ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

spécialité: Physique des particules

par

Stephan SPIELMANN

L'électronique rapide de déclenchement du calorimètre SpaCal plomb/fibre-scintillante de l'expérience H1 à HERA: Mise en œuvre, résultats en faisceaux test du CERN et premiers résultats à HERA

soutenue le 2 juillet 1996 devant le jury composé de:

MM.	P. BLOCH	Président
	J.M. GAILLARD	Rapporteur
	H. KOLANOSKI	Rapporteur
	F. MOREAU	
	C. de LA TAILLE	

Remerciements

J'ai pu réaliser ma thèse dans les meilleures conditions possibles au Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique. J'en remercie tous les membres et en particulier le directeur, François Jacquet.

Au cours de ces deux années et demi durant lesquelles j'ai participé au projet SpaCal de la collaboration H1, j'ai en particulier pu profiter de la compétence des membres du groupe électronique. Je remercie notamment Etienne Barrelet, Eric Eisenhandler, George Cozzika, Hervé Lebolo, Peter Smirnov et Jozef Spalek. Je remercie Milan Janata et son équipe dont l'aide était indispensable pendant la phase d'installation de l'électronique dans l'expérience H1.

Je remercie François Moreau qui a géré notre ambitieux projet électronique et qui a dirigé ma thèse avec soin et enthousiasme. Il m'a appris beaucoup, tant au niveau des connaissances qu'au niveau de la méthode.

J'exprime ma gratitude à Hermann Kolanoski qui m'a fait l'honneur d'accepter d'être rapporteur de ma thèse et qui n'a pas hésité à me donner tout son soutien pour obtenir le financement de mon travail.

Je remercie également les autres membres du jury de thèse, Phillippe Bloch qui en a accepté la présidence, Jean-Marc Gaillard qui a été rapporteur et Christophe de La Taille avec qui j'ai eu plusieurs discussions fructueuses et éclairantes sur l'électronique de préamplification.

Pour leur travail qualifié et soigneux, pour la réponse aux nombreuses questions et pour la bonne ambiance, je remercie le groupe électronique du Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique et son responsable Pierre Matricon. Je remercie en particulier Cyril Drancourt, Christophe Renard, Francis Dohou et Eric Beyer.

Je dois toute ma gratitude à l'équipe H1 du laboratoire et son responsable Yves Sirois qui m'a bien acceuilli et qui, grĉe a son dynamisme, a toujours su créer de l'enthousiasme pour nos travaux. Je remercie Bernard Andrieu, Denis VanDenPlas ainsi que Denis Bernard du groupe Aleph du laboratoire pour avoir soigneusement lu ma thèse. J'ai eu le plaisir de partager le bureau avec Bernard Andrieu durant les années passées. Sa disponibilité et son conseil surtout dans la dernière phase ont été indispensable pour le succès de mon travail. Je remercie également Vincent Boudry, Phillipe Bruel, Andrea Migliori, François Lamarche, Arnd Specka et Christophe Thiébaux pour leur aide et leur conseil.

Table des matières

Introduction

En 1992, la collaboration H1 a décidé la réalisation d'un programme d'amélioration de la région "arrière" de son détecteur situé auprès du collisionneur HERA (Hambourg). Ce programme incluait, entre autres, la réalisation de deux calorimètres séparés, un électromagnétique et un hadronique. Le travail de cette thèse se place dans le cadre de ce projet de construction et mise en œuvre des nouveaux calorimètres et de leur électronique associée.

Ce que nous avons appelé la région arrière correspond à la région d'espace de diffusion à petit angle des électrons par rapport à leur direction incidente. Il est possible en principe d'atteindre dans cette région des domaines de Q^2 ($\simeq$ 1 GeV^2) et x ($< 10^{-4}$) petits. Ces domaines sont intéressants du point de vue d'une part de l'étude de la structure du proton à haute densité de partons/gluons [1] et d'autre part de la compréhension de la transition entre la photoproduction $Q^2 \approx 0$ GeV^2 et la diffusion profondément inélastique $Q^2 \gtrsim 5$ GeV^2 [2].

Du point de vue expérimental, l'accès à ces nouveaux domaines correspond à augmenter l'acceptance angulaire des électrons diffusés à petits angles et à abaisser le seuil effectif de détection à 3-4 GeV environ (contre 8 GeV précédemment). Mais pour ces énergies, il est essentiel d'identifier l'électron car les événements de photoproduction génèrent des pions qui simulent le dépôt d'énergie d'un électron dans le calorimètre. Un autre facteur important pour accéder à cette nouvelle physique est la minimisation des biais systématiques dûs à des zones mortes du détecteur ou à une inefficacité de l'électronique de déclenchement variant spatialement.

Une particularité des collisions à HERA est la possibilité de reconstruire les variables cinématiques d'une collision en utilisant totalement (ou partiellement) l'information de l'état final hadronique. Pour ce dernier, la mesure n'était pas faite dans la région arrière à cause de l'absence de calorimétrie hadronique. L'exigence de l'ajout d'un tel calorimètre derrière le calorimètre électromagnétique a eu pour conséquence la réalisation d'une électronique rapide de mesure calorimétrique de temps de vol. Nous devons en effet rejeter un bruit de fond généré par les collisions proton-gaz qui déposent leur énergie dans le calorimètre arrière 9 ns en moyenne avant le dépôt d'énergie généré par une collision physique. Ce rejet était effectué précédemment par un mur de scintillateurs qui fut retiré pour l'installation du calorimètre hadronique.

