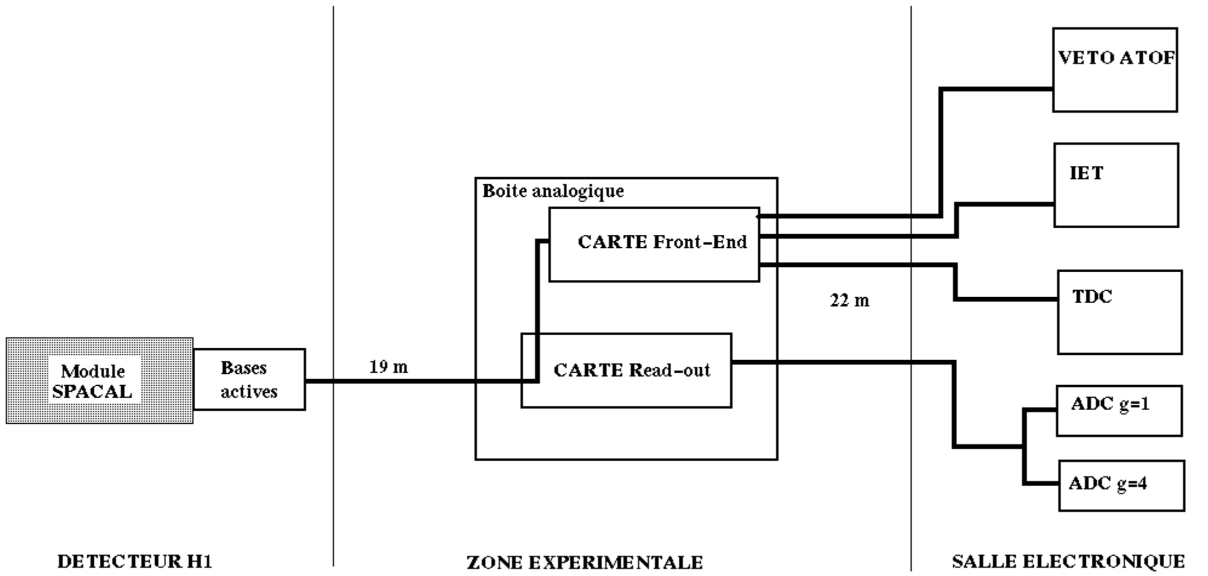


Figure V.1: La chaîne d'acquisition de données et de déclenchement du calorimètre SPACAL-H1.

V.1.1 Les photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs devant équiper le futur calorimètre arrière de H1 ont été spécialement conçus pour ce projet par la société Hamamatsu. Les contraintes qui ont guidé leurs mises au point et une description générale de leurs caractéristiques sont présentées dans une première partie. Les bases actives qui les équipent sont ensuite décrites. Deux méthodes complémentaires de contrôle des amplitudes ont été mises au point lors des tests en faisceau. D'une part, une étude de l'efficacité quantique grâce à un système de calibration optique et d'autre part, une présentation de mesures effectuées permettant une calibration en énergie, constituent respectivement ces deux méthodes qui sont décrites dans la dernière partie.

A. Description générale

Outre les mises au point inhérentes au développement d'un prototype, deux contraintes essentielles ont guidé les travaux de recherche dans ce domaine.

La première concerne la nécessité d'un fonctionnnement en champ magnétique de 1.2 Teslas, ce qui implique une électronique adaptée. La nécessité de rejeter un bruit de fond important dû aux collisions du faisceau avec le gaz résiduel du tube à vide, combinée avec celle de pouvoir détecter des particules au minimum d'ionisation avec une information temporelle précise, exige un gain des photomultiplicateurs élevé, de l'ordre de 10^4 dans un champ magnétique de 1.2 Teslas. De plus, afin de reproduire les conditions de fonctionnement sur le détecteur H1, le gain des photomultiplicateurs doit être bas lors des tests en faisceau, sans champ magnétique.

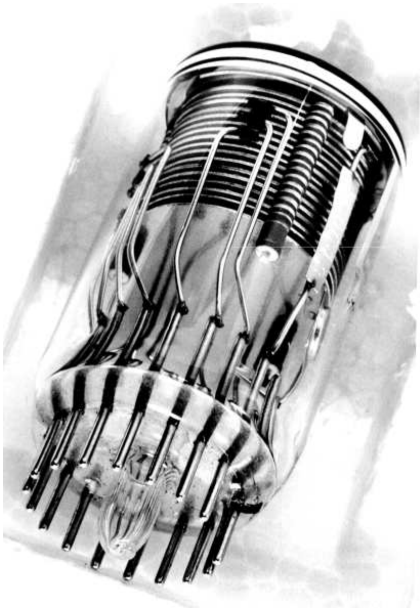


Figure V.2: Un des photomultiplicateurs Hamamatsu équipant le calorimètre.

La seconde contrainte provient du peu de place disponible à l'intérieur du détecteur. Ainsi les photomultiplicateurs sont de dimension réduite et la taille des bases qui les équipent est minimisée. Les photomultiplicateurs sont alimentés en haute tension par l'intermédiaire d'une carte de répartition permettant une alimentation unique pour seize photomultiplicateurs, ce qui permet un encombrement minimum.

Les photomultiplicateurs développés par la société *Hamamatsu Photonics* ont une photocathode semi-transparente, suivie de grilles parallèles jouant le rôle des dynodes. Les grilles ont une largeur de 6 μm, une épaisseur de 2 μm, elles sont espacées de 12 μm.

La sensibilité spectrale de la photocathode en bialkali, avec une fenêtre en borosilicate, correspond au spectre d'émission des fibres bleues. Le choix du matériau de la photocathode a été guidé par la résistance aux radiations. La figure V.2 montre un de ces photomultiplicateurs.

Le tableau V.1 donne les caractéritiques des deux types de photomultiplicateurs devant équiper respectivement le calorimètre électromagnétique (R-5505) et le calorimètre hadronique (R-2490).

Type de photomultiplicateur	R-5505 (1 pouce)	R-2490 (2 pouces)
Longueur du tube (mm)	55	68
Diamètre du tube (mm)	25.4	68
Diamètre effectif de la cathode	17	36
Matériau de la fenêtre	borosilicate	borosilicate
Matériau de la cathode	bialkali	bialkali
Domaine de longueur d'onde (nm)	300-650	300-650
Sensibilité maximum (nm)	420	420
Nombre de dynodes	15	16
Haute tension nominale (V)	2000	2500
Haute tension maximale (V)	2500	2700

Tableau V.1: Les principaux paramètres des photomultiplicateurs Hamamatsu.

Les gains des photomultiplicateurs ont été mesurés avec et sans champ magnétique. Pour le photomultiplicateur de type R3432-01, lorsque la tension d'alimentation est de 2000 Volts, le gain passe de 10^6 pour un champ nul, à 10^4 pour un champ de 1.2 Teslas (valeur nominale du champ magnétique sur H1). A 2400 Volts, une augmentation du gain par un facteur 3 est constatée, indépendamment de la valeur du champ appliqué. Le photomultiplicateur R2490-05, à sa tension d'alimentation nominale de 2500 Volts, voit son gain passer de 10^8 à 0 Teslas, à 2 10^5 à 1.2 Teslas.

B. Les bases d'un photomultiplicateur

La conception des bases qui équipent les photomultiplicateurs utilisés dans le cadre de ce projet est due à François Moreau du LPNHE de l'Ecole Polytechnique. Leur spécifité consiste en l'adjonction des composants actifs. La figure V.3 montre le schéma électronique de ces bases. Les deux transistors (T1 et T2) sont montés en émetteur suiveur, dont la forte impédance d'entrée permet d'être adapté. Le gain du circuit est égal à un. La capacité parasyte du détecteur et le pont de résistance permettent d'intégrer le signal. Les résistances r sont des 50 Ω. Les valeurs des résistances $R1$, $R2$, $R3$ ont été optimisées pour obtenir un temps de montée du signal de sortie de 12 ns et une décroissance exponentielle de constante de temps $\tau = 200$ ns. La figure V.4 montre le signal obtenu à la sortie d'une de ces bases actives. Le détecteur fournit ainsi un signal en tension.

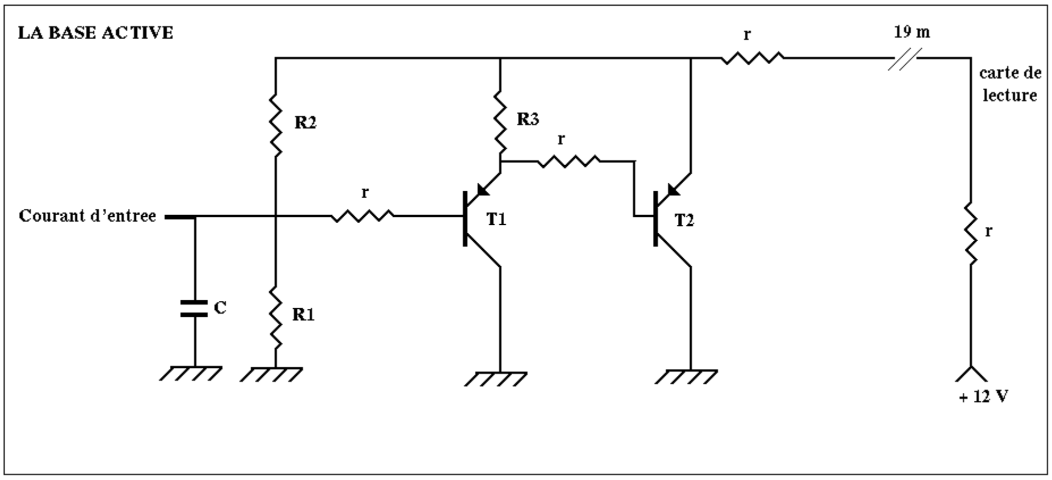


Figure V.3: Schéma électronique des bases actives.

La figure V.5 montre la linéarité de la chaîne d'acquisition obtenue avec un faisceau d'électrons. Afin de couvrir une plus grande gamme en énergie, on a fait varier le gain des photomultiplicateurs de 0.5 à 2. Un réajustement hors ligne donne des gains effectifs de 1, 1.96 et 0.54. La non-linéarité maximale est de 5%, mais les effets dûs au faisceau et à l'instrumentation sont pris en compte dans le résultat. Ainsi, les écarts à la linéarité de la base active sont inférieurs à cette valeur.

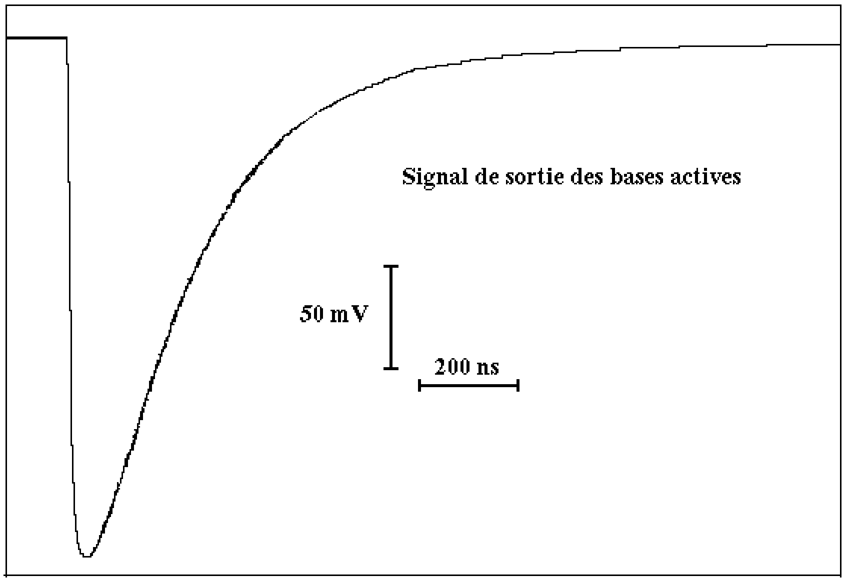


Figure V.4: Le signal à la sortie d'une des bases actives. Le temps de montée est de 12 ns, la décroissance exponentielle présente une constante de temps $\tau = 200$ *ns.*

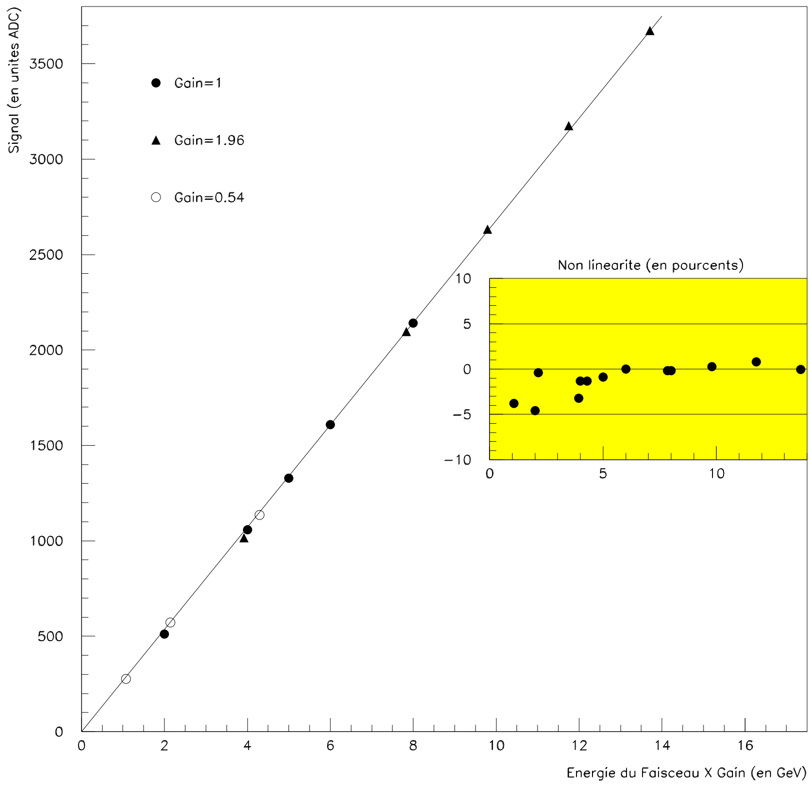
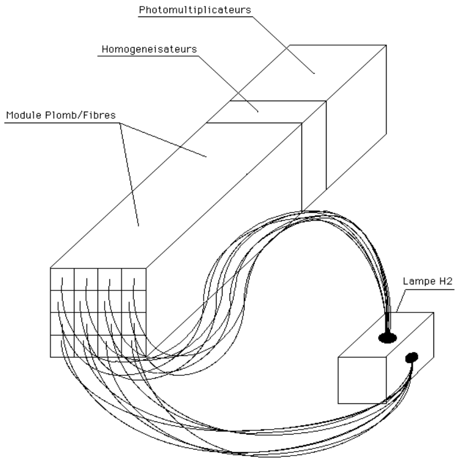


Figure V.5: Linéarité de la chaîne d'acquisition, en utilisant un faisceau d'électrons de 2 à 8 GeV. L'écart maximum à la linéarité est de 5%.

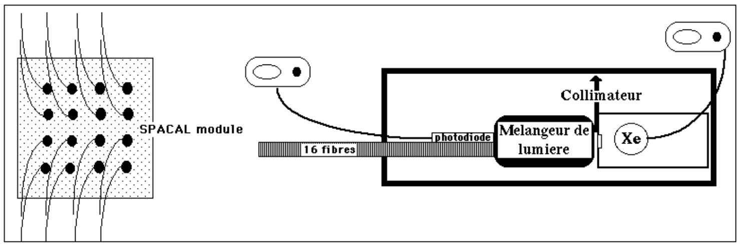
C. Calibration en amplitudes des photomultiplicateurs

Calibration en faisceau

Afin d'avoir une calibration des photomultiplicateurs lors des tests en faisceaux, un système optique utilisant une photodiode a été mis au point. Ce système est présenté sur la figure V.6. Il comporte une lampe au Xénon ou à hydrogène, munie d'un collimateur permettant une variation de l'intensité délivrée. Un mélangeur de lumière assure une distribution uniforme de la lumière aux 16 fibres optiques qui répartissent le signal sur la face avant des 16 cellules du module. Parallèlement, ce signal est lu par une photodiode.



(a) Vue d'ensemble du dispositif.



(b) Vue schématique des différents éléments.

Figure V.6: Le système de calibration optique utilisé lors des tests en faisceau au CERN: Ce système utilise une lampe au Xénon ou à l'hydrogène. Le collimateur permet de faire varier l'intensité lumineuse. Le mélangeur de lumière assure une distribution uniforme aux 16 fibres qui répartissent le signal sur la face avant du module. Le contrôle de la stabilité est assuré par une photodiode.

La figure V.7 montre la corrélation entre l'amplitude de chaque photomultiplicateur (ou entre des sommes partielles de ces amplitudes) et l'écart quadratique de cette amplitude normalisée divisée par l'amplitude normalisée correspondante. Les amplitudes sont normalisées au signal de la photodiode. Soient x, le signal lu par la photodiode et y le signal des 16 photomultiplicateurs et de leurs sommes partielles. x et y traduisent respectivement le nombre de photons reçus par la photodiode et le nombre de photons qui contribuent aux sommes partielles. On a représenté sur la figure V.7 la fonction:

$$G(y) = \left(\frac{\sigma_{y/x}}{y/x}\right)^2 \tag{V.1}$$

cette fonction peut s'ecrire sous la forme:

$$G(y) = \left(\frac{\sigma_x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_y}{y}\right)^2 - 2\frac{cov(x,y)}{x.y} = \frac{1}{N_0} + \frac{1}{Ky} - 2\frac{cov(x,y)}{x.y} \tag{V.2}$$

avec N_0 le nombre de photo-électrons reçus par la photodiode, K le nombre de photo-électrons par unité d'ADC et cov(x,y) la covariance inversement proportionnelle au nombre total de photons émis par la lampe. Ce dernier terme est par conséquent négligeable devant les autres. On obtient donc l'expression approchée suivante:

$$G(y) \simeq \frac{1}{N_0} + \frac{1}{Ky} \tag{V.3}$$

Un ajustement sur les points expérimentaux par une fonction du type V.3 donne les résultats suivants:

$$N_0 = 36000 \; photo - électrons$$
$$K = 3.2 \; photo \; électrons/unité \; ADC$$

Le nombre de photo-électrons est variable d'un photomultiplicateur à l'autre. On peut par conséquent définir pour chacun d'entre eux, une fonction $G_i(y)$ (i repésentant le numéro du photomultiplicateur considéré), ayant la même forme que la fonction V.1 et à partir de laquelle on obtient le nombre de photo-électrons par unité ADC pour chaque photomultiplicateur K_i.

$$K_i = \frac{1}{y}\frac{1}{\left(\frac{\sigma_y}{y}\right)^2 - \frac{1}{N_0}} \tag{V.4}$$

La figure V.8.a présente les valeurs du nombre de photo-électrons par unité ADC, obtenues pour les 16 photomultiplicateurs. Or, pour une valeur de haute tension fixée, par exemple celle choisie pour l'équilibrage des photomultiplicateurs, on obtient une relation entre des unités ADC et des énergies pour chaque photomultiplicateur. On en déduit une relation entre le nombre de photo-électrons et une unité d'énergie qui sert de référence pour toute calibration optique ultérieure. L'ajustement des hautes tensions donne une correspondance de 1270 unités ADC pour 4 GeV. En tenant compte du facteur de correction provenant de la réponse au photo-électron unique[1] (voir la partie suivante) qui est de l'ordre de $\sqrt{1+\sigma^2_{<SER>}} \simeq \sqrt{1+\frac{9}{16}}$, on en déduit donc les nombres de photo-électrons par MeV, présentés sur la figure V.8.b

[1] on note $< SER >$ la valeur moyenne de la reponse et $\sigma_{<SER>}$ l'écart standard, (SER pour Single Electron Response).