La technique de calorimétrie, choisie par la collaboration H1 a été celle des fibres scintillantes/plomb (SpaCal) développée dans les années 80 et 90 [3]. L'électronique associée à ces détecteurs SpaCal-H1 (1600 voies au total) a été entièrement conçue (et réalisée !) pour satisfaire ces exigences de déclenchement uniforme et de rejet de bruit de fond par temps de vol. Ces nouveaux détecteurs ont été installés dans H1 pendant la fermeture de HERA à l'hiver 1994/1995 et ont été utilisés pendant la prise de données 1995. Cette thèse couvre donc la période du projet SpaCal-H1 depuis les nombreux tests réalisés au faisceau (CERN principalement) jusqu'aux premières analyses des performances sur site pendant l'année 1995.

Les sujets principaux abordés dans cette thèse sont:

- la mise en œuvre en faisceau test des prototypes de l'électronique rapide de déclenchement. Cette étape essentielle nous a permis d'établir les performances accessibles et de valider les circuits, avant le lancement de la production de série.
- L'installation et mise en route à HERA de l'électronique de déclenchement sur l'amas en énergie dont nous avions la responsabilité.
- Les résultats après la première année de fonctionnement dans H1.
- Des données de faisceau test ont été aussi enregistrées pour l'étude de la séparation électron/pion dont nous présentons les résultats.

Nous résumons rapidement le contenu des quatre chapitres qui composent ce mémoire de thèse.

Au premier chapitre, après une brève description du collisionneur HERA (paragraphe 1.1) nous décrivons en détail le détecteur H1 (paragraphe 1.2) et continuons avec une discussion des principaux sujets de physique qui peuvent être étudiés à HERA (paragraphe 1.3).

Au deuxième chapitre, nous indiquons les facteurs d'amélioration de la calorimétrie que l'on cherche à réaliser à travers le projet SpaCal (paragraphe 2.1). Ensuite nous décrivons le détail de la géométrie et réalisation de ces calorimètres (paragraphe 2.2) et continuons (paragraphe 2.3) avec la présentation de leurs performances (linéarité, resolution ...) mesurées en faisceau test. Les paragraphes 2.4 et 2.5, sont dédiés aux résultats concernant la séparation électron/pion et la réponse aux particules au minimum d'ionisation.

Les deux derniers chapitres sont consacrés d'une part (chapitre 3) à la description de l'électronique associée à ces calorimètres et d'autre part à la présentation de ses performances (chapitre 4). Au chapitre 3, après avoir introduit la position du problème (paragraphe 3.1), nous donnons une vue d'ensemble de cette électronique (paragraphe 3.2) dont les diverses composantes sont décrites aux paragraphes 3.3-3.8; le paragraphe 3.6 est relatif au déclenchement sur l'amas en énergie, dont nous avons eu la responsabilité.

Dans le dernier chapitre, nous présentons les performances obtenues lors des tests de prototypes en faisceau au CERN (paragraphe 4.1.2). Dans le paragraphe 4.2 nous présentons d'une part, la méthode utilisée pour calibrer l'efficacité de la sélection des événements physiques par temps de vol et d'autre part les efficacités du déclenchement sur l'amas d'énergie (IET); ces résultats sont ceux obtenus à HERA pendant la campagne de prises de données 1995. Enfin, nous résumons (paragraphe 4.3) les principaux problèmes rencontrés pendant cette prise de données et les améliorations prévues pour l'année 1996.

Chapitre 1

HERA et le détecteur H1

1.1 HERA

L'accélérateur HERA (**H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage) situé à Hambourg auprès du site de DESY (**D**eutsches **E**lektronen-**Sy**nchrotron) est le premier collisionneur lepton-nucléon. Il consiste en deux anneaux indépendants dont l'un sert à accélérer et stocker des électrons et l'autre des protons. L'énergie nominale des électrons est de 30 GeV et celle des protons atteint 820 GeV. Ainsi l'énergie maximale dans le centre de masse est $\sqrt{s} = 314$ GeV. Pour obtenir une telle énergie avec un faisceau d'électrons projeté sur une cible fixe, les électrons devraient être accélérés jusqu'à 52 TeV, une énergie inaccessible à la technologie d'aujourd'hui. Les énergies dans le centre de masse pour de telles expériences sur cible fixe sont limitées à quelques dizaines de GeV jusqu'à présent. HERA est donc le premier collisionneur *ep* permettant d'accéder à une région cinématique jamais atteinte auparavant.

Avant d'être injectées dans les deux anneaux de HERA d'une circonférence de 6.3 km, les particules sont préalablement accélérées (fig. 1.1). Les protons atteignent une énergie de 40 GeV dans l'anneau PETRA avant d'entrer dans HERA. Le processus d'injection dans HERA est réalisé par l'envoi des paquets de protons par période de 96 ns. A la suite de la procédure d'injection dans HERA, les protons sont accélérés jusqu'à leur énergie nominale et stockés à l'aide des aimants supraconducteurs qui créent un champ magnétique de 4.53 T. Le remplissage de l'anneau d'électrons est réalisé de la même façon. Ces derniers ont une énergie de 14 GeV en entrant dans HERA.

Beaucoup de paramètres des aimants, tant de focalisation que de déflection, sont à considérer, ce qui rend l'ajustement du faisceau complexe. C'est ce qui pourrait expliquer pourquoi les valeurs nominales pour HERA n'ont pas encore été atteintes, bien que les performances

aient été considérablement améliorées au cours des années (tableau 1.1). Une des mesures prises pour améliorer la luminosité de la machine a consisté en 1994, à

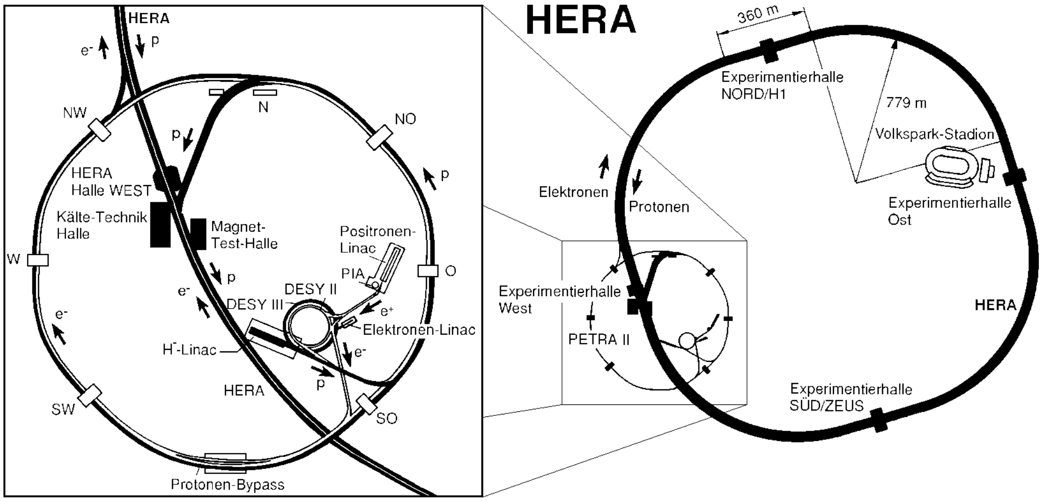


Figure 1.1: Plan du collisionneur HERA avec ses pré-accélérateurs. A gauche, un agrandissement du système d'injection est présenté.

remplacer les électrons par des positrons[1]. Ce changement a aussi rendu possible des nouvelles études de physique, notamment en ce qui concerne la recherche des particules au-delà du Modèle Standard et l'analyse des courants chargés.

Au collisionneur HERA, il y a 4 points d'interaction autour de chacun desquels on trouve un détecteur d'une expérience pour l'étude de différents domaines de la physique des particules. Deux de ces expériences, H1 (350 chercheurs de 12 pays) et ZEUS (450 chercheurs de 11 pays), de finalité comparable ont une programme de mesure des interactions ep très vaste que nous décrirons au paragraphe 1.3. Nous indiquerons en particulier, les résultats déjà obtenus par ces deux expériences qui prennent des données depuis le démarrage de HERA en 1992.

HERMES, la troisième collaboration, a commencé à prendre des données au printemps 1995. Utilisant uniquement le faisceau des électrons polarisés diffusé sur une cible de gaz dilué, leur but est de vérifier les règles de somme de QCD et de mesurer les fonctions de structure. A l'aide de différentes cibles polarisées qui sont composées de $_1$H, $_2$H ou $_3$He, on peut mesurer les fonctions de structure dépendantes du spin du proton et du neutron.

Enfin, la quatrième expérience HERA-B est dédiée à l'étude de la violation de CP dans le système B-$\bar{\mathrm{B}}$. Ce dernier est produit en faisant interagir les protons sur une cible fixe interne. Le démarrage de cette expérience est prévue pour 1998.

---

[1] Par la suite, le mot "électrons" sera utilisé sauf quand la distinction entre "électrons" et "positrons" deviendra essentielle.

	1992		1993		1994	
	e^-	p	e^-	p	e^-	p
énergie (GeV)	26.7	820	26.7	820	27.5	820
luminosité moyenne ($cm^{-2}s^{-1}$)	0.29 10^{29}		0.28 10^{30}		0.57 10^{30}	
luminosité par an (pb^{-1})	0.055		0.998		0.938	
nombre maximal de paquets	9	9	84	84	153	153
nombre de paquets pilotes	1	1	10	10	15	15
courant moyen (mA)	1.40	1.07	7.72	10.79	10.49	28.55

	1994		1995		nominal	
	e^+	p	e^+	p	e	p
énergie (GeV)	27.5	820	27.5	820	30	820
luminosité moyenne ($cm^{-2}s^{-1}$)	1.40 10^{30}		2.13 10^{30}		1.50 10^{31}	
luminosité par an (pb^{-1})	4.977		11.055		100	
nombre maximal de paquets	153	153	174	174	210	210
nombre de paquets pilotes	15	17	15	6	0	0
courant moyen (mA)	17.00	41.02	18.4	54.0	60	160

Tableau 1.1: Les paramètres du collisionneur HERA pour des années 1992-1995. En 1994, le faisceau d'électron fut remplacé par un faisceau de positrons. Nous remarquons que les paquets dit pilote sont des faisceaux de protons (électrons) n'ayant pas de correspondant électrons (protons). Ces paquets pilotes sont employés pour évaluer le bruit de fond.

1.2 Le détecteur H1

L'expérience H1, installée dans la zone d'interaction nord du collisionneur HERA, fonctionne depuis 1992. La connaissance de certaines de ses limites pour accéder à de nouveaux domaines de physique a conduit un projet d'amélioration de certaines de ses composants lors de la fermeture de HERA à l'hiver 1994/1995. Nous inclurons dans notre description du détecteur H1 ces améliorations.

1.2.1 Présentation générale du détecteur H1

La grande différence en énergie entre les électrons et les protons se reflète dans la conception de l'ensemble du détecteur H1. La partie vers l'avant, c'est-à-dire en direction de l'impulsion des protons, est instrumentée différemment de la partie vers l'arrière (fig. 1.2). Néanmoins, le détecteur possède évidemment une symétrie cylindrique par rapport à l'axe du faisceau.