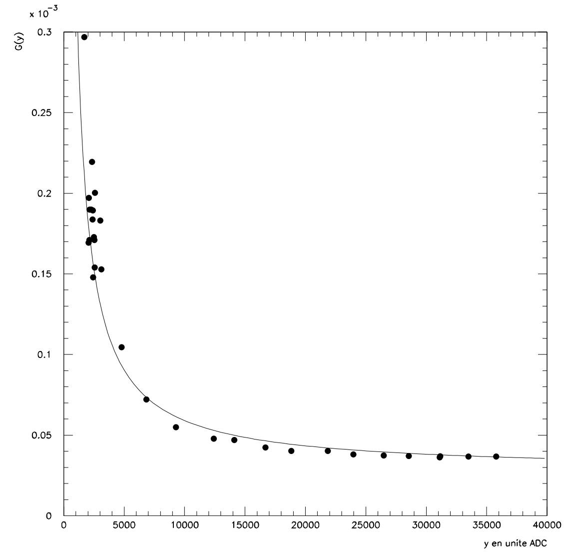


Figure V.7: $G(y) = \left(\frac{\sigma_{y/x}}{y/x}\right)^2$ *en fonction de y, où x est l'amplitude moyenne reçue par la photodiode, et y les sommes partielles des signaux reçus par les photomultiplicateurs. L'ajustement obtenu par une fonction de type V.3 est représentée.*

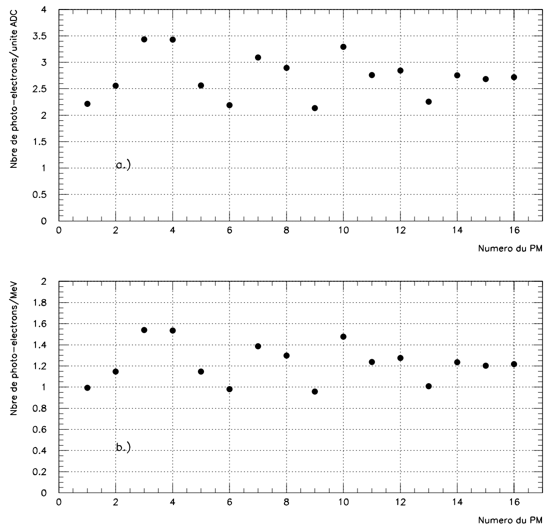


Figure V.8: Nombre de photo-électrons par unité ADC -a) et par MeV -b), pour chacun des 16 photomultiplicateurs du module testé, dont l'éxtrémité des fibres n'est pas aluminisée.

Cette méthode de calibration optique pour chaque canal peut être ensuite utilisée dans le détecteur H1. En connaissant le nombre de photo-électrons par unité d'énergie déterminé en faisceau test, on peut suivre in-situ au cours du temps le nombre de photo-électrons par unité ADC.

En appelant K^0_{MeV} le nombre de photo-électrons par unité d'énergie mesuré en faisceau test avec un champ magnétique nul et pour une haute tension V^0 et K^0_{ADC} le nombre de photo-électrons par unité ADC dans les mêmes conditions, le nombre de photo-électrons (N_{ph-e}) est donné par:

$$N_{ph-e} \;=\; K^0_{MeV} \times E(\mathrm{MeV}) \;= K^0_{ADC} \times N^0_{ADC} \qquad \text{(V.5)}$$

avec E(MeV) l'énergie en MeV et N^0_{ADC} le nombre d'unités ADC correspondant. Lorsqu'on place le détecteur en champ magnétique, on enregistre une chûte du gain des photomultiplicateurs, pour la même valeur de haute tension V^0. La présence du champ magnétique n'induisant pas de variation sur le nombre de photo-électrons N_{ph-e} émis par la lampe, cette chûte de gain peut être mesurée par la relation suivante (l'indice "1" traduit la présence du champ magnétique):

$$\frac{G}{G^0} \;=\; \frac{N^1_{ADC}}{N^0_{ADC}} \;=\; \frac{K^1_{ADC}}{N^0_{ADC}} \qquad \text{(V.6)}$$

La chûte de gain est compensée par un ajustement des hautes tensions à des valeurs nominales V_n. On mesure le nombre de photo-électrons par unité ADC K^2_{ADC} (l'indice "2" traduit la présence du champ magnétique et l'alimentation des photomultiplicateurs à V_n). On en déduit le nombre de coups d'ADC par MeV pour les tensions nominales et en présence du champ magnétique par la relation:

$$\frac{N^2_{ADC}}{E(\mathrm{MeV})} \;=\; \frac{K^0_{MeV}}{K^2_{ADC}} \qquad \text{(V.7)}$$

Calibration hors faisceau avec une source radio-active

La figure V.9 montre les spectres obtenus avec une source lumineuse -a.) et une source radioactive -b.), pour des tensions d'alimentation variant de 1800 Volts à 2600 Volts. On a soustrait pour chacun d'eux le piédestal. Avec la source lumineuse (figure V.9.a), les spectres pour les différentes valeurs des hautes tensions se distinguent bien les uns des autres, pour les canaux inférieurs à 180. Cette valeur passe à 120 avec la source radioactive. La décroissance du spectre est d'autant plus rapide que la valeur de la haute tension est grande. Cet effet est visible quelle que soit la source utilisée.

Ce type de calibration peut être utilisé si l'on n'a pas au préalable effectué de calibration en faisceau comme dans le cas précédent. La calibration de référence est alors faite avec une source radio-active dans la situation de champ magnétique nul et à la haute tension V^0. Les spectres correspondent à une même énergie déposée dans le calorimètre. Ces spectres sont ensuite comparés avec ceux obtenus avec une source lumineuse dans les mêmes conditions. En présence du champ magnétique et à la nouvelle haute tension nominale, on déduit la chûte de gain. On peut ainsi faire l'équivalence unités ADC/énergie.

La réponse de ces photomultiplicateurs au simple photo-électron est mauvaise. Il faut atteindre une tension d'alimentation de 2600 Volts pour observer un diminution du nombre de coups. La figure V.10 reprend la réponse obtenue pour cette haute tension. En considérant ce spectre comme la convolution d'un peigne par une fonction de Gauss, les écarts correspondant sont respectivement égaux à $\sqrt{N} < SER >$ et $\sqrt{N}\sigma_{SER}$. L'erreur relative totale ϵ est donc de la forme:

$$\epsilon^2 \;=\; \frac{1}{N}(1+\sigma^2_{<SER>}) \qquad \text{(V.8)}$$

La figure V.10 permet de calculer $\sigma^2_{<SER>} = \frac{9}{16} = (0.75)^2$. On en déduit également le nombre moyen de photons pour un β égale à 1.5

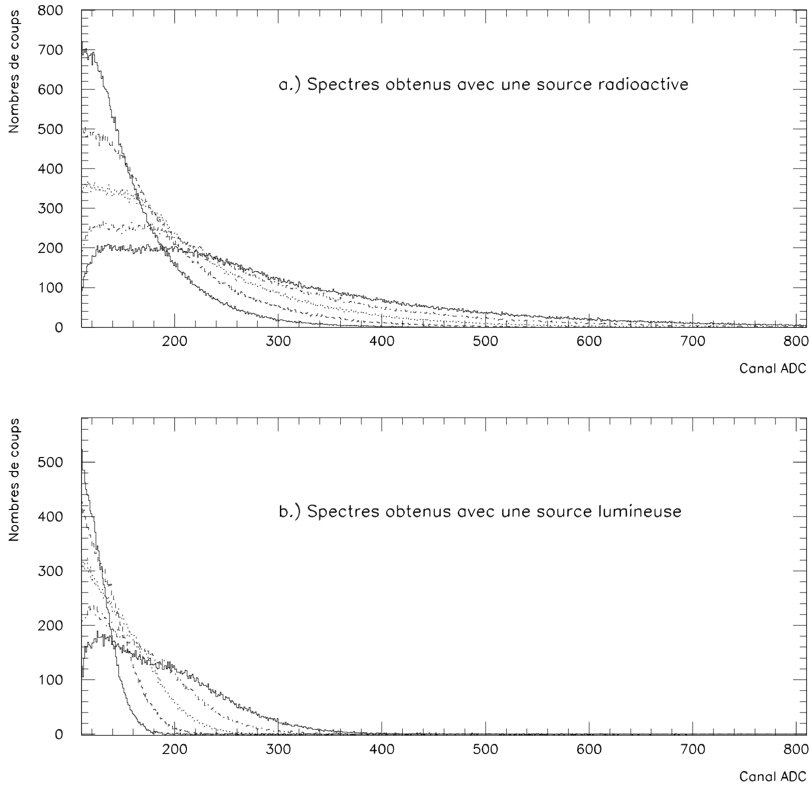


Figure V.9: Réponses des photomultiplicateurs, obtenues avec une source radioactive après soustraction du bruit dû au courant d'obscurité -a.) et une source lumineuse à photon isolé -b.), pour des tensions d'alimentation variant de 1800 Volts à 2600 Volts.

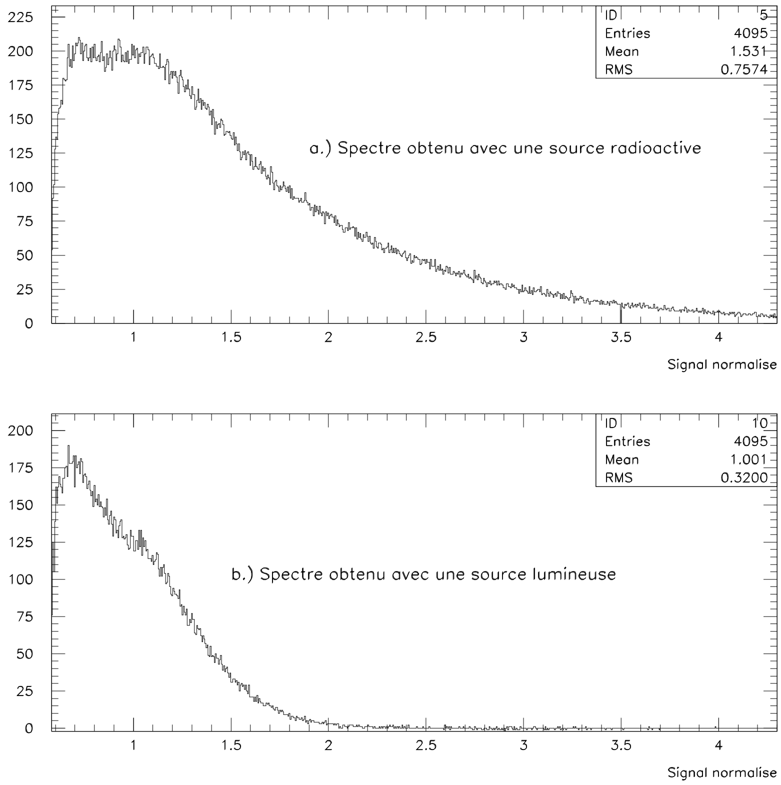


Figure V.10: ***a.):Spectre obtenu avec une source radioactive, normalisé à la valeur moyenne de la réponse au simple photo-électron. b.):Réponse normalisée au simple photo-électron à 2600 Volts, après soustraction du bruit provenant du courant d'obscurité.***

V.1.2 La mesure des énergies

La mesure des énergies est effectuée par la carte *Read-Out*. Devant couvrir un domaine allant de 2.5 MeV à 40 GeV, sa gamme dynamique s'élève à 14 bits pour chaque voie. Cette carte retarde le signal analogique du temps de décision de déclenchement central (CTL) qui est de l'ordre de 2 μs.

La carte effectue une mise en forme lente du signal qui passe enduite dans une ligne à retard de 2 μs. Le signal entre ensuite dans un échantillonneur bloqueur avant d'être lu.

V.1.3 Le déclenchement et la sélection des événements

A. Le filtre temporel

Les événements provenant des collisions faisceau-faisceau (événements TOF[2]) arrivent dans le détecteur 6 ns plus tard que les événements issus des collisions faisceau-gaz, faisceau-paroi (événements ATOF[3]). La différence des distances respectives parcourues, représentées sur la figure V.11, est à l'origine de ce décalage temporel. Les éléments du détecteur représentés sont l'ancien calorimètre arrière et les systèmes de détecteur de traces.

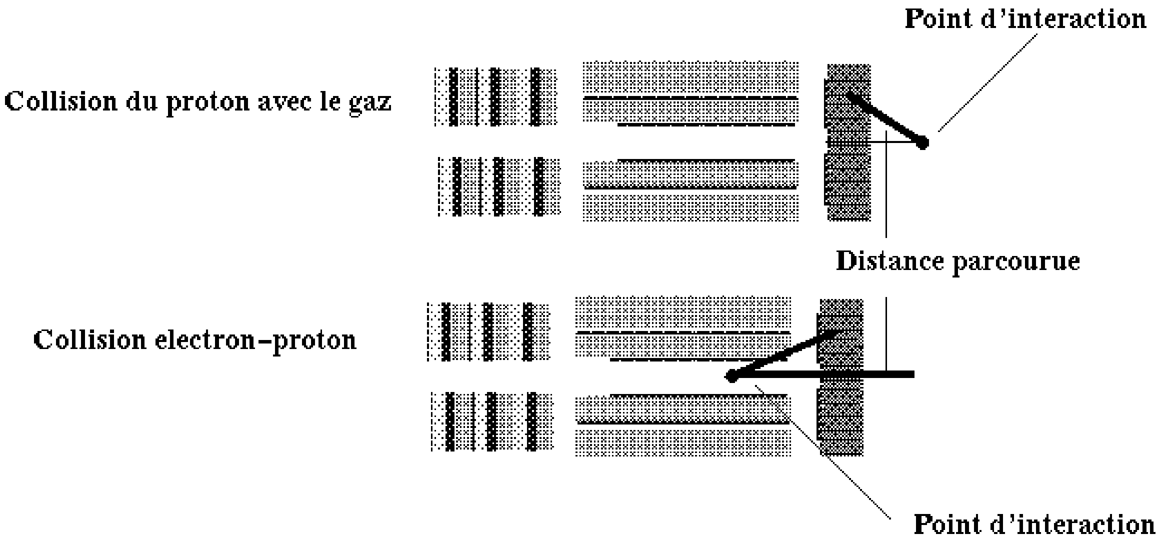


Figure V.11: La différence de temps de vol entre un événement issu d'une collision faisceau-tube à vide (ATOF) et un événement électron-proton (TOF), provient de la différence des distances parcourues.

[2] Time Of Flight
[3] Anti Time Of Flight

Le premier élément du filtre temporel est constitué de la carte *Front-End*, décrite plus en détail dans la partie V.2. Celle-ci doit permettre de sélectionner en ligne les événements issus de la collision ep, en temp réel. La sélection se fait par une mesure de temps de vol des particules, dont l'instant d'arrivée doit coïncider avec la fenêtre temporelle synchronisée sur l'horloge HERA. Les événements hors temps, situés à l'extérieur de cette fenêtre, sont aiguillés sur la voie correspondante.

Le signal donnant l'instant d'arrivée de l'événement est transmis sous forme logique au deuxième élément du filtre temporel, constitué de cartes TDC[4]. Ce système mesure précisément le temps d'arrivée.

Ce filtre temporel nécessite un ajustement en temps des signaux, avec une précision meilleure que la nano-seconde. Pour cela, il faut compenser les différents retards de la chaîne. La période de collision étant de 96 ns, il n'est pas possible de jouer sur le temps d'arrivée du signal. La compensation temporelle est par conséquent effectuée en retardant le signal d'horloge.

C. Le filtre spatial

Le filtre spatial reçoit de la carte *Front-End* une information quantitative sur l'événement. En comparant l'amplitude du signal provenant de la carte *Front-End* à des seuils pré-définis, il permet de déclencher l'acquisition avec comme seul critère l'énergie déposée dans un certain nombre de cellules supérieure à une valeur fixée. Ce système sera appelé par la suite IET (*Inclusive Electron Trigger*).

Les électrons issus de la diffusion inélastique à bas x, déposent leur énergie dans plusieurs cellules du calorimètre arrière. Le déclenchement s'effectue sur des sommes de 2×2 cellules, par un système de 2×2 fenêtres glissantes. Les différentes sommes d'énergie sont comparées à trois seuils prédéfinis. Le plus haut (IET3) permet la sélection de signaux supérieurs à 10 GeV correpondant à la région du pic cinématique; le seuil intermédiaire (IET2) correspond aux phénomènes physiques à bas x, situé à quelques GeV; enfin le seuil le plus bas (IET1) situé à 0.1 GeV doit permettre un déclenchement sur des particules au minimun d'ionisation, en vue d'une étude des événements de photoproduction. La gamme dynamique nécessaire pour couvrir l'ensemble de ces phénomènes est de 10 bits.

D.

La figure V.12 représente des résultats de tests préliminaires sur un discriminateur à fraction constante qui sera décrit plus en détail dans la suite. La présentation de ces courbes, à ce stade de l'exposé, a pour but de définir globalement, sur un exemple de résultat, les différents aspects du déclenchement.

Cette figure montre l'amplitude en énergie des particules en fonction de leur temps de vol. Toute la gamme d'énergie devant être couverte sur le détecteur est représentée, du pic cinématique à 30 GeV à l'énergie des particules au minimum d'ionisation (M.I.P) à 300 MeV. Sont également représentés sur cette figure, les différents seuils servant au déclenchement. Les

[4]Time Digital Converter

trois plages IET1, IET2, IET3, représentent les différents niveaux d'énergies de déclenchement inclusif sur l'électron. Les deux niveaux de déclenchement ATOF, doivent permettre de moduler le taux de rejet des événements hors temps.

La courbe représentant les protons (les points blancs), simule le bruit de fond dû aux collisions du faisceau de protons avec le gaz. Cette courbe est décalée de 6 ns par rapport aux électrons, ce qui correspond à la différence des temps d'arrivée. Les barres d'erreur traduisent la largeur temporelle du paquet de protons. On constate finalement que pour des énergies très basses, des événements hors temps passent dans la fenêtre TOF.

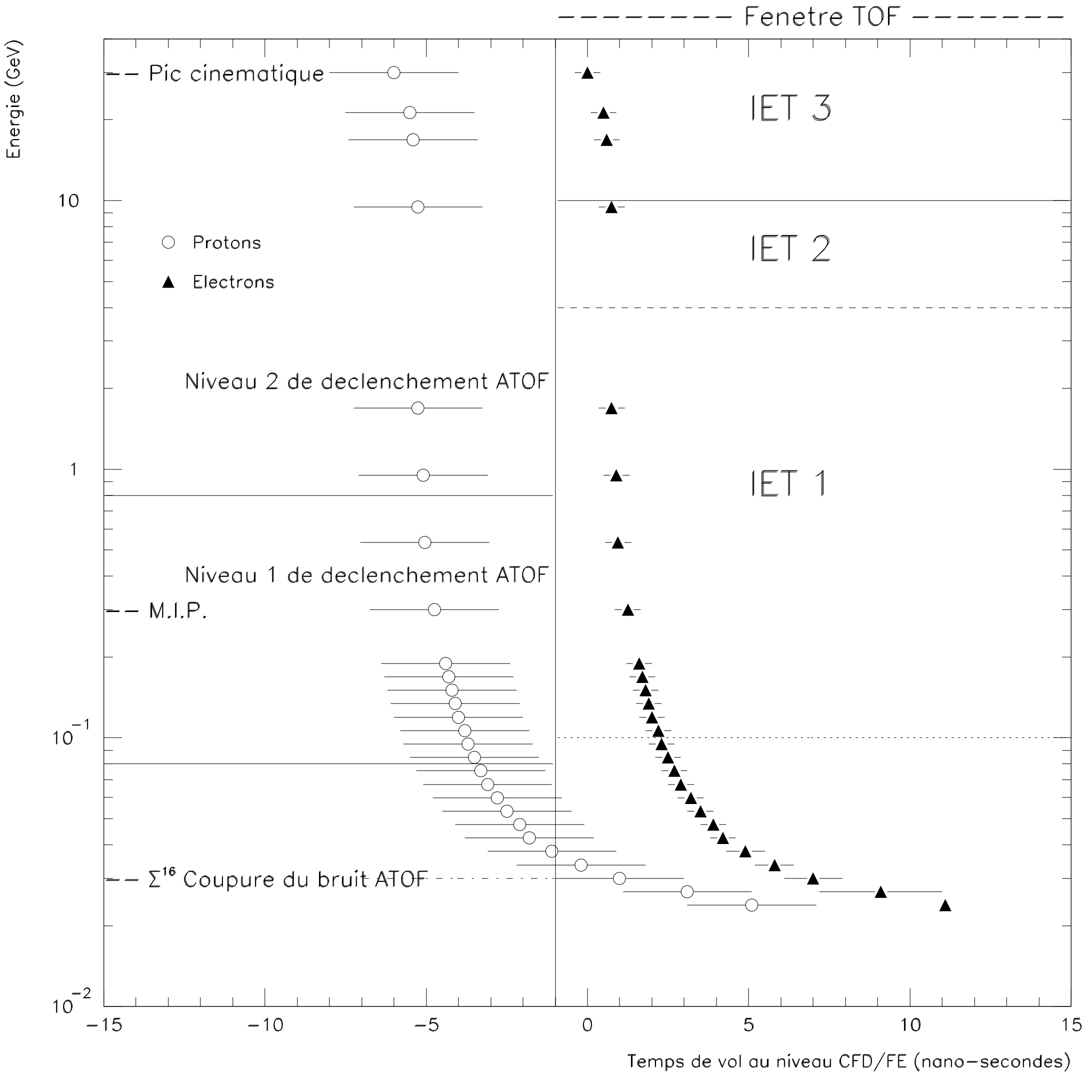


Figure V.12: Temps de vol des particules en fonction de leur énergie. Les triangles noirs représentent les signaux en temps, les points blancs les signaux hors temps. Les trois seuils du filtre spatial (IET1, IET2, IET3) montrent les trois domaines de déclenchement. Les difficultés liées à une grande gamme dynamique en énergie, sont la dérive temporelle en fonction de l'amplitude du signal, la saturation à haute énergie, le bruit de fond limitant le niveau du seuil.

V.2 La carte *Front-End*

Le système décrit ici doit permettre une sélection en ligne des événements en temps, issus de la collision électrons-protons. Les événements de bruit de fond dûs aux interactions entre le faisceau et le gaz résiduel contenu dans le tube à vide, une fois identifiés, sont aiguillés sur un sommateur de 16 voies, et envoyés au système IET. Le type de déclenchement qui utilise cette information concerne les domaines de physique utilisant pour la reconstruction le calorimètre arrière. Il s'agit principalement de la diffusion profondément inélastique et de la photoproduction (voir la chapitre I). Dans ce cas, il est nécessaire de rejeter le bruit de fond. La sélection se fait grâce à la mesure de temps de vol des particules, en ajustant une fenêtre temporelle sur un cycle de l'horloge HERA qui coïncide avec le temps d'arrivée des événements désirés.

Le calorimètre arrière est également utilisé pour des domaines de physique se produisant à l'avant du détecteur. Dans ce cas, la partie arrière est utilisée en Veto. Pour cela, outre la nécessité de rejeter les événements dûs aux collisions entre le faisceau et le gaz du tube à vide, le bruit propre au calorimètre et à son électronique doit être le plus bas possible.

La figure V.12 permet de mettre en évidence les objectifs que la carte *Front-End* doit atteindre. Du fait de la grande gamme dynamique, on observe une dérive du temps de vol des particules. Ce temps de dérive doit être contenu dans la fenêtre TOF pour les événements en temps, et ne pas apparaître dans cette même fenêtre pour les événements hors temps. Ce phénomène est visible sur la figure, pour les événements hors temps de basse énergie. la gamme d'énergie doit pouvoir s'étendre de 2.5 MeV à 40 GeV. Or comme on peut le constater pour le dernier point de la courbe représentant les électrons, on enregistre à 30 GeV, une inflexion de la distribution traduisant une saturation haute. Inversement, la nécessité de pouvoir atteindre des énergies très basses implique de pouvoir descendre le seuil de déclenchement aussi bas que possible. Pour cela, le bruit électronique doit être minimisé.

Nous allons tout d'abord présenter les liens de la carte *Front-End* avec les différents systèmes qui composent la chaîne d'électronique. Dans un second temps, nous aborderons la description de ses circuits et de leurs fonctions.

V.2.1 Les liens avec l'ensemble du système

La carte reçoit, après être passé dans la carte de lecture des énergies (carte *Read-Out*), 16 signaux correspondant à 16 cellules élémentaires du détecteur et provenant des bases actives. Les cartes *Front-End* et de lecture sont contenues dans une "boîte analogique", chaque boîte regroupant huit cartes *Front-End* et huit cartes de lecture.

La carte *Front-End* doit fournir des informations aux deux systèmes suivant:

- Au système de déclenchement (IET), auquel elle fournit un signal du détecteur SPACAL mis en forme et qui est en coïncidence avec les collisions *ep*, donc dans la fenêtre TOF. La carte *Front-End* fournissant des sommes de quatre voies consécutives du détecteur, la granularité de la carte IET est moins fine que celle du détecteur.

- Au système TDC (Time Digital Converter), dont la granularité est identique à celle du détecteur.

Le tableau V.2 donne les caractéristiques des cables qui transmettent les signaux entre les différentes parties du système. Le signal est transporté des bases actives du détecteur à la boîte analogique, par des cables multi-coaxiaux de 2.1 mm de diamètre et d'impédance caractéristique 50 Ω. L'information en temps est ensuite transmise sous forme de 16 signaux ECL différentiels, aux TDCs par des cables constitués de paires torsadées et dont l'impédance vaut 90 Ω. Enfin, la carte *Front-End* fournit à l'IET les quatre signaux TOF, par des cables du même type.

liaison	Type de cables	Longueur	Diamètre	Impédance caractéristique
des bases à la boîte analogique	multi-coaxiaux	19 m	2.1 mm	50 Ω
de la carte *Front-End* à la carte IET	paires torsadées	22 m		90 Ω
de la carte *Front-End* aux TDC	paires torsadées	22 m		90 Ω

Tableau V.2: Principales caractéristiques des cables.

La carte *Front-End* comporte les entrées et les sorties suivantes:

- Les entrées:
  - 16 entrées signaux provenant des bases actives,
  - 1 entrée ECL différentielle fournissant l'horloge HERA.
- Les sorties:
  - 4 sorties analogiques pour les voies TOF ($\sum_4$),
  - 1 sortie analogique pour les voies ATOF ($\sum_{16}$),
  - 16 sorties digitales en ECL différentiel pour le déclenchement TDC.

V.2.2 Les circuits et leurs fonctions

Les fonctions de la carte *Front-End* sont décrites sur la figure V.13. Le signal analogique d'entrée provenant des bases est aiguillé vers deux circuits différents de Compensation de Pôle Zéro (PZC), dont le but est de réduire le temps de descente du signal qui est de l'ordre de 200 ns. Ceci doit permettre d'obtenir une mise en forme du signal, pour en recupérer la composante rapide et éviter un effet d'empilement. Les deux PZCs ont des constantes de temps différentes: Le premier a une constante de temps de 1.5 ns pour le pôle et 225 ns pour le zéro. La constante de temps pour le pôle du second PZC est de 3 ns, celle du zéro est de 225 ns.

Le premier PZC de pôle 1.5 ns est relié à un Discriminateur à Fraction Constante (CFD) qui permet d'obtenir un temps de déclenchement quasi indépendant de l'amplitude du signal. Le signal obtenu entre ensuite dans un système logique de coïncidence qui actionne le contrôle de l'aiguillage du signal, sur les voies TOF ou ATOF, en fonction de sa position par rapport à la fenêtre temporelle TOF.

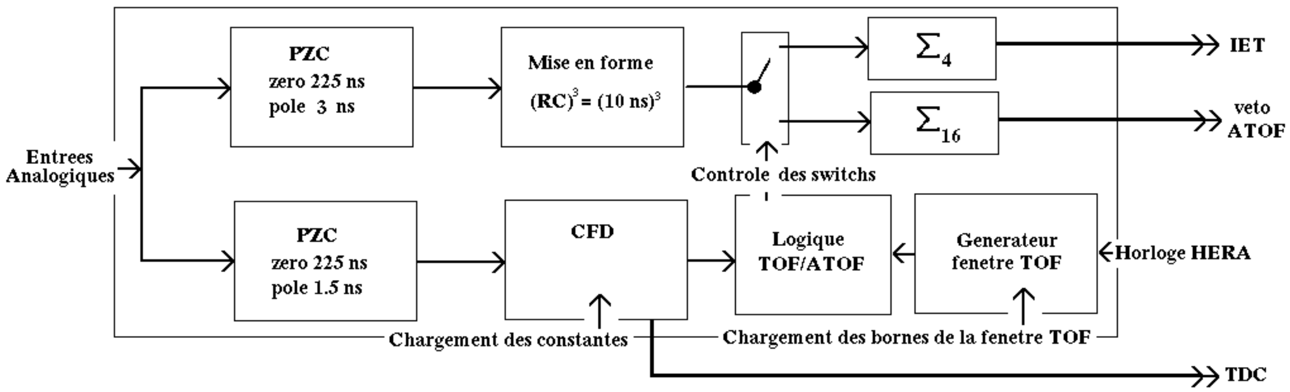


Figure V.13: Les fonctions de la carte Front-End.

La sortie du second PZC de pôle 3 ns passe par un circuit de mises en forme (*shaper*), composé de trois intégrateurs ayant chacun une constante de temps de 10 ns. Le signal est ensuite aiguillé vers un sommateur de quatre pour les événements TOF ou un sommateur de seize pour les événements ATOF. Cet aiguillage est contrôlé par le système logique de coïncidence TOF/ATOF.

Chaque carte *Front-End* reçoit les signaux de seize cellules élémentaires de détecteur. Les systèmes PZC et de mise en forme du signal sont montés sur des cartes filles, correspondant chacune à une voie analogique. La carte *Front-End* comprend aussi quatre autres cartes filles pour les sommateurs de quatre voies (cas TOF) et une pour la somme de seize voies (cas ATOF). Nous allons maintenant décrire de manière plus détaillée les différents sous-systèmes de la carte.

A. La fenêtre TOF et la logique TOF/ATOF

L'aiguillage du signal sur la voie TOF ou ATOF peut fonctionner en mode normal avec des particules ou en mode forcé. En mode normal, l'aiguillage est déterminé par le temps d'arrivée de la particule. La logique est expliquée sur le figure V.14.

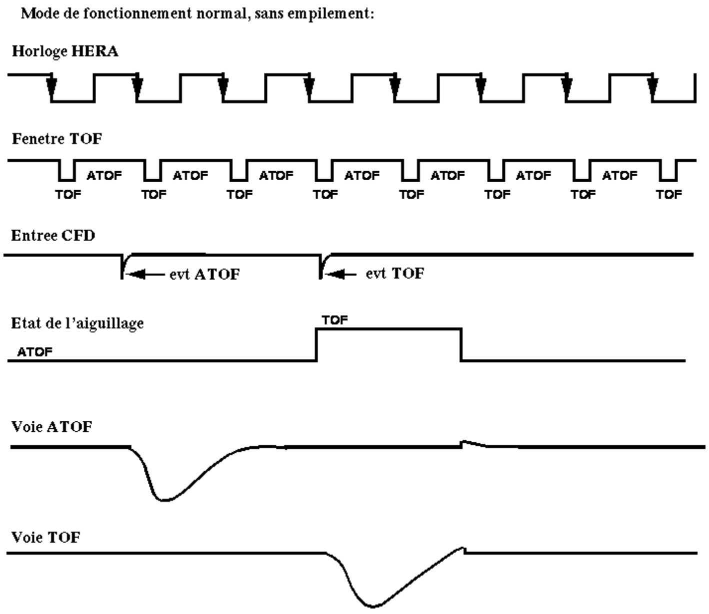


Figure V.14: Chronogramme de la logique TOF/ATOF sans empilement.

Par défaut, la voie TOF est ouverte, la voie ATOF fermée. Les voies restent dans cet état tant qu'aucun événement TOF n'arrive. Dès qu'un tel événement se produit, la voie ATOF s'ouvre et la voie TOF se ferme. L'ensemble reste dans cet état pendant environ 150 ns, après l'arrivée du dernier événement TOF, puis reprend son état initial. Si un événement ATOF arrive pendant la période de 150 ns, le système se remet immédiatement dans son état initial. En mode forcé, l'état des voies est fixé par programmation.

B. Le circuit de compensation de pôle zéro (PZC)

Les figures V.15 et V.16 montrent le circuit de compensation de pôle zéro (PZC). L'entrée du circuit est la tension délivrée par les bases actives, la sortie est le courant d'alimentation des transistors à bases communes Q_{16} et Q_{18}.

Comme la constante de temps du signal d'entrée est nettement inférieure à 1.5 ms, l'expression simplifiée de la transmittance est la suivante:

$$H(p) \simeq \frac{1 + R_0 C_1 p}{1 + R_1 C_1 p} \qquad \text{(V.9)}$$

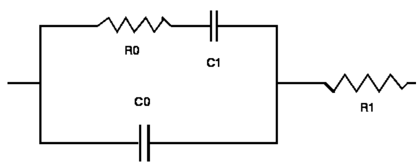


Figure V.15: Le circuit de compensation de pôle zéro (PZC). L'entrée du circuit est la tension délivrée par les bases actives, la sortie est le courant d'alimentation de transistors à bases communes Q_{16} et Q_{18}.

p est la variable de laplace de l'admittance, le tableau suivant donne pour chacun des deux PZCs, les valeurs des composants et les constantes de temps qui correspondent au zéro et au pôle, le PZC 1 correspondant à celui situé avant le circuit de mise en forme du signal, le PZC 2 à celui situé avant le CFD:

	PZC 1	PZC 2
R_0	8.2 KΩ	15 KΩ
R_1	100 Ω	100Ω
C_0	27 pF	15 pF
C_1	100 nF	100 nF
Constante de temps		
du zéro τ_0	225 ns	225 ns
du pôle τ_1	3 ns	1.5 ns

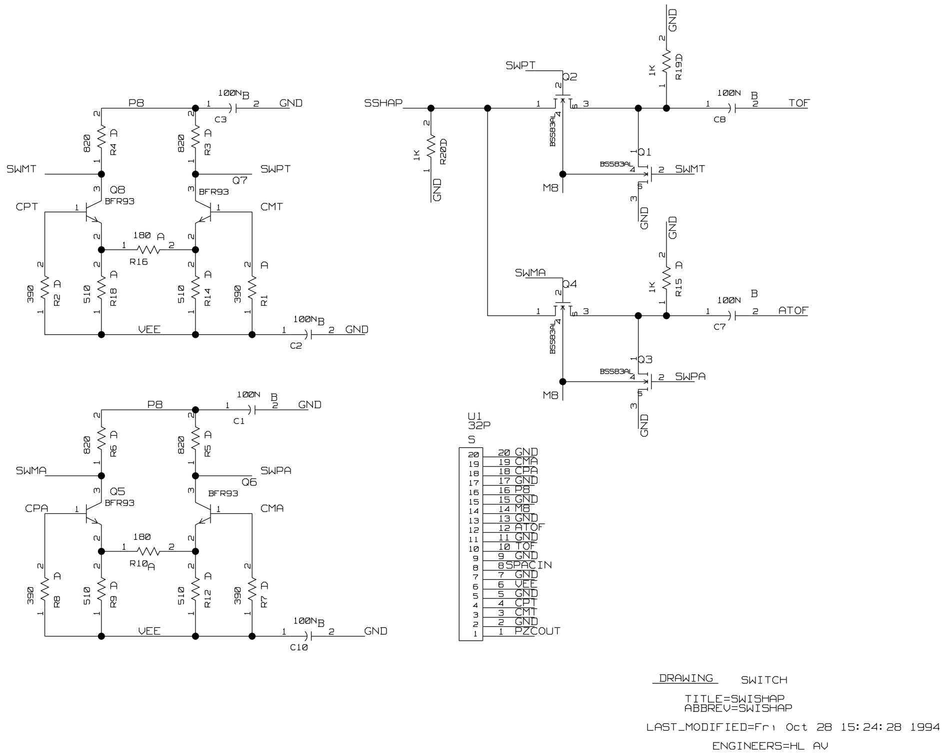
Le zéro doit compenser la décroissance temporelle du signal des bases actives. De plus, le PZC est conçu de manière à permettre une surcompensation, afin de diminuer la sensibilité au bruit, au niveau du CFD. L'étage de sortie du PZC pour le CFD est constitué du transistor Q_{16}, suivi de deux transistors émetteurs-suiveurs Q_9 and Q_{20}, polarisés en inverse.