En partant du point d'interaction nominal, H1 consiste en un ensemble de sous-détecteurs qui peuvent être divisés selon leurs tâches respectives:

- Les détecteur à traces,
- Les calorimètres,
- Un fer de retour du champ magnétique entourant l'aimant supraconducteur, instrumenté pour la mesure des muons,
- Un système de temps de vol en arrière,
- Un spectromètre à muons à l'avant,
- Un spectromètre à protons à l'avant,
- Des détecteurs pour la mesure de la luminosité.

Le système des coordonnés de H1 est défini de telle façon que la direction des protons incidents donne l'axe z. L'axe y est défini comme la verticale ascendante et l'axe x est orienté horizontalement. L'origine se trouve au point d'interaction. L'angle θ balaie le plan en coupe transversale du détecteur H1 le long de l'axe du faisceau tel que $\theta = 180^\circ$ pointe la direction des électrons incidents. La variable ϕ segmente la coupe transversale du détecteur H1. La variable r est la distance au point d'interaction dans cette projection.

1.2.2 La mesure des traces chargées et le champ magnétique

Pour mesurer le parcours des particules chargées, on exploite leurs propriétés ionisantes. Quand les particules traversent un champ magnétique, on peut mesurer

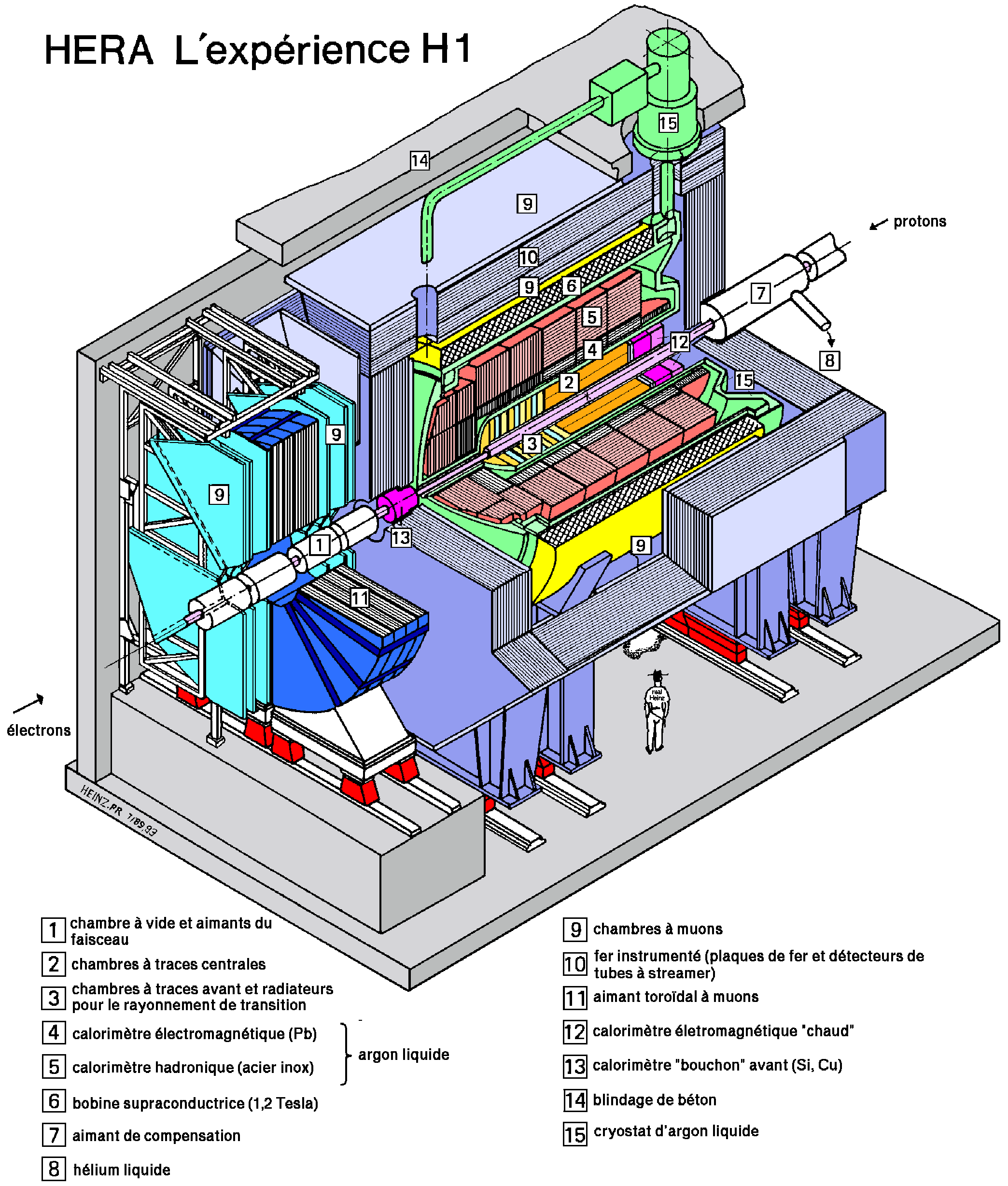


Figure 1.2: Vue globale du détecteur H1.

leur impulsion grâce à la courbure des trajectoires induite par la force de Lorentz. Les détecteurs à traces sont plongés dans un champ magnétique de 1.2 T, engendré par une bobine supraconductrice située à l'extérieur du calorimètre à argon liquide (fig. 1.3). Le champ est orienté parallèlement à l'axe du faisceau et