C. Mise en forme du signal

Le schéma électronique du circuit de mise en forme du signal (*Shaper*) est présenté sur la figure V.16. L'entrée de ce circuit est le transistor Q_{18} qui convertit le courant en une tension, à travers l'impédance $Z_2 = R_2//C_2$ (R_2 = 1.5 KΩ, C_2 = 6.8 pF). Z_2 agit donc comme un intégrateur, dont la constante de temps τ_2, vaut 10 ns. La charge de Q_{12} est constituée d'une paire de transistors émetteurs-suiveurs Q_{10} et Q_{15}, avec deux capacités C_3 = 10 pF. L'ensemble forme, avec les résistances R_3 = 1 KΩ, deux intégrateurs de constante de temps $\tau_3 = 10$ ns

D. L'aiguillage des signaux (*switches*)

Chaque voie comporte un aiguillage pour la voie TOF, un second pour la voie ATOF. Chaque aiguillage est composé d'une paire de transistors NMOS, fonctionnant comme des interrupteurs en modes inversés. Leur principe de fonctionnement est décrit sur la figure V.17. Lorsque l'interrupteur série est fermé, l'interrupteur parallèle est ouvert et le signal passe. Lorsque



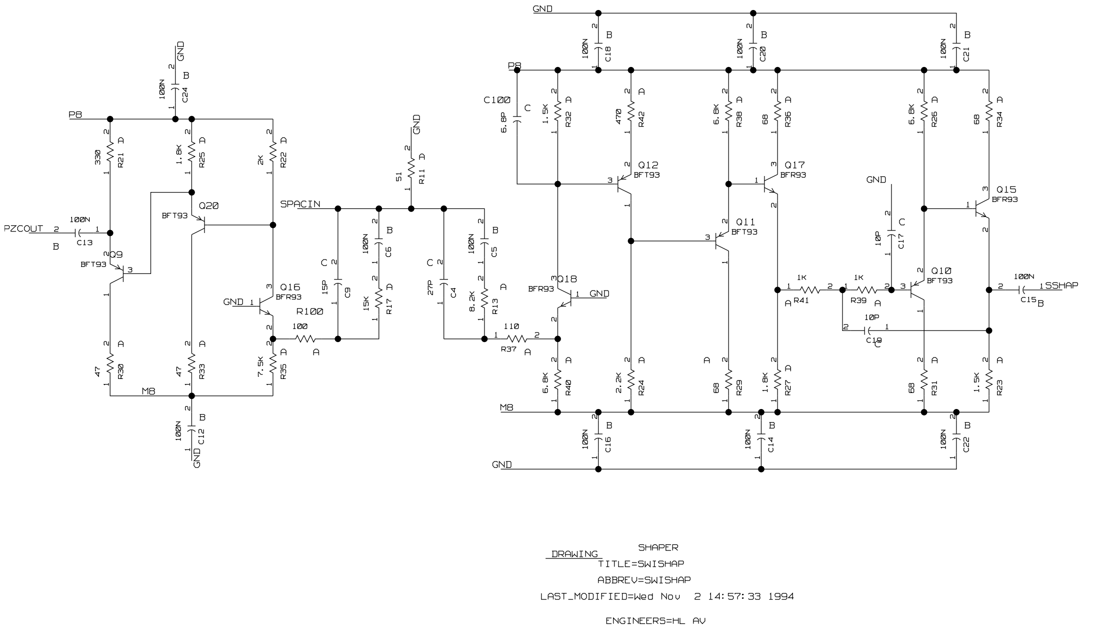


Figure V.16: La première carte fille comportant les circuits de compensation de pôle zéro (PZC) et de mise en forme du signal.

l'interrupteur série est ouvert, l'interrupteur parallèle est fermé, reliant la voie considérée à la masse (GND). En mode normal de fonctionnement, si la voie TOF est passante, la voie ATOF est à la masse ou inversement, si la voie ATOF est passante, la voie TOF est à la masse.

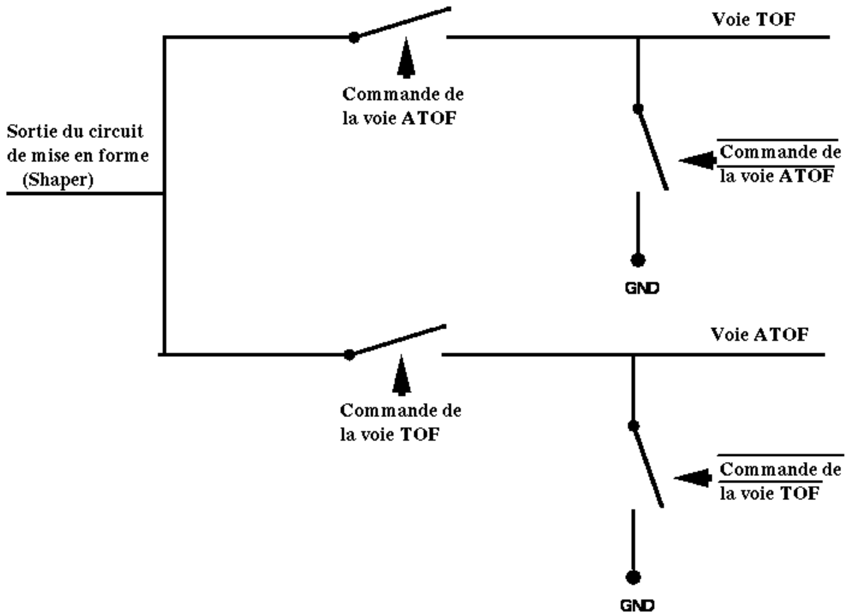


Figure V.17: Principe de fonctionnement du circuit d'aiguillage des signaux (switches).

E. Le discriminateur à fraction constante (CFD) et le comparateur

Le signal d'entrée du discriminateur à fraction constante correspond à la sortie du PZC. Une partie du signal est retardée de 4 ns, l'autre est atténuée de 20 %. La fraction non retardée (20 %) est soustraite à la partie retardée. Le résultat est comparé à un seuil fixé prédéfini, au niveau du comparateur. L'avantage du CFD, par rapport à un discrimateur de seuil, est de diminuer les variations de l'instant de basculement du comparateur avec l'amplitude. Pour une gamme d'amplitudes de 50 db, le temps de dérive est de l'ordre de la nano-seconde alors qu'il atteint 6 ns avec un discriminateur de seuils traditionnel. Nous étudierons les performances du CFD dans la partie V.3.3.

Le schéma du CFD utilisé sur la carte *Front-End* est décrit sur la figure V.18. Sur la ligne supérieure, le signal provenant du PZC est retardé de 4 ns par une ligne à retard. Sur la ligne inférieure, le signal est multiplié par la fraction (20 %). Il est comparé à la tension fournie par un convertisseur analogique-numérique AD8800 de 8 bits, dont la tension maximale en sortie est de ± 8 V divisée par un pont de résistances variables, ce qui correspond à une gamme de seuils de -30 mV à +10 mv, avec un pas de 150 μV. Les deux voies sont soustraites au niveau du comparateur AD96687, de haute impédance d'entrée. L'une des deux sorties du comparateur est envoyée à l'entrée des TDCs, l'autre à l'entrée du système de coïncidence TOF/ATOF de la carte *Front-End*.

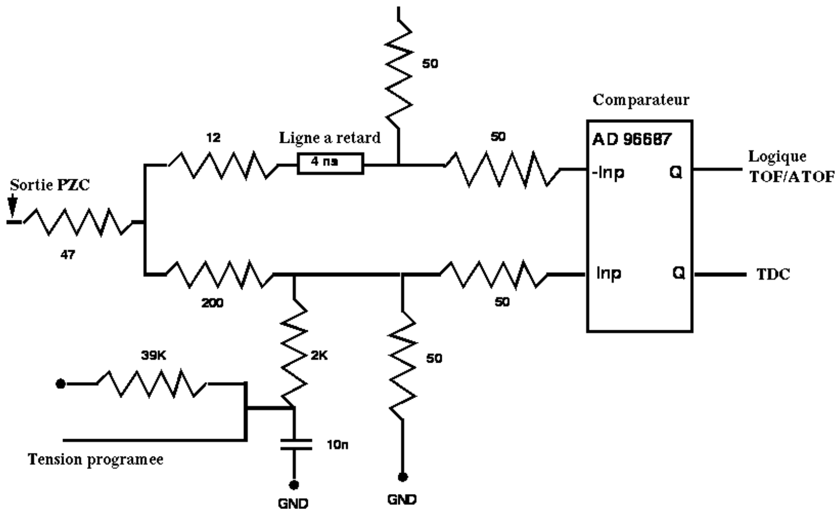


Figure V.18: Schéma électronique du Discriminateur à Fraction Constante (CFD).

F. Les sommes analogiques

Deux types de sommes analogiques sont effectués au niveau de la carte *Front-End*. Quatre sommes de quatre sont situées sur quatre cartes filles (Figure V.19) et concernent les signaux TOF ($\sum_4$). Une somme de seize située sur une carte fille (Figure V.20) concerne les signaux ATOF ($\sum_{16}$).

La tension d'entrée est convertie en un courant par une résistance de 1 KΩ, avant d'être sommée par un transistor à base commune (T_1 pour $\sum_4$ et T_3 pour $\sum_{16}$). Le courant résultant est converti en tension, à travers la résistance de charge de 1.1 KΩ du transistor. La tension est ensuite transférée à travers une paire de transistors émetteurs-suiveurs (T_2 et T_4), à l'étage de sortie constitué d'un transistor à émetteur commun (T_3 pour $\sum_4$ et T_1 pour $\sum_{16}$). Le signal différentiel est obtenu en prenant une sortie au niveau du collecteur et une autre au niveau de l'émetteur du dernier transistor. Chacune des deux impédances est de 47 Ω.

G. La génération de la fenêtre TOF

Une fenêtre TOF programmable et synchrone est générée à partir de l'horloge HERA. Le diagramme temporel est schématisé sur la figure V.21.

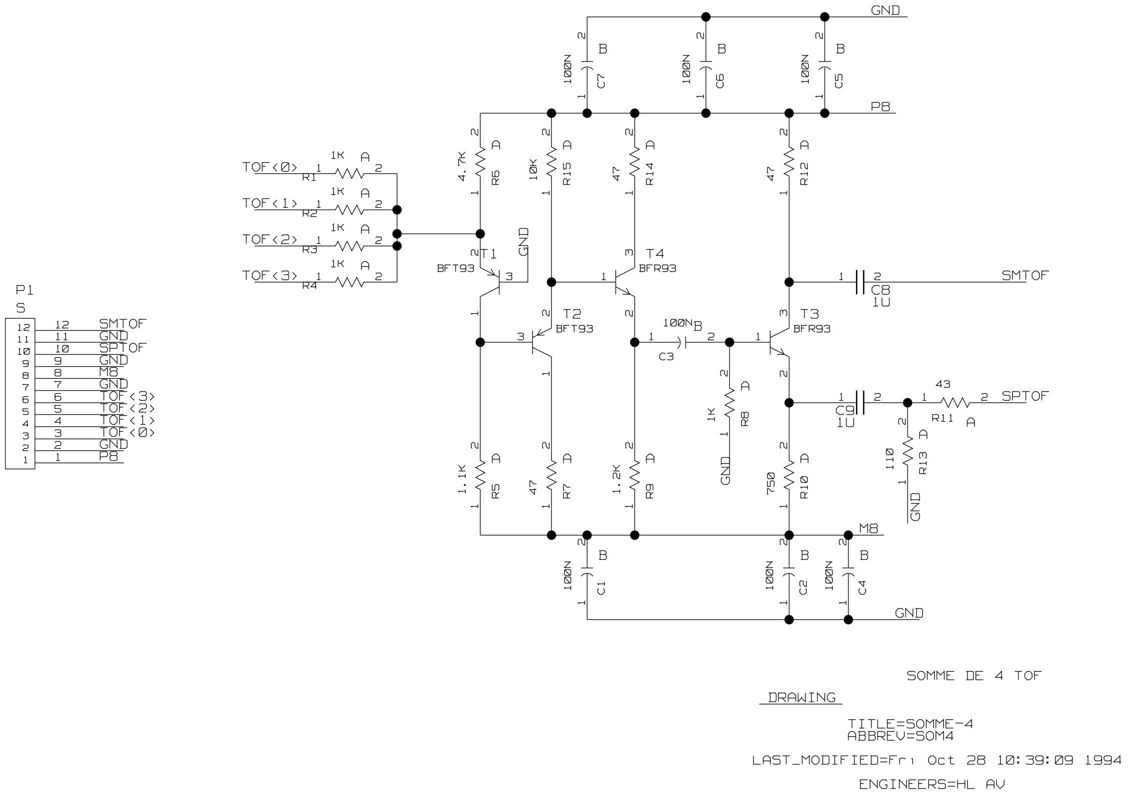


Figure V.19: Schéma électronique de la carte fille sommant les signaux TOF de quatre tours voisines.

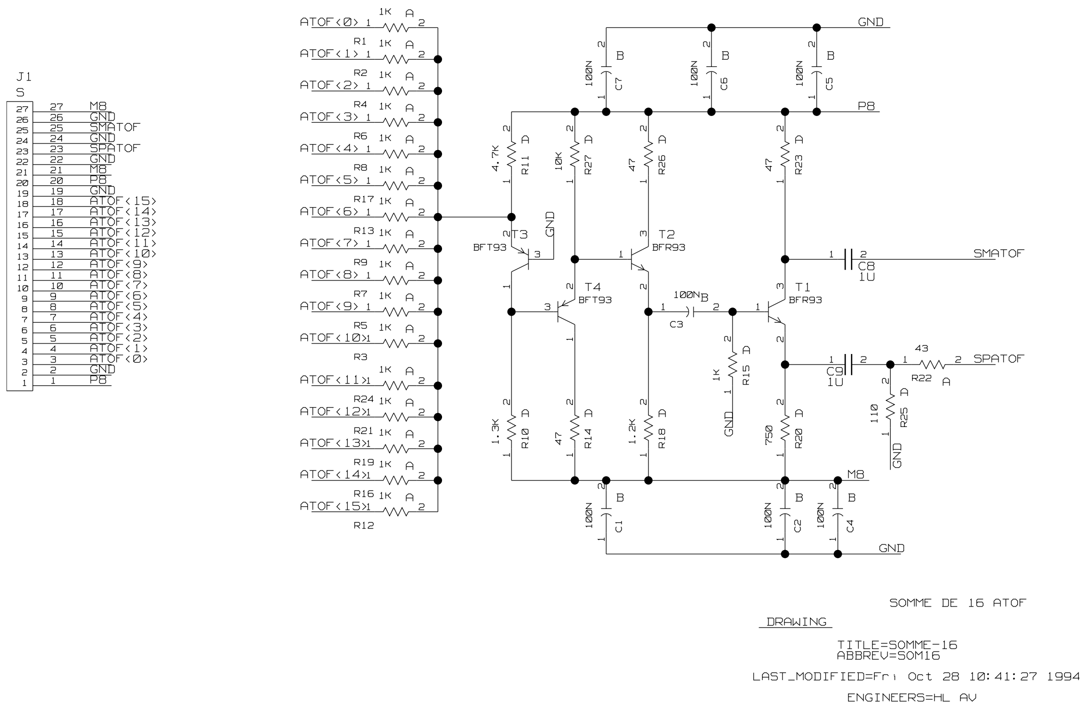


Figure V.20: Schéma électronique de la carte fille sommant les signaux ATOF de seize tours voisines.

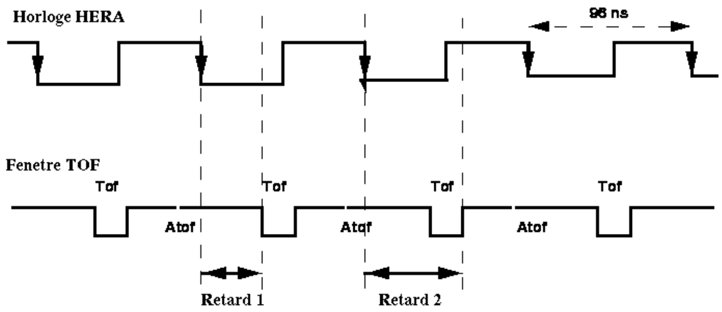


Figure V.21: Diagramme temporel de la fenêtre TOF.

Le retard 1 qui commande le départ de la fenêtre TOF est programmable individuellement pour chacune de seize voies d'une carte. Le retard programmable 2 qui commande le stop de la fenêtre TOF est commun à l'ensemble des seize voies. Le schéma électronique est présenté sur la figure V.22.

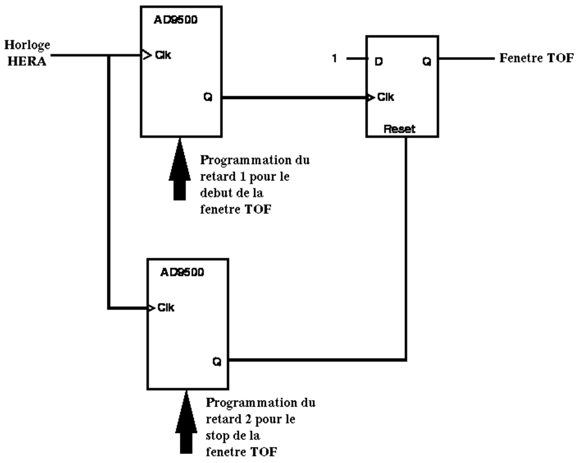


Figure V.22: Schéma électronique de la fenêtre TOF.

Deux retards programmables, de type AD9500, sont utilisés pour générer le déclenchement du départ et du stop de la fenêtre TOF. Le déclenchement du départ de la fenêtre TOF est connecté à l'entrée horloge d'une bascule, tandis que celui du stop est connecté à l'entrée du "reset" de la bascule. L'entrée de la bascule est fixée à 1.

H. La logique de coïncidence TOF/ATOF

La logique de coïncidence TOF/ATOF consiste à rendre passante la voie TOF et à bloquer la voie ATOF quand le discriminateur à fraction constante (CFD) produit un signal de déclenchement à l'intérieur de la fenêtre TOF. Inversement, il doit bloquer la voie TOF et rendre passante la voie ATOF pour un signal généré à l'extérieur de fenêtre TOF. Le système permet aussi de forcer l'ouverture ou la fermeture des voies TOF et ATOF.

Le schéma électronique est présenté sur la figure V.23. Cette logique est basée sur une paire de bascules, permettant le contrôle des deux aiguillages TOF et ATOF. Deux systèmes de commandes logiques parallèles complètent le dispositif. La sortie du comparateur déclenche une bascule de la commande logique de l'aiguillage TOF si le signal est dans la fenêtre TOF. La sortie du comparateur déclenche une autre bascule de la commande logique de l'aiguillage ATOF si le signal est à l'extérieur la fenêtre TOF. La sortie de la commande de la voie TOF est utilisée pour ouvrir l'interrupteur TOF et fermer l'interrupteur ATOF, 150 ns après le dernier événement TOF. Ces bascules peuvent être forcées en mode TOF ou ATOF, par programmation.

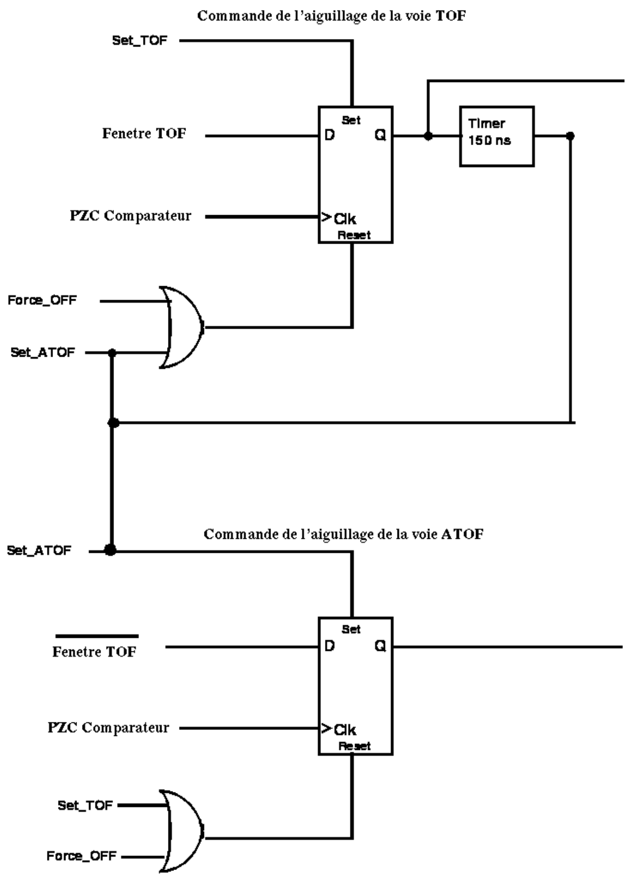


Figure V.23: Schéma électronique de la logique de coïncidence TOF/ATOF.

V.3 Les performances de système de déclenchement

Les performances que la carte *Front-End* doit atteindre, ont été décrites au début de ce chapitre. Les trois principaux points sont les suivants:
En premier lieu, il est nécessaire de séparer les événements provenant de la collision électron-proton de ceux issus de la collision entre le proton et le gaz du tube à vide. Deuxièmement, le niveau de bruit de l'électronique doit être le plus bas possible. Enfin, la dérive du temps d'arrivée du signal doit être minimisée. Nous allons maintenant présenter, pour chacun de ces trois points, les tests qui ont été effectués, et les résultats obtenus.

V.3.1 La séparation TOF/ATOF

La fonction première de la carte *Front-End* est de pouvoir sélectionner en temps réel les événements issus de la collision faisceau-faisceau et de rejeter les événements de bruit de fond. Afin d'étudier les performances liées à cet objectif, nous avons effectué un certain nombre de tests sur l'accélérateur PS du CERN, avec des électrons et des pions. Trois campagnes de prises de données ont été effectuées: La première a eu lieu aux mois de novembre et décembre 1993, au cours de laquelle un premier prototype de carte *Front-End* était étudié. A la suite de ces tests, des améliorations ont été apportées à ce prototype que nous avons remis en faisceau au mois de mai 1994 afin de valider les principes généraux de fonctionnement. Un second prototype a ensuite été fabriqué et testé en juillet et octobre 1994. La structure fine de la carte a ainsi pu être validée et sa fabrication en industrie a démarré en décembre 1994.

Parallèlement aux études de la carte *Front-End*, les différentes éléments devant constituer la chaîne d'acquisition, étaient testées par les instituts qui les développaient. De même, leur interdépendance et la cohérence des résultats étaient étudiées. L'idée directrice de ces tests était de reproduire le plus fidèlement possible, au fur et à mesure que les différents systèmes prenaient leur version définitive, l'ensemble de la chaîne d'acquisition du détecteur H1.

Les différents élements placés dans la ligne de faisceau sont les mêmes que ceux utilisés pour les tests de calorimétrie décrits dans le chapitre IV et visualisés sur la figure IV.2. La chaîne d'acquisition utilise les systèmes électroniques présentés sur la figure V.1. La mesure des énergies est faite par des ADC/DSP de charges, tandis que la mesure des sommes des énergies TOF et ATOF est effectuée par des ADC de type *peak sensing* (sensibles au pic).

A. La lecture des énergies

De part la conception du système, deux lectures parallèles et complémentaires des énergies sont effectuées. D'une part, chacune des seize voies d'un module SPACAL est lue par la carte de *Read-Out*, d'autre part, la carte *Front-End* calcule les quatre sommes de quatre signaux TOF et la somme des seize signaux ATOF, en vue du déclenchement. Afin de comparer les spectres obtenus par ces deux cartes, nous avons additionné hors ligne, les sommes TOF et ATOF de la carte *Front-End* ainsi que la somme des seize voies de la carte de *Read-Out*.

Les figures V.24.a et V.24.b montrent les deux spectres obtenus. Sur la figure -a, $\sum^{16} E(dsp)$ représente la somme des seize voies SPACAL lues par la carte *Read-Out*, sur la figure -b,

$\sum^{16} TOF \ + \ \sum^{16} ATOF$ représente la somme des signaux TOF et ATOF. Dans les deux cas, le piédestal est soustrait. On peut constater la similitude des deux spectres et le pouvoir de séparation de ces différents constituants. Le piédestal est clairement identifiable, les particules au minimum d'ionisation (M.I.P) ont une énergie de 330 MeV. Le pic des électrons de 4 GeV se sépare correctement de celui des pions. La faiblesse du niveau de bruit traduit un succès des principes qui ont guidé la conception de la carte.

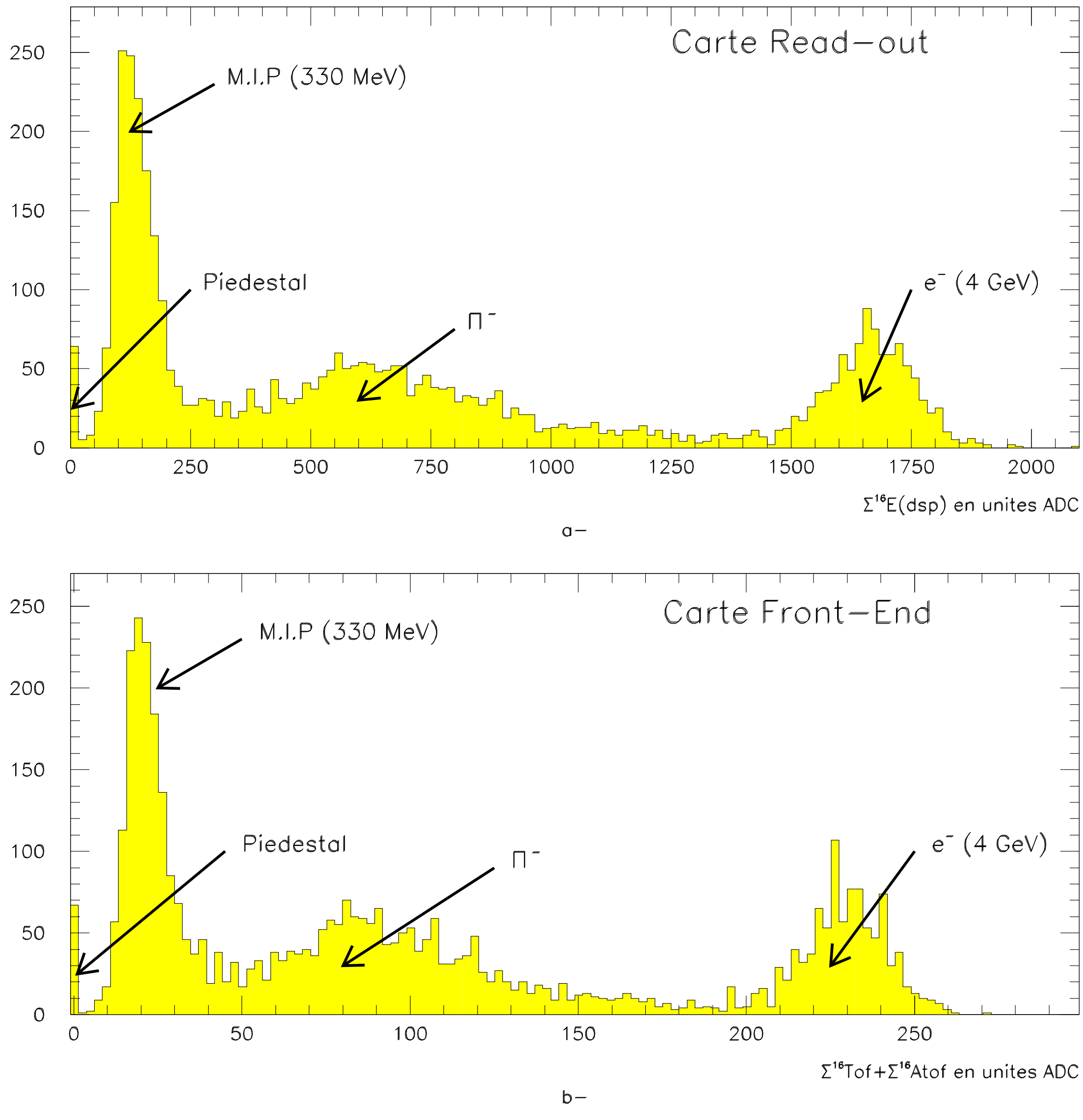


Figure V.24: Comparaison de la lecture des énergies. Sur la figure a-, le spectre obtenu par la carte Read-Out, sur la figure b-, celui obtenu par la carte Front-End après sommation analogique des seize signaux de la carte. Le niveau de bruit est satisfaisant.

B. La variable de séparation TOF/ATOF

Le critère de séparation TOF/ATOF est basé sur l'utilisation de la variable Γ, définie de la manière suivante:

$$\Gamma = \frac{\sum^{16} TOF - \sum^{16} ATOF}{\sum^{16} E_{dsp}} \tag{V.10}$$

avec $\sum^{16} TOF$ et $\sum^{16} ATOF$ représentant les sommes des énergies des signaux TOF et ATOF mesurées par la carte *Front-End*, $\sum^{16} E_{dsp}$ étant la somme des énergies mesurées par la carte *Read-Out*.

Ainsi, lorsqu'un événement est de type TOF, l'amplitude correspondante est égale à une fraction de l'amplitude mesurée par la carte *Read-Out* et la valeur du signal ATOF est nulle. Dans ce cas la variable Γ est égale à une constante positive. Par contre, si l'événement est de type ATOF, le signal TOF est nul. On obtient dans ce cas, Γ négatif.

La figure V.25 montre les corrélations entre cette variable et le temps de l'horloge HERA, lorsqu'on sélectionne des électrons (-a), des pions (-b) ou des particules au minimun d'ionisation (-c). En moyenne, la variable Γ vaut $+\ 0.15$ pour les événements TOF et $-\ 0.15$ pour les événements ATOF. La fenêtre TOF est relativement bien délimitée par l'utilisation de cette variable qui permet de la situer entre 7 et 23 ns. Pour des temps compris entre 23 et 45 ns (zone temporelle ATOF), une augmentation de la valeur de Γ. De même, pour des temps compris entre 7 et 15 ns (zone temporelle TOF), les valeurs de Γ sont en diminution.

Cet effet est dû à un phénomène de diaphonie entre les voies électroniques qui transportent les signaux TOF et celles transportant les signaux ATOF. La figure V.26.a montre cet effet sur le temps ATOF. Le pic gris correspond au temps normalement attendu, le pic blanc, décalé de 20 ns, provient d'événements TOF qui par diaphonie sont passés dans la voie ATOF, ce qui a pour conséquence une diminution de la valeur de l'énergie TOF. Cet effet est celui observé sur la figure V.25, pour des temps compris entre 7 et 15 ns. L'effet inverse se produit pour des événements ATOF qui passent dans la voie TOF par diaphonie, comme on le constate sur la figure V.25, pour des temps compris entre 23 et 45 ns.

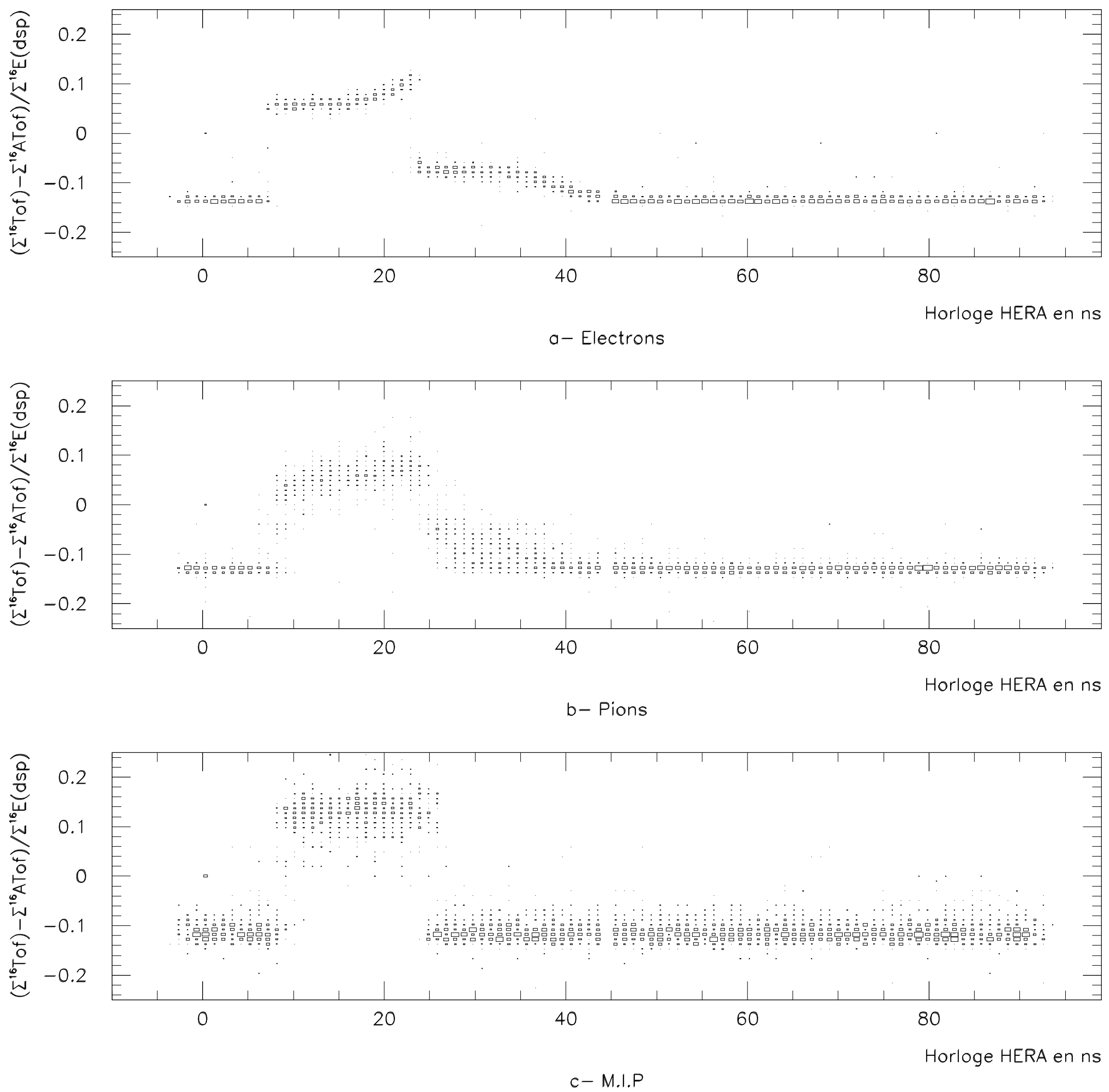
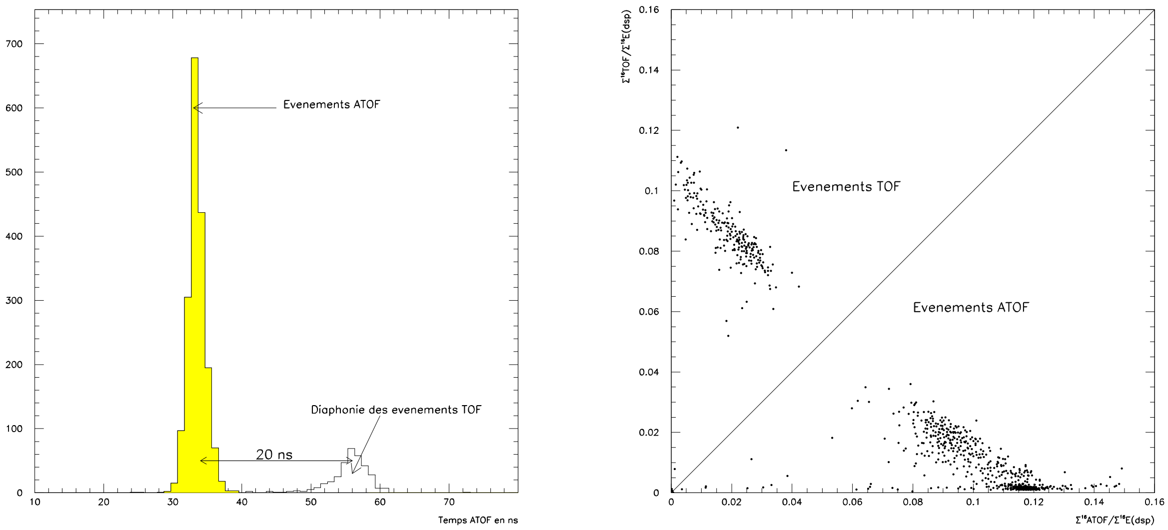


Figure V.25: *Corrélation entre la variable servant à la sélection des événements TOF et le temps de l'horloge HERA. La diaphonie au niveau de la carte de lecture des énergies a pu être mise en évidence par cette étude.*

La figure V.26.b permet également de caractériser les problémes liés à la séparation TOF/ATOF. Cette figure montre les corrélations entre les signaux TOF et les signaux ATOF, normalisés aux amplitudes lues par la carte *Read-Out*. Seuls les électrons sont sélectionnés. La diagonale est équivalente au seuil $\Gamma = 0$ de la figure V.25. En l'absence de diaphonie, pour les événements ayant une énergie TOF non-nulle, on devrait enregistrer une amplitude ATOF nulle, et inversement pour les événements ATOF d'énergie non-nulle. Or, la corrélation précédente montre qu'il n'en est pas ainsi du fait de la diaphonie et également de par la présence d'un bruit électronique non négligeable.



(a) Temps ATOF.

(b) Corrélation entre les amplitudes normalisées TOF et ATOF.

Figure V.26: La diaphonie vue par la carte Front-End. Les signaux de diaphonie étant décalés dans le temps, ils ne se retrouvent généralement pas dans la même fenêtre TOF ou ATOF que les signaux directs.

La figure V.25 montre un élargissement de la variable Γ pour les pions (-b.) et les particules au minimum d'ionisation (-c.). Cet effet est dû à la non linéarité des ADCs de type *peak sensing* (sensibles au pic), à basse énergie. Cette non-linéarité est corrigée par un traitement hors ligne des données.

L'utilisation de connecteurs co-axiaux permet une amélioration importante des résultats. La figure V.27 montre la variable Γ en fonction du temps de l'horloge HERA. Les effets de diaphonie sont supprimés, il demeure quelques événements parasites dûs au bruit de l'électronique.

B. Efficacité de séparation TOF/ATOF pour le temps

Pour les différents types de particules, la figure V.28.a montre le temps de l'horloge HERA sur l'ensemble d'un cycle de 96 ns et ce même temps pris pour les événements TOF sélectionnés par $\Gamma > 0$ (en gris sur la figure). La figure V.28.b traduit l'efficacité de sélection des événements ainsi obtenus. La région temporelle de la fenêtre TOF apparaît, sans probléme sur ces six figures. On constate par contre que l'efficacité diminue pour des énergies basses. Si la sélection des électrons TOF est de 100 % sur presque l'ensemble de la fenêtre TOF, la sélection des pions TOF ou des particules au minimun d'ionisation TOF est moins performante. Cet effet est dû à celui constaté sur les figures V.25 et V.27, où l'on observe un élargissement des distributions en Γ pour les pions et les particules au minimum d'ionisation.