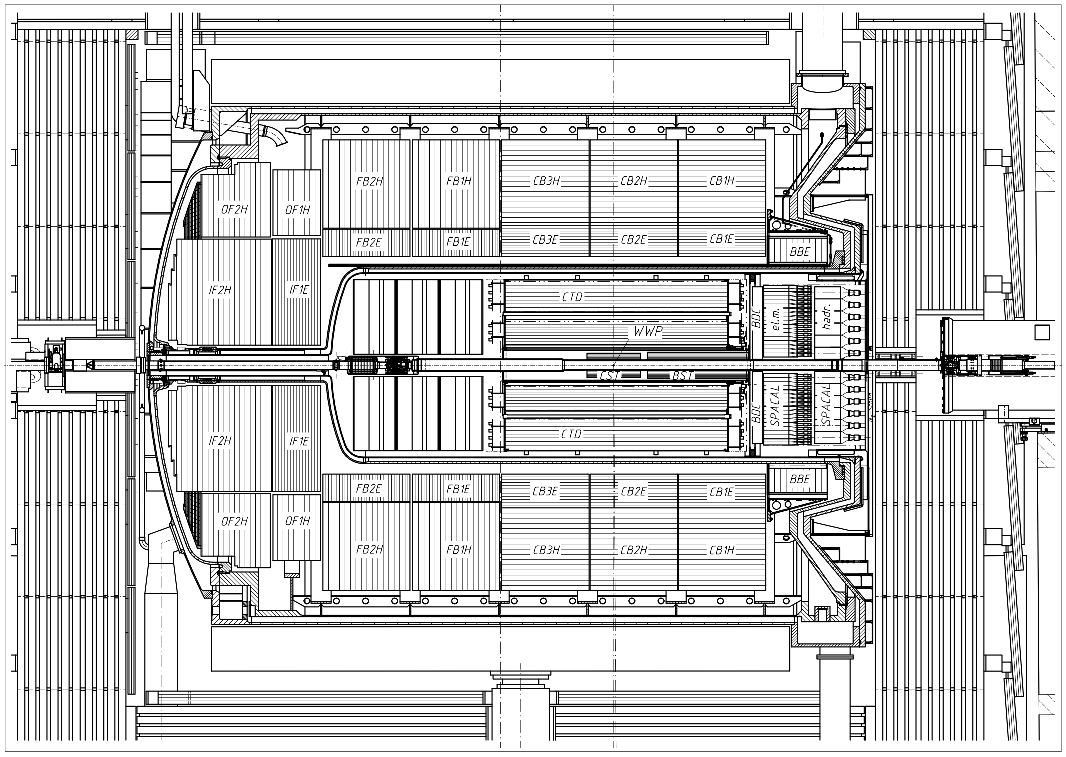


Figure 1.3: Coupe longitudinale du détecteur H1, le long de l'axe du faisceau.

ne varie que de quelques pour-cent dans la région des détecteurs à traces. Pour boucler les lignes de champ, H1 est entouré par des plaques de fer. Vers l'avant, un aimant de compensation est installé afin d'éviter une perturbation du faisceau par le champ magnétique de H1.

Les détecteurs à traces au silicium

Lors de la fermeture de HERA à l'hiver 1994/1995, le tube à vide dans H1 a été remplacé par un tube de diamètre plus petit, permettant d'introduire des détecteurs à traces au silicium, caractérisés par une excellente résolution en position. Ces détecteurs au silicium se divisent en deux ensembles, l'un entourant le vertex nominal d'interaction (**CST**[2]) et l'autre situé vers l'arrière (**BST**[3]).

---

[2] **C**entral **S**ilicon **T**racker

[3] **B**ackward **S**ilicon **T**racker

L'intérêt principal qui a motivé la construction du CST est l'amélioration de l'étude des particules à court temps de vie. L'assemblage final du CST est composé de deux cylindres concentriques de détecteurs au silicium double faces (fig. 1.4); leur rayon respectif est de 40 mm et 75 mm. Chaque cylindre est constitué de 6 anneaux de couches, comportants respectivement 10 et 16 détecteurs élémentaires.

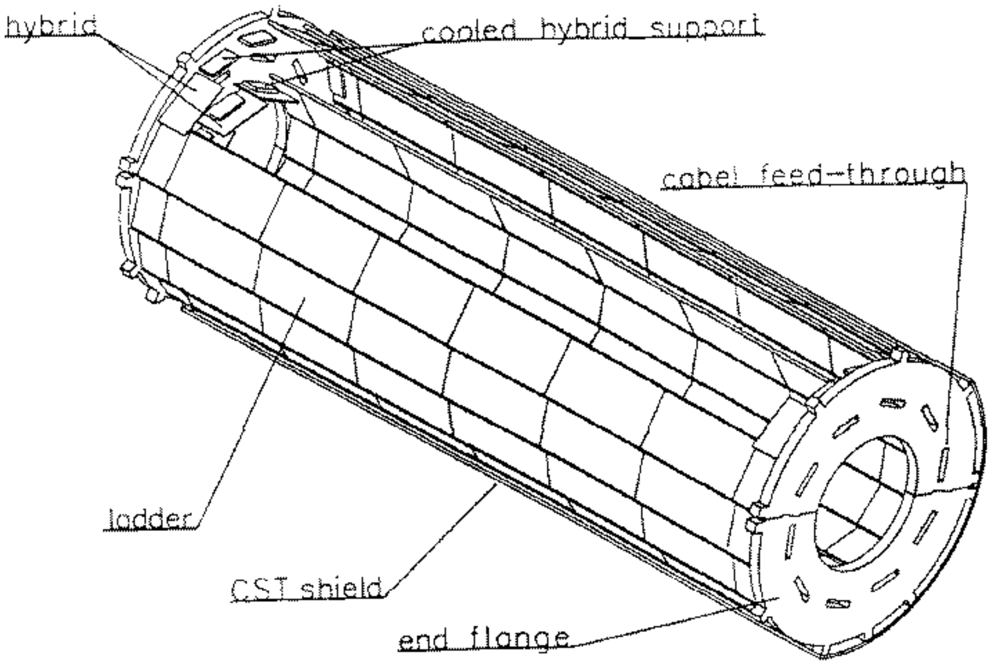


Figure 1.4: Vue en perspective du CST. La longueur complète est 400 mm

En 1995, le CST ne comportait que la moitié des détecteurs élementaires de chaque cylindre. On prévoit l'installation de l'autre moitié lors de la fermeture de HERA pendant l'hiver 1995/1996.

Le CST complet pourra reconstruire des traces entre $62^\circ < \theta < 118^\circ$ avec une résolution spatiale de 60 μm pour une particule de 1 GeV d'impulsion diffusée à un angle de $\theta = 90^\circ$. Une telle résolution permettra de reconstruire les vertex primaires et secondaires très précisément. Ainsi pour des baryons et mésons contenant des quark b ou c qui sont crées par photoproduction, on possède un outil efficace afin de rejeter le bruit de fond induit par les particules produites à partir de la désintégration des quarks légers [4].

La réalisation de la partie **BST** (**B**ackward **S**ilicon **T**racker) a été motivée par l'intérêt d'augmenter l'acceptance en θ du détecteur H1 dans la région vers l'arrière dans le domaine $167^\circ < \theta < 176^\circ$, couvrant 90% des événements de la diffusion profondément inélastique avec un $Q^2 > 4$ GeV [4].

L'assemblage final du BST comportera 8 disques montés perpendiculairement par rapport à l'axe du faisceau. Les disques, situés entre z =-280 mm et z =-860 mm, ont un rayon intérieur de 55 mm pour l'insertion du tube à vide et un rayon extérieur de 126 mm.

Chaque disque comprend 16 secteurs en ϕ, équipés de 3 couches de détecteurs au silicium, ayant respectivement des "strips" radials pour la mesure en ϕ, des "strip" circulaires pour la mesure en θ et une segmentation en "pads" pour un déclenchement rapide. Le BST aura une résolution en ϕ ainsi qu'en θ d'environ 1 mrad.

Pour l'instant, le BST n'est pas équipé complètement. Il est prévu d'intégrer les détecteurs manquants à l'hiver 1995/1996. Une présentation des modules déjà installés dans H1 se trouve dans la figure 1.5.

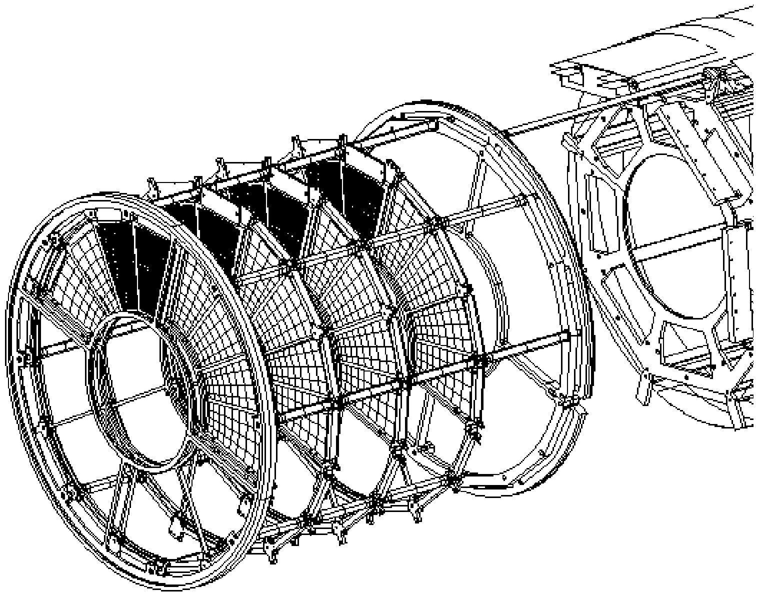


Figure 1.5: Vue en perspective du BST, tel qu'il est intégré dans H1 au printemps 1995. Jusqu'à maintenant seuls quatre disques sont équipés avec 8 secteurs des "pad" pour le déclenchement, 2 secteurs comportent aussi des détecteurs de "strip" radial pour une résolution en θ. La distance entre les disques est 62 mm.

Les chambres dans la région centrale

La partie centrale dans le domaine angulaire $25° < \theta < 155°$ est équipée de deux grandes chambres à dérive concentriques (CJC1 et CJC2), de deux chambres à dérive (CIZ et COZ) de moindre envergure et de deux chambres proportionnelles

(CIP et COP). Leurs tailles et positions respectives sont présentées à la figure 1.6.