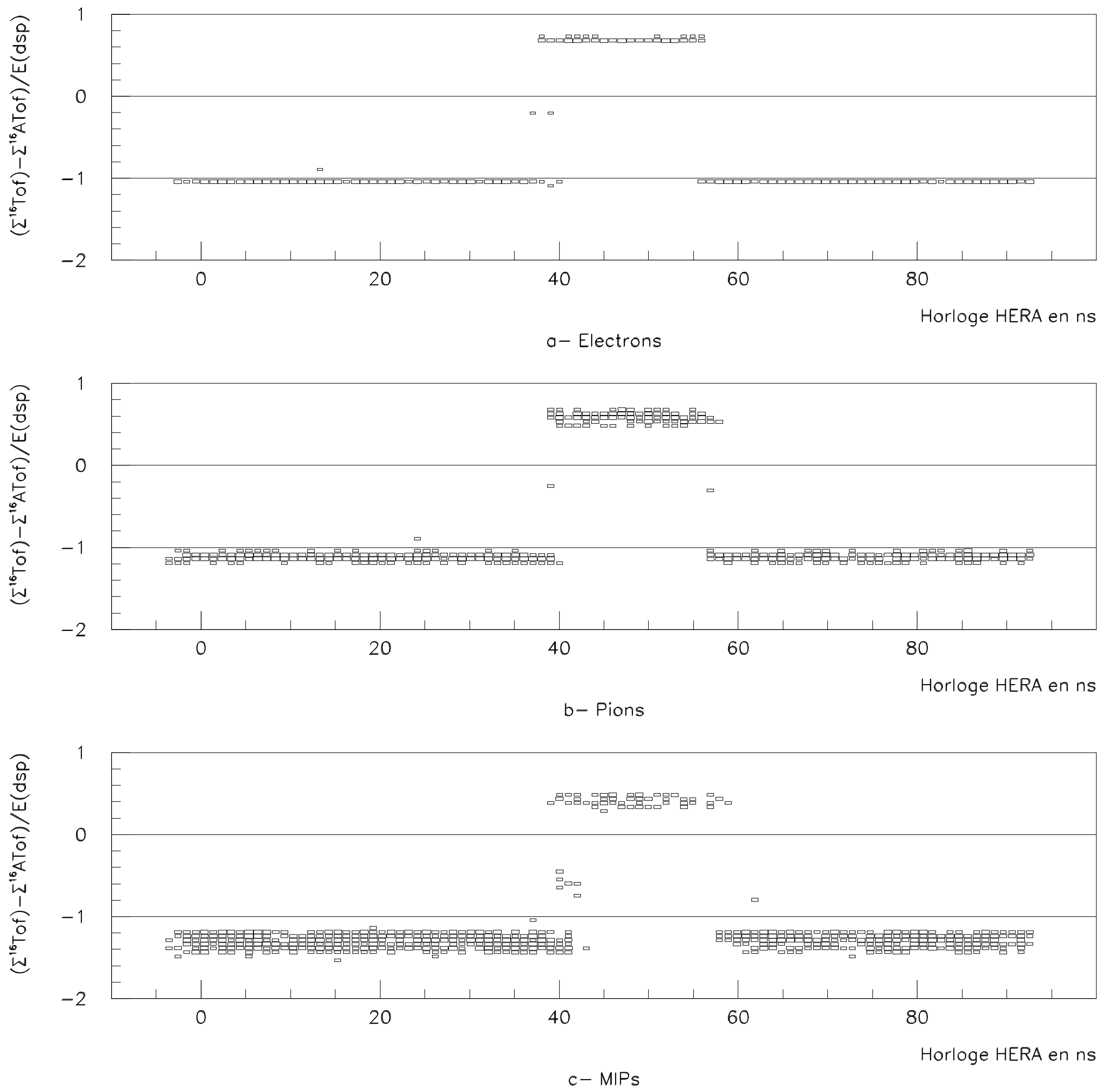
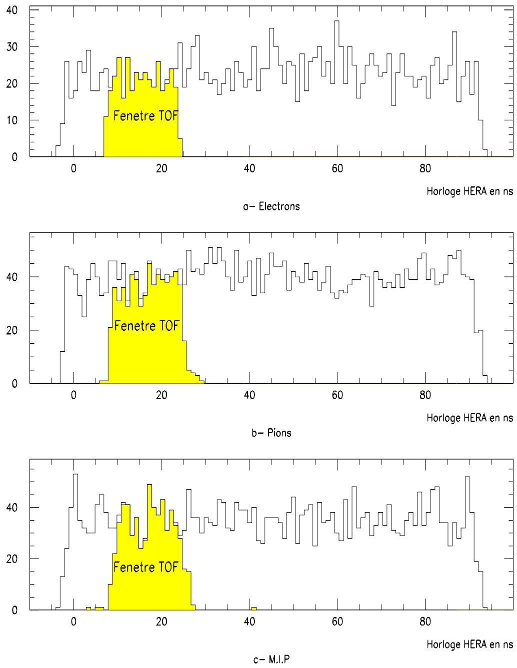
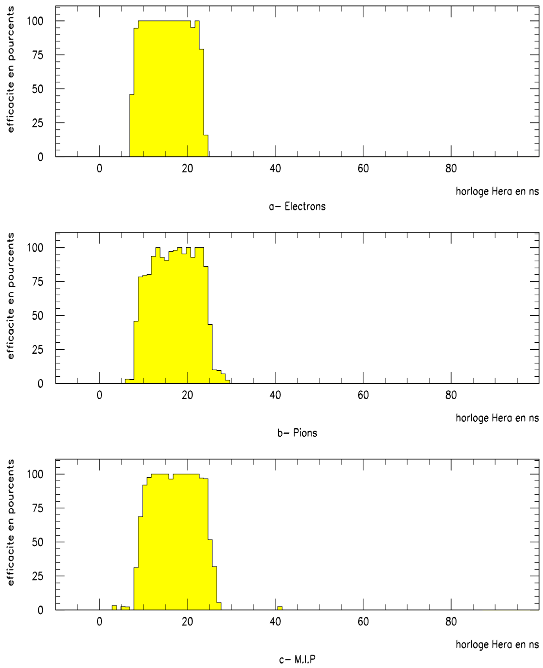


Figure V.27: *Histogramme à deux dimensions, présentant la corrélation entre la variable servant à la sélection des événements TOF et le temps de l'horloge HERA, après corrections de la diaphonie entre les voies TOF et ATOF.*



(a) Temps de l'horloge HERA, avec et sans sélection TOF, pour les trois types de particules.



(b) Efficacité de la sélection pour les trois types de particules.

Figure V.28: Efficacité de séparation TOF/ATOF sur le temps de l'horloge HERA.

D. Efficacité de séparation TOF/ATOF pour les énergies

Afin de tester l'efficacité de la coupure sur Γ pour la sélection des événements TOF, on a étudié les corrélations entre l'énergie mesurée par la carte *Read-Out* et le temps de l'horloge HERA. La figure V.29.a montre ces corrélations lorsque les événements TOF sont sélectionnés ($\Gamma > 0$). Les niveaux des amplitudes en énergie, correspondant aux différents types de particules sont visualisés. On constate que la région de la fenêtre TOF est ainsi très bien caractérisée. La sélection complémentaire correspondant aux événements ATOF ($\Gamma < 0$) permet également de faire apparaître la fenêtre TOF, bien que quelques événements de bruit électronique apparaissent dans cette région. L'utilisation du CFD permet l'obtention de bords extrêmement droits de la fenêtre TOF.

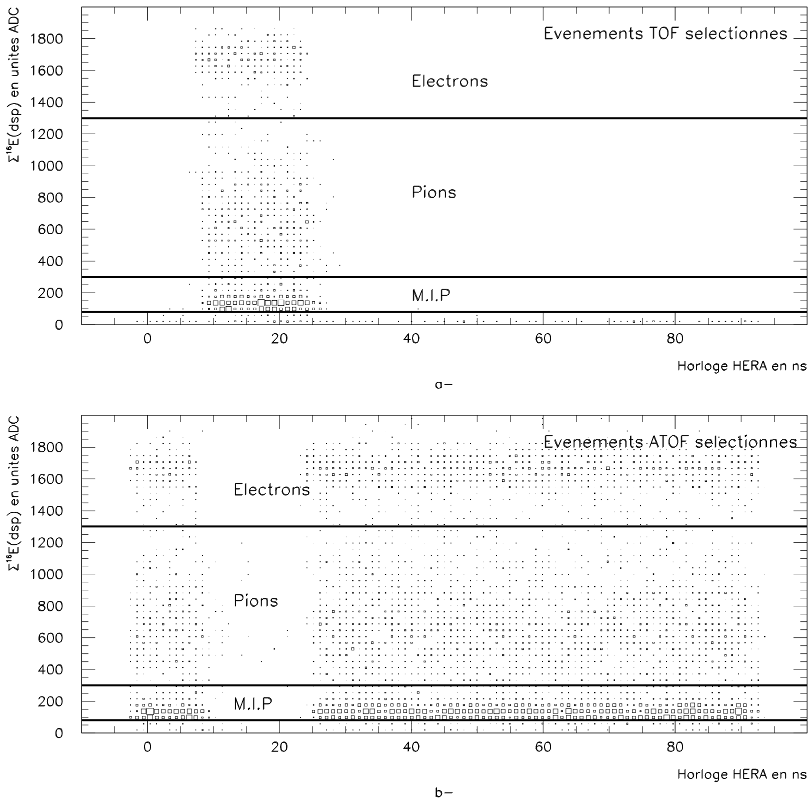


Figure V.29: Corrélation entre l'énergie mesurée par la carte Read-Out, et le temps de l'horloge HERA, pour les événements TOF sélectionnés par $\Gamma > 0$ (a-) et pour les événements ATOF sélectionnés par $\Gamma < 0$ (b-).

V.3.2 Le bruit induit par l'environnement du détecteur H1

Afin de connaître l'influence du bruit induit par l'environnement du détecteur H1 sur les performances du système de déclenchement, nous avons effectué deux types de tests sur le site expérimental de H1. Le premier concerne l'influence du bruit sur les signaux de la carte, le second consiste en une recherche des sources de bruit dans l'environnement.

A. Influence du bruit sur les performances de la carte *Front-End*

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure V.31. Le module SPACAL utilisé pour ces tests est disposé à l'intérieur du détecteur H1 dans la région du calorimètre arrière. La boîte analogique contenant la carte *Front-End* est placée dans la partie inférieure du détecteur ce qui correspond à son futur emplacement définitif. Les mesures sont effectuées avec un oscilloscope numérique DSA 602A, de bande passante maximum de 400 MHz. L'oscilloscope est placé dans un premier temps près de la boîte analogique. Il est ensuite déplacé dans la salle d'électronique où sont installés les systèmes IET, TDC et ADC (voir la figure V.1 au début de ce chapitre).

Les seize entrées de la carte *Front-End* sont les suivantes:
4 sorties de bases actives de photomultiplicateurs du module SPACAL,
6 sorties de bases actives de photomultiplicateurs non équipés de tours SPACAL,
5 capacités en série avec des résistances de 50 Ω équivalent à une base active,
1 antenne servant à détecter le bruit.

Les mesures effectuées près de la boîte analogique ont donné des résultats comparables à ceux obtenus en laboratoire. On constate une absence de bruit lorsqu'on utilise les voies correspondant à l'une des six sorties de bases actives de photomultiplicateurs non équipés de tours SPACAL ainsi que pour l'un des cinq simulateurs de signaux. Ce résultat est d'autant plus intéressant qu'il a été obtenu alors que simultanément les systèmes de détection de traces, dont on pouvait redouter les effets, étaient en fonctionnement. Lorsque l'une des quatre sorties de bases actives de photomultiplicateurs du module SPACAL complet est connectée à l'entrée de la carte *Front-End*, le niveau de bruit du spectre de photo-électron obtenu est négligeable (figure V.30).

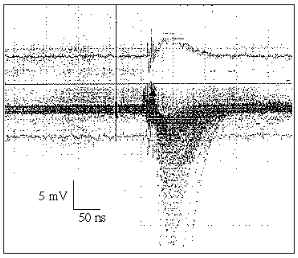
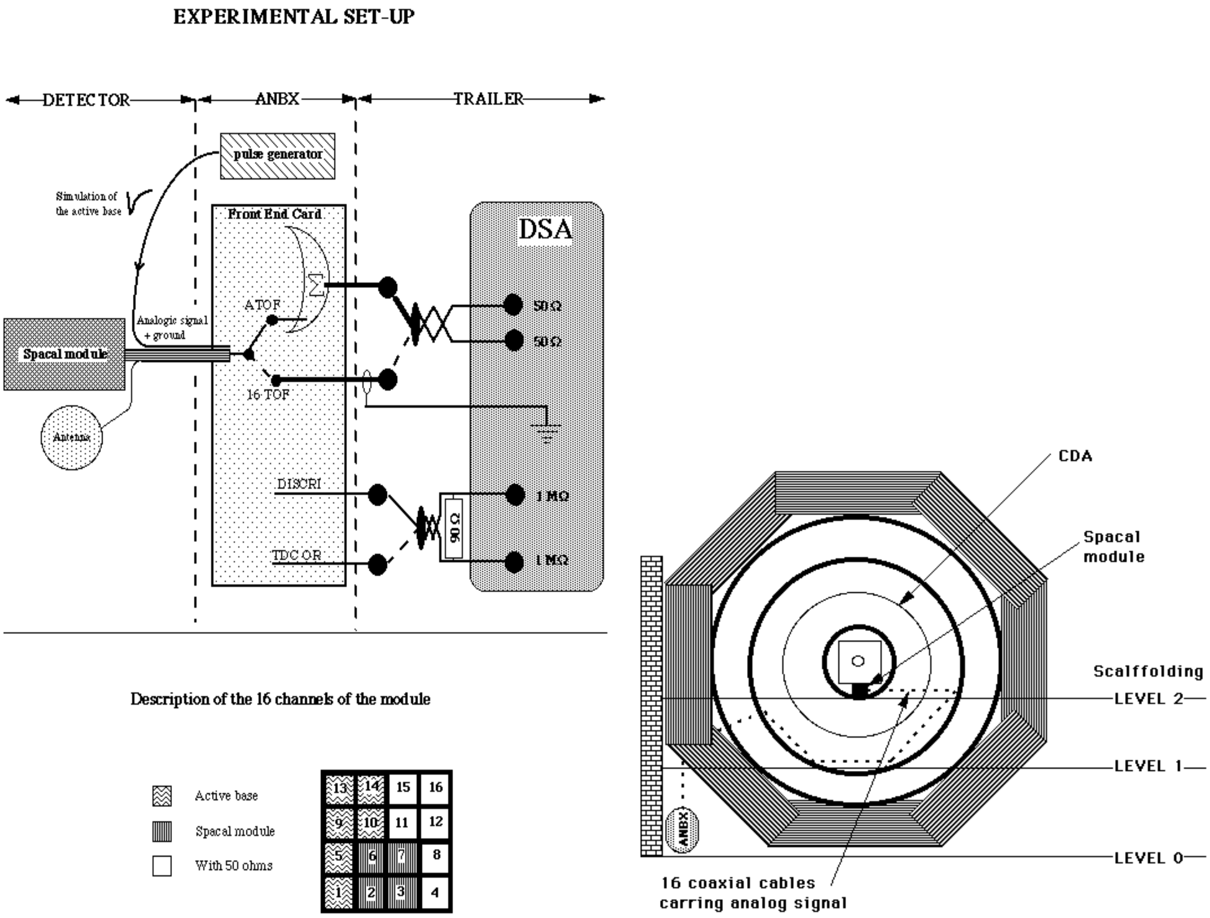


Figure V.30: Spectre du photo-électron obtenu sur la sortie $\sum_{16} ATOF$. Le niveau de bruit s'élève à 191 μV.

Les mesures effectuées au niveau de la salle d'électronique montrent un niveau de bruit égal à 263 μV sur la sortie $\sum_{16} ATOF$ (figure V.32.a). Les mesures à la sortie d'une voie TOF montre un important pick-up dans le cable contenant seize paires torsadées contenues dans une gaine blindée commune (figure V.32.b).

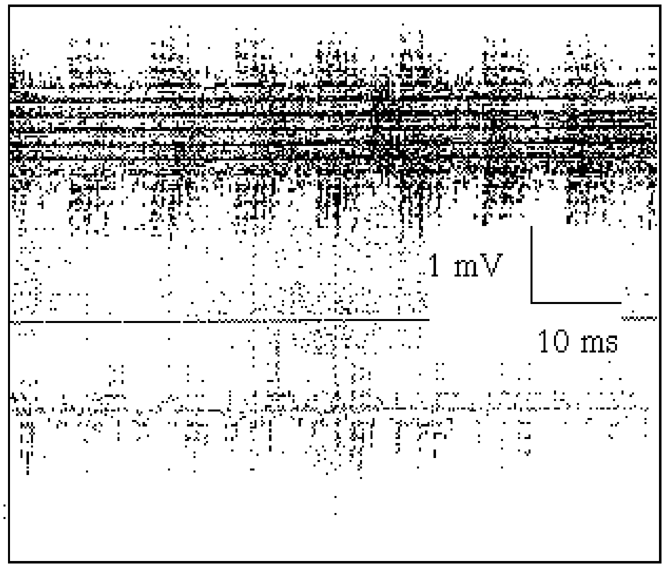
En reliant la masse de l'oscilloscope à celle de la boîte analogique, ce niveau de bruit est réduit à 81 μV (figure V.32.c) pour la voie $\sum_{16} ATOF$. Celui obtenu pour la voie TOF est compris entre 0.5 et 1.2 mV. Ce niveau important de bruit provient des autres paires de cables des voies TOF qui n'ont pas de terminaison 90 Ω. Une réception correcte permet de descendre ce niveau de bruit à 250 μV.



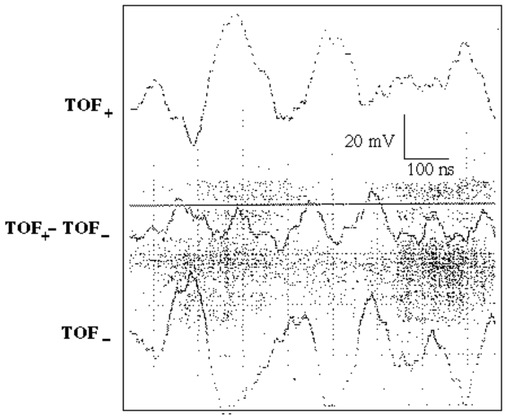
(a) Disposition des éléments et schéma de connection des voies SPACAL.

(b) Disposition des différents cables contribuant aux tests de bruit.

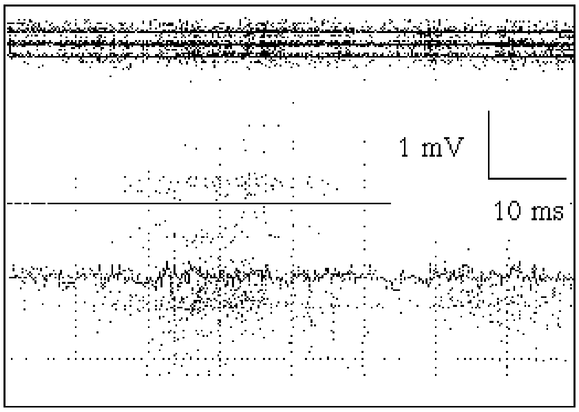
Figure V.31: Dispositif expérimental pour l'étude du bruit sur H1.



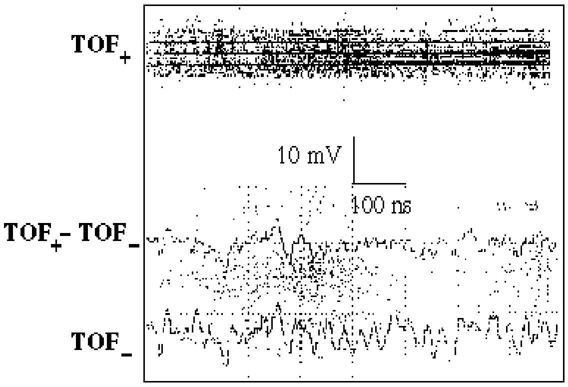
(a) Bruit mesuré à la sortie $\sum_{16} ATOF$, sans connection du DSA à la masse de la boîte analogique. La valeur obtenue est de 263 μV.