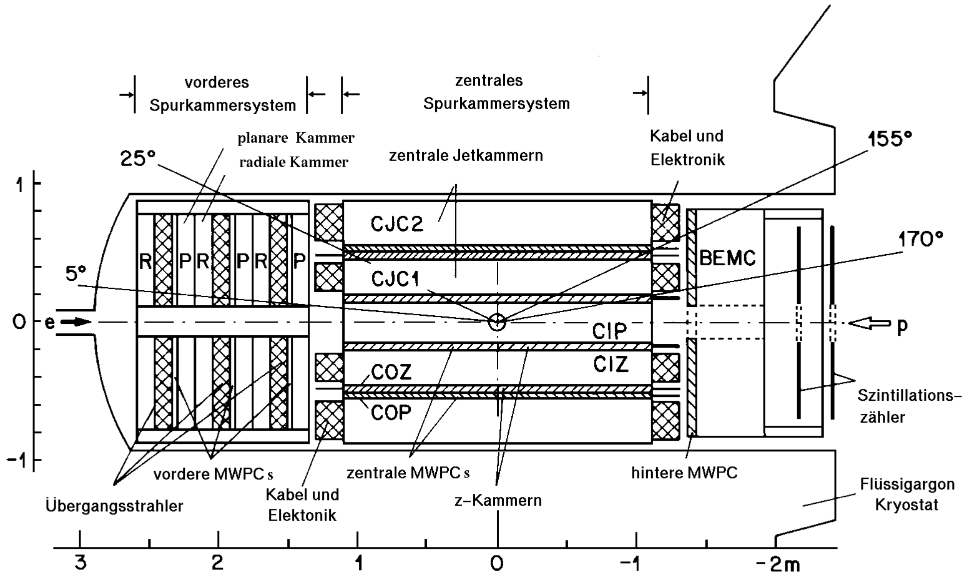


Figure 1.6: Les détecteurs de traces, vue θ-z.

Les chambres CJC1 et CJC2 sont composées respectivement de 30 et 60 cellules dans la projection r-ϕ. Leurs fils d'anode sont tendus parallèlement à l'axe du faisceau. Dans le plan r$-\phi$, ces chambres permettent d'obtenir une résolution en impulsion de $\sigma_p/p < 0.01\ p/$ GeV et une résolution spatiale de 170 μm [6]. Pour des traces issues du vertex primaire, on peut même, en imposant la contrainte au vertex, obtenir une résolution en impulsion de 0.3% $p/$GeV. Ces chambres offrent en plus une mesure du dE/dx à 10% près.

Les chambres CIZ et COZ qui disposent de fils orthogonaux à l'axe du faisceau, complètent la mesure des traces chargées dans région centrale. Ils ont une résolution spatiale de $\sigma_z \approx 350\ \mu$m et une résolution angulaire $\sigma_\phi \approx 100$ mrad.

Les deux chambres proportionnelles CIP et COP qui sont équipées de plans de plusieurs fils fournissent des informations rapidement accessibles pour le système de déclenchement de premier niveau.

Les chambres dans la partie avant

Le détecteur FTD (**F**orward **T**racking **D**etector) couvre le domaine angulaire $7^\circ < \theta < 25^\circ$ (fig. 1.6). Il comprend 3 supermodules identiques qui permettent de mesurer l'impulsion dans le plan r-ϕ avec une précision de $\sigma_p/p < 0.03p/$GeV pour $p > 3$ GeV et la contrainte que la trajectoire a son origine au vertex primaire.

La résolution angulaire $\sigma_{\theta\phi}$ est de l'ordre de 1 mrad. Les supermodules sont composés de 4 types de modules différents:

- Des chambres à dérive planaires, constituées de 3 plans de fils parallèles tournés de 60° en ϕ l'une par rapport à l'autre. Ils permettent d'obtenir une résolution en x-y comprise entre 150 μm et 170 μm.
- Des chambres à dérive radiales, les fils pointant vers le faisceau. Les résolutions obtenues en r-ϕ sont de l'ordre de 190 μm.
- Des détecteur de radiateurs de transition, pour l'identification des électrons; les photons de rayonnement X, créés par le passage de l'électron, sont détectés dans les chambres.
- Des chambres proportionnelles FWPC (MWPC dans la figure 1.6) utilisées pour le déclenchement de premier niveau.

La chambre à dérive à l'arrière

Comme le CST et le BST, la chambre à dérive en arrière **BDC** (**B**ackward **D**rift **C**hamber) fait partie du projet d'amélioration de H1. Elle a également été installée dans la période de fermeture de HERA en 1994/1995. La BDC couvre un domaine entre $157^\circ < \theta < 177^\circ$. La BDC est composée de 8 couches octogonales dont chacune contient des anodes sensibles perpendiculaires à l'axe du faisceau. On s'attend à obtenir des résolutions $\sigma_r = 400$ μm, et $\sigma_\phi = 800$ μm. La résolution de séparation des traces doubles est de l'ordre de 3 mm. On espère obtenir avec ce détecteur une mesure de dE/dx, utile pour l'identification des particules, avec une précision de 30% [5].

1.2.3 La calorimétrie

La mesure de l'énergie des particules dans le domaine angulaire $4^\circ < \theta < 152^\circ$ est réalisée par le calorimètre à échantillonage à argon liquide qui constitue la pièce maîtresse du détecteur H1. Dans la région $152^\circ < \theta < 177.5^\circ$, c'est le détecteur SpaCal (**Spa**ghetti **Cal**orimeter), dont nous parlerons plus en détail dans les chapitres suivants puisqu'il constitue le sujet de cette thèse. Ces deux calorimètres (Argon liquide, SpaCal) sont complétés par:

- Un petit calorimètre dans la direction du proton (le “PLUG”),
- Un détecteur de fin de gerbe localisé dans le fer de retour du champ magnétique de la bobine.

Nous allons décrire les principales caractéristiques du calorimètre à argon liquide.

Le calorimètre à argon liquide

Le calorimètre à argon liquide (LAr) est entièrement plongé dans un unique cryostat dans lequel l'argon est maintenu à une température constante de 90 K sous une pression de 1.35 bar. Ce cryostat est placé à l'intérieur de la bobine supraconductrice.