(b) Bruit mesuré à la sortie TOF, sans connection du DSA à la masse de la boîte analogique.



(c) Bruit mesuré à la sortie $\sum_{16} ATOF$, avec connection du DSA à la masse de la boîte analogique. La valeur obtenue est de 81 μV.



(d) Bruit mesuré à la sortie TOF, avec connection du DSA à la masse de la boîte analogique. La valeur obtenue est de 1.16 mV

Figure V.32: Etude du bruit sur la carte "Front-End". Le niveau de bruit est mesuré aux sorties $\sum_{16}$ ATOF et TOF sans connection à la masse du DSA (figures a. et b.) et en ayant connecté le DSA à la masse de la boîte analogique (figure c. et d.).

B. Recherche des sources de bruit dans l'environnement H1

Les sources de bruit ont été recherchées en utilisant une antenne constituée de six boucles de 10 cm de diamètre, connectée directement à l'oscilloscope. La tension induite v dans l'antenne est reliée à la variation temporelle du champ magnétique B par la relation:

$$v = n\frac{dB}{dt}S = 2\pi n f B S \tag{V.11}$$

avec n le nombre de boucles, f la fréquence, S la surface de la boucle. L'antenne a été déplacée en différents endroits du détecteur. Trois types de bruit ont pu être identifiés:

Le premier type de bruit est un bruit blanc, appelé ainsi du fait de l'absence de structure temporelle (figure V.33). Son amplitude au niveau de l'antenne est de 477 μV, ce qui donne à l'extrémité du cable un bruit de l'ordre de 100 μV, indépendant de la longueur du cable.

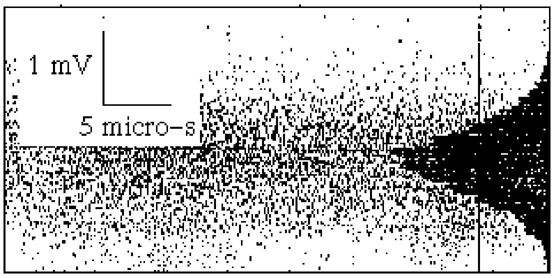


Figure V.33: Bruit blanc obtenu avec une antenne de Mobius.

Le second type de bruit se manifeste sous forme d'oscillations basses fréquences (figure V.34). L'amplitude des oscillations varie suivant la position de l'antenne de quelques milli-Volts à 50 mV. Le temps de vie des ces oscillations est de 2 μs et la fréquence de 250 MHz. Son origine n'a pas pu être identifiée.

Le troisième type de bruit provient des détecteurs de traces. En approchant l'antenne des chambres, on enregistre deux oscillations de période de 10 et 100 ns. La transformée de Fourier montre deux pics à 10 et 100 MHz (figure V.35). D'autres cables génèrent ce type d'oscillations de période de 10 ns. La connection de la masse de ces cables à la masse de l'électronique peut expliquer cet effet.

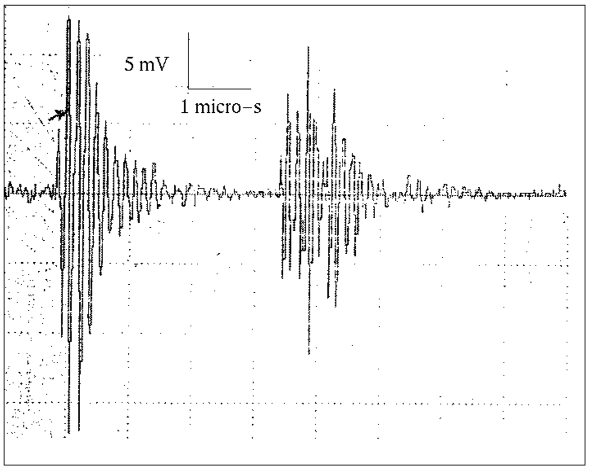


Figure V.34: Détection de parasites électromagnétiques avec l'antenne de Mobius.

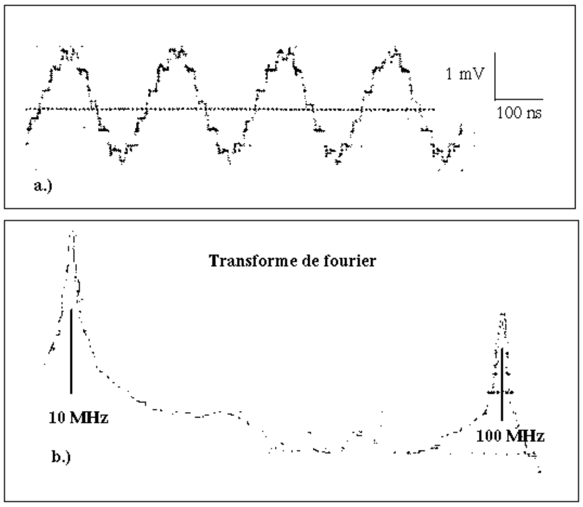


Figure V.35: Bruits dûs aux cables des détecteurs de traces, détectés avec l'antenne de Mobius.

V.3.3 Les tests sur banc du discriminateur à fraction constante

Au début de ce chapitre, nous avions présenté sur la figure V.12, les fonctions et les objectifs du système de déclenchement. La grande gamme dynamique induit une variation du temps d'arrivée du signal en fonction de son amplitude. En l'absence de CFD, le temps de dérive atteint 6 ns.

L'utilisation d'un discriminateur à fraction constante permet d'atténuer cet effet. Afin d'en étudier les performances, nous avons mesuré le temps d'arrivée de signaux de différentes amplitudes. Les signaux d'entrée sont produits par un générateur, reproduisant la forme d'un signal issu d'une base active. Le signal passe dans un atténuateur qui permet de faire varier l'amplitude, avant d'entrer dans le PZC. Finalement, on mesure l'amplitude à la sortie du CFD ainsi que le temps d'arrivée, en déclenchant sur le signal du générateur. La mesure est effectuée avec un oscilloscope numérique (Tektronix DSA 602A) dont la résolution est de 50 pico-secondes pour des signaux répétitifs. La fréquence d'échantillonage est de 1 Giga-Hertz. La figure V.36 est une description de ce dispositif de tests.

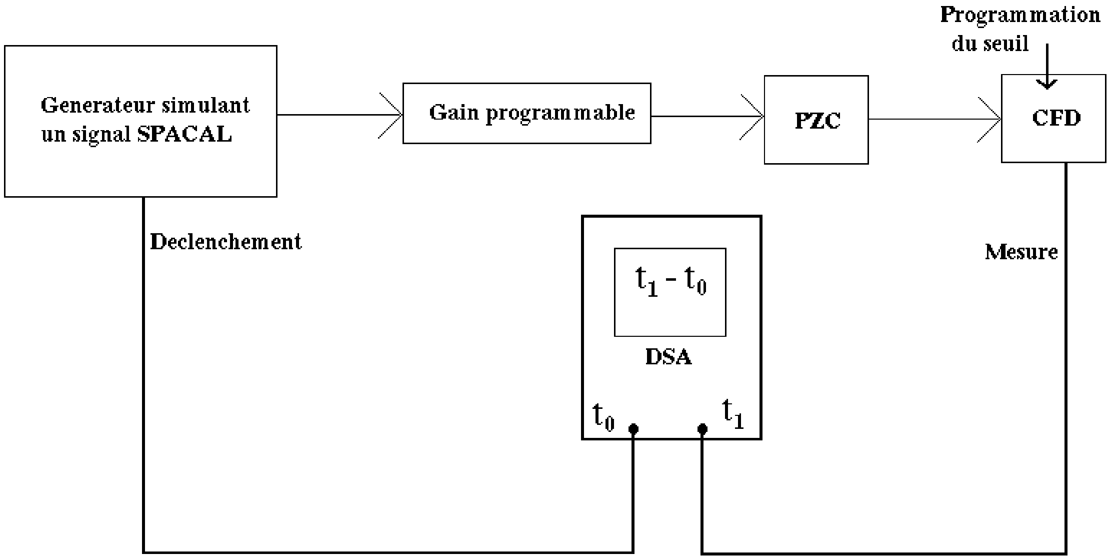


Figure V.36: Le banc de tests du discriminateur à fraction constante.

Les tests effectués ont permis d'apporter les améliorations suivantes:
Le niveau de bruit a pu être diminué grâce à l'utilisation du PZC de pôle de 1.5 ns, ce qui permet de couper les composantes hautes fréquences. En contre partie, le signal, du fait de son intégration, est ralenti, ce qui risque d'augmenter le temps de dérive. L'ajustement de la valeur de ce pôle doit permettre d'obtenir le meilleur compromis possible. On peut également diminuer les effets dûs au bruit en ajustant la tension de seuil programmée (voir la figure V.18) ce qui permet de sortir le signal au-dessus du bruit, en lui rajoutant une composante continue.

La saturation à haute énergie a été supprimée en ajustant le gain du PZC qui devient ainsi linéaire sur toute la gamme. Plusieurs types de lignes à retard ont été testés. Celle permettant de minimiser le temps de dérive a été retenue.

La figure V.37 montre les résultats obtenus pour différents seuils d'entrée du nouveau CFD ainsi amélioré. Toute la gamme d'énergie devant être couverte sur le détecteur est représentée, du pic cinématique à 30 GeV à l'énergie des particules au minimum d'ionisation (M.I.P) à 300 MeV.

Dans cette gamme d'énergie, le temps de dérive est inférieur à la nano-seconde. On constate la non saturation à haute énergie et la diminution du niveau de bruit. Suivant le seuil de CFD choisi, le comportement pour les basses amplitudes est différent. Plus le seuil est bas et plus le temps de dérive est important. On pourrait s'attendre a priori à avoir un temps de dérive d'autant plus court que le seuil est proche du bruit. Mais si le seuil passe en-dessous de la valeur du bruit, le temps de dérive va augmenter de nouveau. De plus, il faut ajouter au niveau du bruit la différence des tensions de polarisation des deux entrées du comparateur. Ainsi, le seuil à 25 mVolts se situe en dessous de la valeur du bruit ajouté à la différence des tensions d'entrée du comparateur, ce qui explique l'augmentation du temps de dérive.

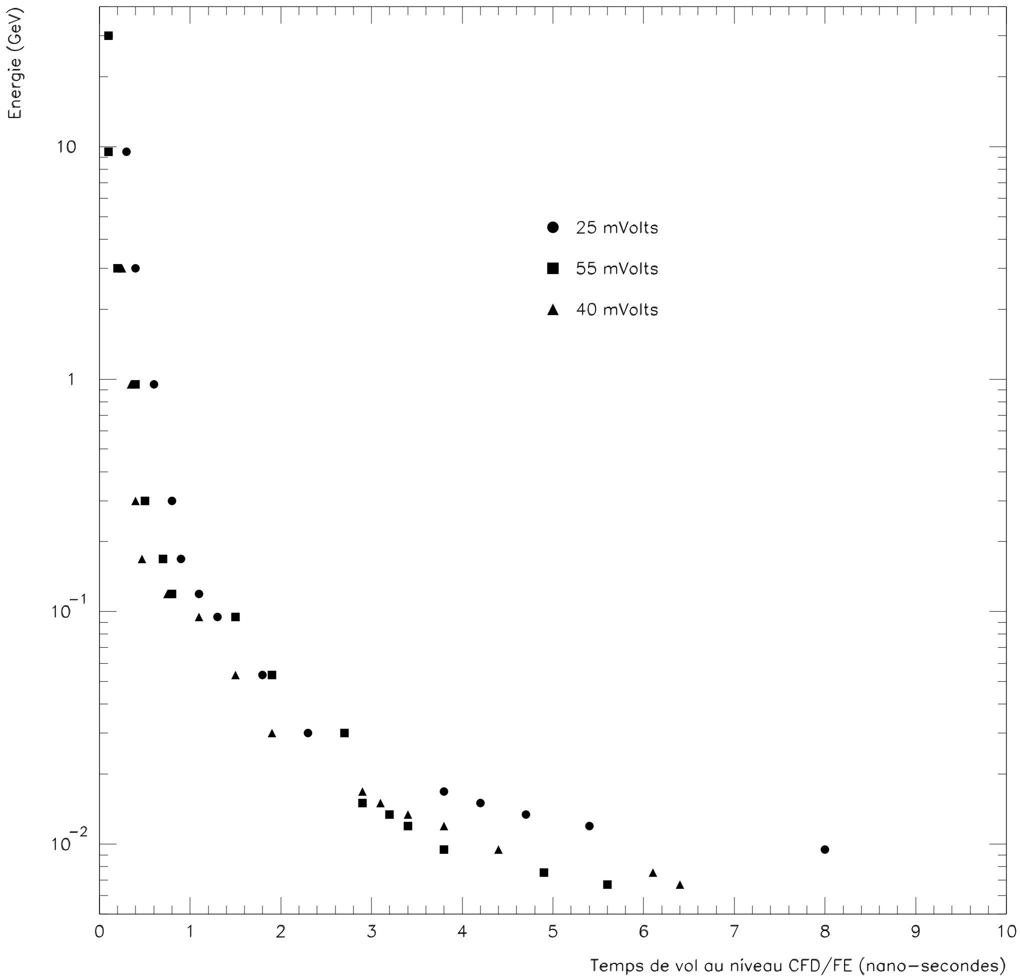


Figure V.37: Étude du temps de dérive du discriminateur à fraction constante, pour différents seuils. Le seuil à 25 mVolts se situe en-dessous de la valeur du bruit ajouté à la différence des tensions d'entrée du comparateur, ce qui explique l'augmentation du temps de dérive.

V.4 Les méthodes de calibration

Les deux fonctions du calorimètre SPACAL-H1 (déclenchement et reconstruction) impliquent qu'il soit calibré en temps et en énergie. La calibration en temps est relative à l'ajustement de la fenêtre TOF sur le cycle de l'horloge HERA. La calibration en amplitude est nécessaire pour les seuils de déclenchement du filtre spatial IET et pour la mesure des énergies déposées (voir la partie V.1.3 au début de ce chapitre).

Une calibration purement électronique est insuffisante du fait des fluctuations d'efficacité photo-quantique d'un photomultiplicateur à l'autre. Un système uniquement optique est impossible vu l'absence d'impulsion de lumière aussi rapide que les signaux SPACAL. Les méthodes présentées conbinent donc une partie physique et une partie électronique.

V.4.1 Calibration en temps

Cet aspect de la calibration consiste à déterminer l'équivalence entre le temps d'arrivée des particules et celui du début de la fenêtre TOF. Il faut pour cela d'une part, établir la correspondance entre le temps T_0^{TDC} du système TDC et celui du début de la fenêtre TOF T^{TOF} et d'autre part la correspondance entre entre le temps d'arrivée des particules T^{HERA} et celui du système TDC T_0^{TDC}. La première correspondance fait appel au système électronique, la seconde concerne des prises de données physiques. Le tableau V.4.1 résume le principe de cette calibration.

		Electronique		Particules	
Temps considéré	T^{TOF}	$\longrightarrow$	T_0^{TDC}	$\longleftarrow$	T^{HERA}

Tableau V.3: Le principe de la calibration en temps.

$T^{TDC} \longleftarrow T^{HERA}$

Pour ajuster le temps T_0^{TDC} au temps T^{HERA} qui correspond à l'arrivée des particules, il est nécessaire d'effectuer une première prise de données avec des collisions électron-proton pour enregistrer les temps des TDC correspondant. On obtient ainsi une première distribution temporelle correspondant aux événements TOF.

Une seconde prises de données avec seulement des protons permet d'obtenir la distribution temporelle des événements issus des collisions entre le proton et la paroi du tube à vide ou le gaz résiduel, (événements ATOF).

la seconde distribution va être décalées de la première de quelques nano-secondes (voir la figure V.11). La comparaison des deux distributions doit permettre de déduire le temps optimale qui sépare les deux types d'événements et qui correspond à T_0^{TDC}. La figure V.38 montre le principe de cette mesure.

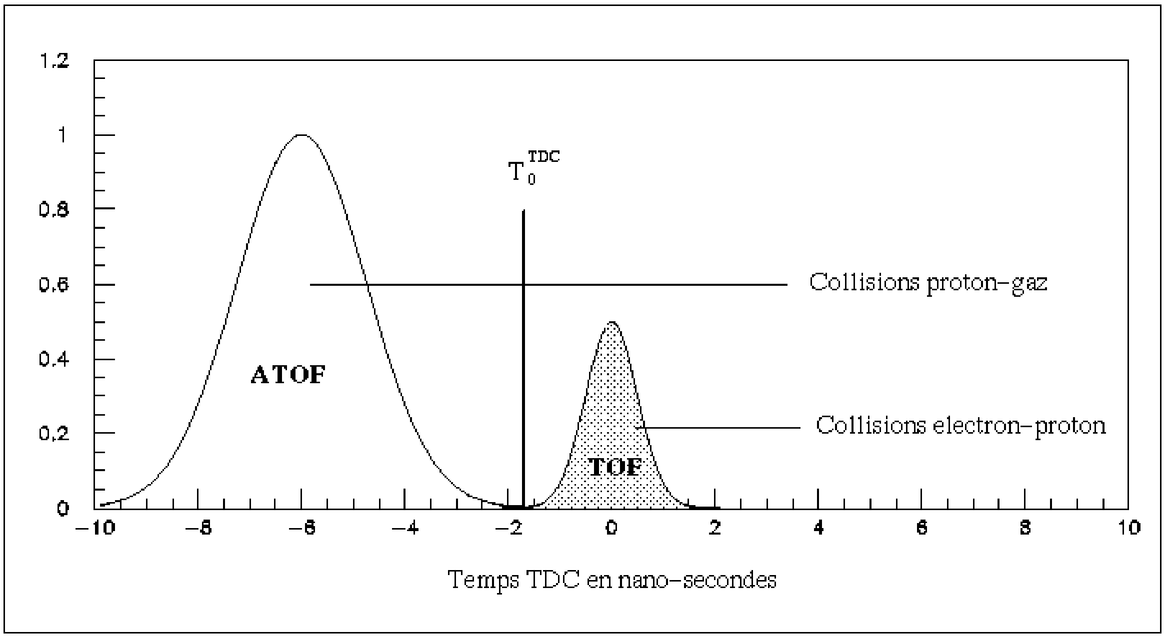


Figure V.38: Temps d'arrivé des événements au niveau des TDCs. Les deux distributions permettent de définir le temps T_0^{TDC} correspondant au début de la fenêtre dans laquelle se trouvent les événements TOF.

$T^{TOF} \longleftarrow T^{TDC}$

Pour obtenir la correspondance entre les temps T^{TOF} et T_0^{TDC}, une calibration électronique est utilisée. Le système d'acquisition permet de fixer les bornes de la fenêtre TOF au niveau de la carte *"Front-End"*. La correspondance entre les deux temps est effectuée en fixant par exemple, le début de la fenêtre TOF à la valeur 100. La valeur correspondante lue par les TDCs permet d'établir le coefficient de calibration.

$T^{TOF} \longrightarrow T^{HERA}$

La combinaison des deux correspondances précédentes permet finalement une calibration entre le temps d'arrivée des particules et le début de la fenêtre TOF.

V.4.2 Calibration en énergie

La calibration en amplitude intervient pour le déclenchement et pour la mesure de l'énergie. Il est nécessaire d'établir une relation entre la valeur des seuils en mVolts fixés au niveau du système de déclenchement et l'énergie à laquelle ils correspondent. La mesure de l'énergie implique de connaître la correspondances entre les unités ADC enregistrées par l'acquisition et l'énergie déposée par la particules. Là encore, une calibration mixte faisant appel à l'électronique et aux événements physiques est utilisée.

Deux lectures parallèle de l'énergie sont effectuées. La première concerne les données lues par la carte *"Read-Out"*, la seconde est liée aux sommes de 4 et 16 voies effectuées au niveau de la carte "Front-End" et correspondant respectivement aux événements TOF et ATOF.

La correspondance entre le signal en mVolts qui entre dans la carte *"Read-Out"* et le nombre d'unités ADC, est établie grâce à une impulsion électronique. L'équivalence entre l'énergie déposée par les particules et l'amplitude du signal à l'entrée de la carte *"Read-Out"* utilise des données physique. Le tableau V.4.2 reprend ces principes de calibration.

	Particules		Electronique	
Energie	$\longrightarrow$	Tension	$\longrightarrow$	Unités ADC
Plomb/fibres	$\longrightarrow$	Carte *"Read-Out"*	$\longrightarrow$	Cartes IET et DSP

Tableau V.4: Le principe de la calibration en énergie.

Tension (Volts) $\longrightarrow$ Unités ADC

Cette partie de la calibration est purement électronique. Un générateur au mercure permet de simuler une impulsion issue des bases actives. Ce signal est injecté à l'entrée de la carte *"Read-Out"*. La lecture des ADC-DSP permet d'établir l'équivalence entre l'amplitude de la tension d'entrée et le nombre de coups d'ADC correspondant.

Comme la carte *"Front-End"* somme les signaux, il est nécessaire d'utiliser le mode forcé des interrupteurs (voir la description de ce fonctionnemet dans la partie V.2) pour avoir dans les sommes uniquement la voie considérée. Pour cela, on force la fermeture de l'interrupteur de la voie à calibrer et on ouvre toutes les autres. L'amplitude obtenue en unités ADC au niveau IET peut ainsi être comparée à celle mesurée par les ADC-DSP. Le gain relatif des deux systèmes permet de calibrer la partie déclenchement de la chaîne.

Energie (GeV) $\longrightarrow$ Tension (Volts)

La calibration électronique que nous venons de décrire implique de simuler le signal issus des bases actives. La décroissance exponentielle est fixée pour cette simulation à 180 ns. Or, cette décroissance est variable d'un photomultiplicateur à l'autre dans une gamme de $\pm 15\%$. Ces variations se répercutent sur les amplitudes dans les mêmes proportions (la carte *"Read-Out"* intègre de signal, le système de déclenchement détecte le pic). Par conséquent, ces dispersions ne permettent pas d'utiliser uniquement un signal électronique. Il faudrait utiliser des signaux optiques rapides entrant dans les photomultiplicateurs, ce dont nous ne disposons pas. Seules les particules peuvent fournir une calibration relative des 1600 voies du détecteur.

Le nombre de voies à calibrer est trop important pour permettre une prise de données pour chacune d'entre elles dans le temps imparti. La méthode utilisée consiste à effectuer seize prises de données avec une voie sur seize sélectionnée par carte. On calibre ainsi une centaine de voies par prise de données. La sélection de la voie considérée fait appel au mode forcé des interrupteurs de la carte *"Front-End"*. Une voie est forcée en TOF, les quinze autres étant dans un état neutre. La figure V.39 schématise ce principe sur 4×16 voies du détecteur.

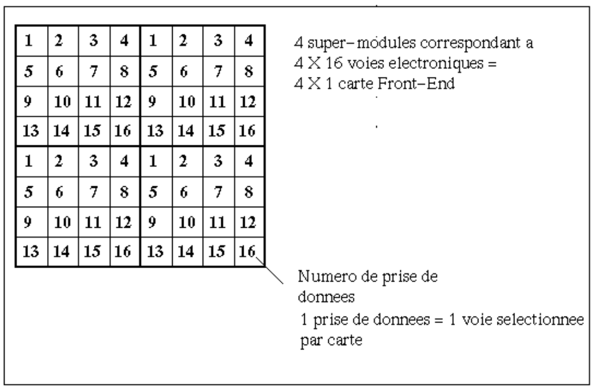


Figure V.39: Principe de la calibration relative des 1600 voies du détecteur. Seule une voies sur les seize que comporte une carte "Front-End" est sélectionnée par prise de données. Sur ce schéma quatre super-modules sont représentés correspondant à quatre carte Front-End. Le détecteur complet en comprend une centaine.

Plusieurs types de particules sont envisageable pour cette calibration relative des 1600 voies. Elles sont présentées dans le tableau V.4.2 avec l'énergie moyenne déposée dans chacun des cas.

Type de particule	Energie déposée en champ magnétique	Energie déposée hors champ magnétique
Cosmiques	50 MeV	5 GeV
Muons du halo	300 MeV	30 GeV
π^0 de photo-production	1 à 8 GeV	
électrons du pic cinématique	30 GeV	

Tableau V.5: Les différents types de particules utilisables pour la calibration.

Le signal fournit par les particules cosmiques est du même odre de grandeur que le bruit de fond. Le bras de levier est faible pour permettre une calibration sur une grande gamme dynamique.

La calibration utilisant le pic cinématique des électrons à 30 GeV nécessite une année de prise de données. L'utilisation des muons du halo ou des pions de la photoproduction devrait permettre une première calibration du détecteur. Ces types d'événements présentent l'inconvénient d'être peu présent dans les cellules périphériques du calorimètre.

Outre la calibration des photomultiplicateurs présentée précédement, les résultats des tests en faisceau permettent d'illustrer un certain nombre de points évoqués ici.

La correspondance entre l'énergie mesurée par la carte *"Read-Out"* et les sommes effectuées par la carte *"Front-End"* a été étudiée. La figure V.40 montre la corrélation entre ces deux mesures pour des électrons de 4 GeV. Une seule voie est connectée au niveau de la carte *"Read-Out"* et la voie correspondante au niveau *"Front-End"* est forcée en mode TOF, les autres en neutre.

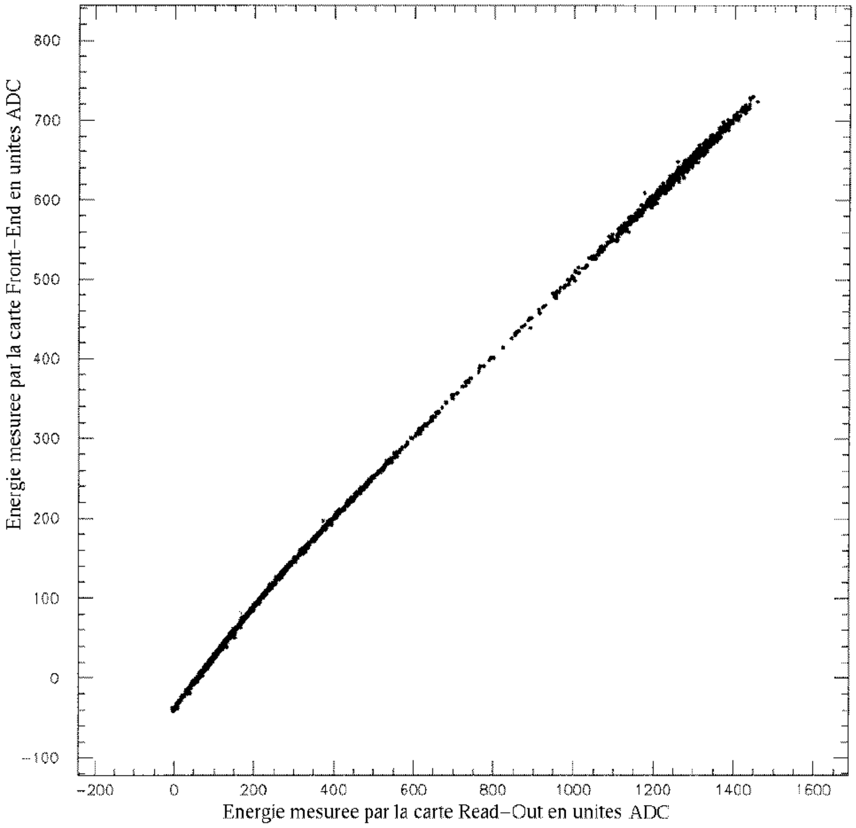


Figure V.40: Corrélations entre le signal mesuré par la carte "Read-Out" et celui mesuré par la carte "Front-End".

Conclusion

Moins de trois ans après la rédaction de la lettre d'intention, le calorimètre SPACAL-H1 sera opérationnel pour la campagne de prises de données de l'année 1995.
La fabrication de l'ensemble des modules qui le composent est achevée. Leur installation au sein du détecteur est en cours, et les cartes électroniques produites, en série, doivent parvenir prochainement sur le site pour être testées et intégrées à l'ensemble de l'acquisition.
Les nombreux tests en faisceaux et sur banc qui ont accompagné le développement rapide du projet, ont permis d'affirmer les qualités intrinsèques de la calorimétrie SPACAL, et son adéquation avec les performances requises. Un nouveau domaine cinématique va ainsi être couvert pour la mesure des fonctions de structure du proton.

Avec une résolution en énergie à 30 GeV, inférieure à 2 %, une couverture angulaire permettant un gain de 3.5° et l'adjonction d'une partie hadronique pour mieux identifier les pions chargés issus de la photoproduction, ce calorimètre doit permettre d'atteindre pour x la valeur de $5\ 10^{-5}$.
Ces performances ont été rendues possibles grâce au développement d'une électronique nouvelle, et à la conception de photomultiplicateurs fonctionnant en haut champ magnétique. Parmi les différents éléments qui composent le système de déclenchement, la carte *"Front-End"* dont le niveau de bruit ne dépasse pas les 150 μV, permet de rejeter à une fréquence de 100 kHz, les événements de collisions entre le proton incident et le gaz du tube à vide, sur une gamme dynamique de 50 décibels.

Bibliographie

[1] T. Ahmed et al., A Measurement of the Proton Stucture fonction $F_2(x, Q^2)$, preprint DESY 95-006, soumis à Nucl. Phys. B.

[2] I. Abt et al., A Measurement of Multi-Jet Rates in Deep-Inelastic-Scattering at HERA, Zeit. Phys. C61(1994)59

[3] I. Abt et al., Scaling violation of the Proton Structure Function $F2$ at small x, Phys. Lett. B321(1994)161

[4] T. Ahmed et al., First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA, Phys. lett. B324(1994)241

[5] I. Abt et al., Inclusive Charged Particle Cross-section in Photoproduction at HERA, Phys. Lett. B328(1994)176

[6] I. Abt et al., Energy Flow and Charged Particle Spectra in Deep Inelastic Scattering at HERA, Zeit. Phys. C63(1994)377

[7] I. Abt et al., Photoproduction of J/Ψ Mesons at HERA, Phys. Lett. B338(1994)507

[8] I. Abt et al., Deep Inelastic Scattering Events with a Large Rapidity Gap at HERA, Phys. Lett. B338(1994)507

[9] I. Abt et al., A Search for Heavy Leptons at HERA, Phys. Lett. B340(1994)205

[10] I. Abt et al., A Search for leptoquarks and Squarks at HERA, DESY-94-154

[11] I. Abt et al., Obsevation of Hard Process in Rapidity Gap Events in $\gamma - p$ interactions at HERA, DESY-94-154

[12] I. Abt et al., Determination of the Strong Coupling Constant from Jet Rates in Deep Inelastic Scattering, DESY-94-220

[13] G. Altareli,G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977)

[14] E.A. Kuraev, L.N. Lipotov, V.S. Fadin, Phys. Lett. 60B (1975)

[15] Phys. Rev. D, Vol45 (1992)

[16] B. Grossetête, Interaction des particules avec la matière, LPNHE Paris 92-04.

[17] S. Tisserant, Les détecteurs de particules- La calorimétrie, Ecole thématique de l'IN2P3 (octobre 1993)

[18] Stephan Peters PhD thesis MPI-PhE/92-13, (septembre 1992)

[19] R. Wigmans, The Energy Resolution of Hadronic Calorimeter, N.I.M. A259 (1987) 389

[20] D. Perrin and P. Sonderegger, CERN OM/SPS/81-7 (1981).

[21] H. Burmeister et al., N.I.M. 225 (1984) 530-533.

[22] P. Sonderegger, N.I.M. A257 (1987) 523-527.

[23] H. Blumenfeld et al., N.I.M. 225 (1984) 515-521.

[24] Proposal NIKHEF-H/87-7, Apr. 27, 1987; N.I.M. A277 (1989) 379-385.

[25] D.W. Hertzog et al., N.I.M. A294 (1990) 446-458.

[26] A. Simon, CERN preprint PPE/92-95.

[27] KLOE, A General Purpose Detector for DAPNE, Preprint LNF-92/019.

[28] D. Acosta et al., N.I.M. A294 (1990) 193.

[29] D. Acosta et al., N.I.M. A308 (1991) 481.
Idem, N.I.M. A309 (1991) 143.
Idem, CERN preprint PPE/91-195.
Idem, CERN preprint PPE/91-223.
Idem, CERN preprint PPE/92-52.

[30] The RD1 Collaboration, Proc. 2. Int. Conf. on Calorimetry, Capri, 1991, World Scientific, Singapore.

[31] J. Badier et al., A lead/scintillating fibre electromagnetic calorimeter for CMS, CMS preprint TN/92-13.

[32] ATLAS, Letter of Intend for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN, CERN/LHCC/94-4 LHCC/l2.

[33] H1 Collaboration, Letter of Intent to upgrade the backward region of the H1 detector, DESY PRC 92/03 and H1 internal note 09/92-243;

[34] H1 Collaboration, Technical proposal to upgrade the backward scatering region of the H1 detector, DESY PRC 93/02;

[35] P. Salin, La calorimétrie à liquide organique diélectrique à température ambiante, Diplôme d'Études Doctorales de l'université Paris VI.

[36] E. Barrelet et al., Performance studies of lead/scintillating fibre calorimeters in th 1 to 10 GeV range, N.I.M. A346 (1994) 137

[37] P. Burckel et al., Rapport technique de montage du module de test plomb-fibres scintillantes, LPNHE Paris 93-03.

[38] D. Imbault et al., Réalisation de modules électromagnétiques plomb-fibres scintillantes, LPNHE Paris 92-12.

[39] D. Imbault et al., Proposition pour la construction d'un calorimètre électromagnétique, LPNHE Paris 91-01.

[40] D.J. Simon et al., Secondary beam for tests in PS east experimental area, PS/PA/EP/NOTE 88-26 et DJS/gm - 8.8.1988

[41] Y. Perrin, Spider User's Guide, CERN (non publié)

[42] J. Badier et al., Test results of an electromagnetic calorimeter with 0.5 mm scintillating fibers, N.I.M. A337 (1993) 314

[43] M. Chanudet, Le calorimètre SPACAL, LPNHE Université Paris VI et VII, Rapport de stage de DEA 1992

[44] D. Lacour, Mise au point d'un banc de test pour un module de détecteur SPACAL, LPNHE Université Paris VI et VII, Rapport de stage de DEA 1992

[45] U. Goerlach for the H1 collaboration, The New Lead Scintillating Fiber Calorimeter for the H1 Detector,Proceedings of th Fourth International Conference on Calorimetry in High Energy Physics

[46] The American Physical Society, Particles and Fields, Review of Particle Properties, Physical Review D, 1 june 1992, Vol. 45 , Number 11, Part II

[47] D. Acosta et al., Electron, pion and multiparticle detection with a lead/scintillating fiber calorimeter, N.I.M. A308 (1991) 481

[48] E. Barrelet et al., The Front-End Card for the H1 Spacal Detector, (en préparation)

[49] E. Barrelet et al., Report on the electronic test of a Spacal detector prototype and its associated trigger Front-End Card Prototype Performed on th H1 Detector Site H1-05/94-359

[50] J. Janoth et al., Response of mesh-type photomultiplier tubes in strong magnetic fields, N.I.M. A350 (1994) 221

Table des matières

Liste des figures

Liste des tableaux

Résumé

Les mesures de la structure du proton dans le domaine des bas x où les théories des interactions fortes peuvent être pour la première fois confrontées avec des données expérimentales, révèlent des limites importantes sur les précisions systèmatiques des détecteurs H1 et ZEUS. Ces détecteurs qui mesurent les processus de diffusion de l'électron sur le proton à HERA, ont été initialement conçus pour optimiser les mesures dans le domaine des grands x plutôt que dans celui des petits x.

La collaboration H1 a décidé d'améliorer la partie arrière du détecteur afin d'augmenter la précision de la mesure dans la région des petits x. L'aspect principal de cette amélioration concerne la conception et la fabrication d'un nouveau calorimètre plomb-fibres scintillantes, qui remplace depuis cette année le précédent moins performant.

Cette thèse présente la conception et les performances de ce nouveau calorimètre. Nous abordons également les études de faisabilités des différentes méthodes de construction.

Plusieurs prototypes ont été construits et testés dans les faisceaux du CERN et de DESY. Dans cette thèse, nous présentons une analyse détaillée des résultats des tests montrant une bonne séparation électron-pion, une haute résolution en énergie (2% à 30 GeV) et une excellente résolution en temps (meilleure qu'une nano-seconde). La qualité obtenue de ces paramètres est essentielle pour la précision des mesures dans la région des petits x.

Les résultats présentés ont pu être obtenus essentiellement grâce à une nouvelle électronique de *"Front-End"* et à des photomultiplicateurs haut champ magnétique. Notre conception de la carte *"Front-End"* fonctionnant à une fréquence de 100 kHz sur une gamme dynamique de 50 dB, permet d'atteindre un niveau de bruit inférieur à 150 μV.

Mots clés: HERA; H1; Diffusion profondément inélastique; Petit-x; Calorimétrie; SPACAL; Séparation électron-pion; Electronique de *"Front-End"*.

Abstract

The measurements of the proton structure in the low-x domain, where the theory of strong interactions can be confronted with experimental data for the first time, reveal serious limitations of the systematic precision of both the H1 and ZEUS detectors. These detectors, which measure the process of electron-proton scattering at HERA, have been initially designed to optimise measurement in the large-x rather than in the low-x domain.

The H1 collaboration has decided to upgrade the backward part of the detector to improve the measurement precision in the latter domain. The main upgrade effort has gone to the design and construction of a new lead-scinttillating fibers calorimeter which replaces since this year the previous, less performant one.

In this thesis, we discuss the design concept and performance of the new calorimeter. We present as well feasability studies of various construction methods.

Several prototypes have been constructed and tested with test beams at DESY and CERN. This thesis presents a detailled analysis of the test results showing that a good electron-pion separation, high energy resolution (2% at 30 GeV) and excellent time resolution (better than 1 ns) have been achieved. The above quality criteria are the most critical for the future precision measurements in the low-x region.

The results which we present have been achieved owing chieftly to a new Front-End electronic and high magnetic field photomultipliers. It is shown that our design of the Front-End card working at the 100 kHz frequency in a 50 dB dynamic range, allows the noise level to be less than 150 μV.

Keywords: HERA; H1; Deep inelastic scattering; Low-x; Calorimeter; SPACAL; Electron-pion separation; Front-End card.