Le calorimètre est segmenté le long de l'axe du faisceau en huit roues (fig. 1.7). A part les roues OF et BBE, les roues sont composées de huit octants comprenant des sections électromagnétiques suivies de sections hadroniques. Entre les octants, il existe des zones mortes ("cracks") inévitables pour le passage des cables de haute tension et de mesure de signal. Le milieu absorbeur dans la section électromagnétique est constitué par des couches du plomb et celui de la section hadronique est composé d'acier. Sur les couches d'absorbeur, des plaques de cuivre ("pads") ont été déposées pour la lecture du signal. Une cellule de lecture correspondant à une voie électronique est formée de plusieurs "pads". Les dimensions de ces cellules, qui dépendent du nombre et de la taille des "pads" qu'elles regroupent, définissent la granularité et la segmentation longitudinale du calorimètre.

Figure 1.7: Les calorimètres LAr, vue θ-z

La section électromagnétique est longitudinalement segmentée en 3 couches de cellules dans la région centrale (octants CBE); par contre, la partie vers l'avant (octants IF1E) comporte 7 couches de cellules pour une bonne identification des électrons à haute énergie diffusés dans cette région. La segmentation longitudinale de la section varie entre 4 couches de cellules pour la région centrale (octants CBH) et 5 couches pour la région vers l'avant (fig. 1.8). L'épaisseur totale du calorimètre à LAr varie entre $\sim 5\lambda$ pour la partie centrale et $\sim 8\lambda$ pour la partie avant; la section électromagnétique est d'une épaisseur $> 20R_M$.

Figure 1.8: Les calorimètres LAr (vue θ-z), lignes à constante X_0 et λ.

La taille latérale des cellules, qui définit la granularité du calorimètre, est optimisée différemment dans les deux sections:

- La taille latérale des cellules électromagnétiques varie entre $\sim 1R_M$ dans la partie vers l'avant et $\sim 2R_M$ dans la région centrale, permettant une fine résolution spatiale. Le rayon Molière R_M des modules électromagnétiques vaut $\simeq 3.6$ cm [10].

- Pour les cellules hadroniques, la dimension transverse varie entre $\sim 1\lambda$ et $\sim 2\lambda$. La longueur d'interaction λ de la section hadronique vaut $\simeq 21$ cm.

La résolution en énergie pour des électrons dans le calorimètre a été mesurée lors de tests en faisceau au CERN:

$$\sigma_e(E_e) = 11.5\%\sqrt{E_e[GeV]} \oplus c_e \ , \ (a \oplus b \overset{def}{=} \sqrt{a^2+b^2})$$

où le terme constant c_e est inférieur à 1% [11]. Pour des hadrons on obtient une résolution:

$$\sigma_h(E_h) = 50\%\sqrt{E_h[GeV]} \oplus c_h \ ,$$

où $c_h \lesssim 2\%$ [12].

1.2.4 Les détecteurs de muons

Les muons sont mesurés dans deux dispositifs indépendants, le fer instrumenté et le spectromètre vers l'avant.

- Le **fer instrumenté**: Le fer entourant le détecteur H1 ne sert pas uniquement à refermer le champ magnétique. Il contient des "streamer tubes" qui permettent de reconstruire les traces des muons. Les signaux de 16 couches des "streamer tubes" (dont 6 à l'extérieur du fer instrumenté) permettent une mesure d'impulsion trajectoires des muons en combinaison avec les chambres centrales.

  Une partie des "streamer tubes" est équipée d'électrodes de lecture pour la mesure des queues de gerbe hadronique.

- Le **spectromètre à muons**: Ce spectromètre est situé vers l'avant du détecteur H1, hors de la culasse en fer dans une région $3^\circ < \theta < 17^\circ$. Il s'agit d'un aimant toroïdal intercalé dans des plans de chambre à dérive. Il permet de mesurer les impulsions des muons entre 5 GeV et 200 GeV.

1.2.5 Le spectromètre de protons diffusés vers l'avant

Le spectromètre de protons diffusés vers l'avant (FPS, **F**orward **P**roton **S**pectrometer) a aussi été installé pendant la période de fermeture en 1994/1995. Il est dédié à la mesure des protons et des jets spectateurs diffusés à très petits angles.

Pour détecter les protons, le FPS exploite la technique des "Roman Pots": Des protons diffusés au point d'interaction sont légèrement déviés dans les aimants de HERA par rapport à la trajectoire nominale du faisceau de protons. Ces déviations sont mesurées grâce à deux détecteurs (des hodoscopes à fibres scintillantes) qui se trouvent dans le tube à vide à z = 81 m et z = 90 m. Ainsi, la mesure de position et la connaissance du champ magnétique dans des aimants de HERA permettent de calculer l'impulsion des protons.

Chaque détecteur est situé dans une enceinte à vide et est déplacé dans le tube faisceau. Un détecteur est composé de deux hodoscopes à fibres scintillantes d'un diamètre de 1 mm. La réponse dans les fibres est lue par des photomultiplicateurs à "multi-pixel". Ce système de détection conduit à une résolution de 100 μm.

D'après des simulations, une acceptance de $\sim$10% pour des protons d'une impulsion entre 400 GeV et 800 GeV est prévue quand l'angle de diffusion est compris entre par 0 mrad $< \theta <$ 2mrad [13]. La résolution en impulsion est alors estimée meilleure que 25 GeV.

1.2.6 Le système de temps de vol

A HERA, le taux de déclenchement est principalement dominé par un bruit de fond généré par les interactions du paquet de protons avec le gaz résiduel dans le tube à vide. La figure 1.9 montre l'exemple d'un tel événement. On voit que le

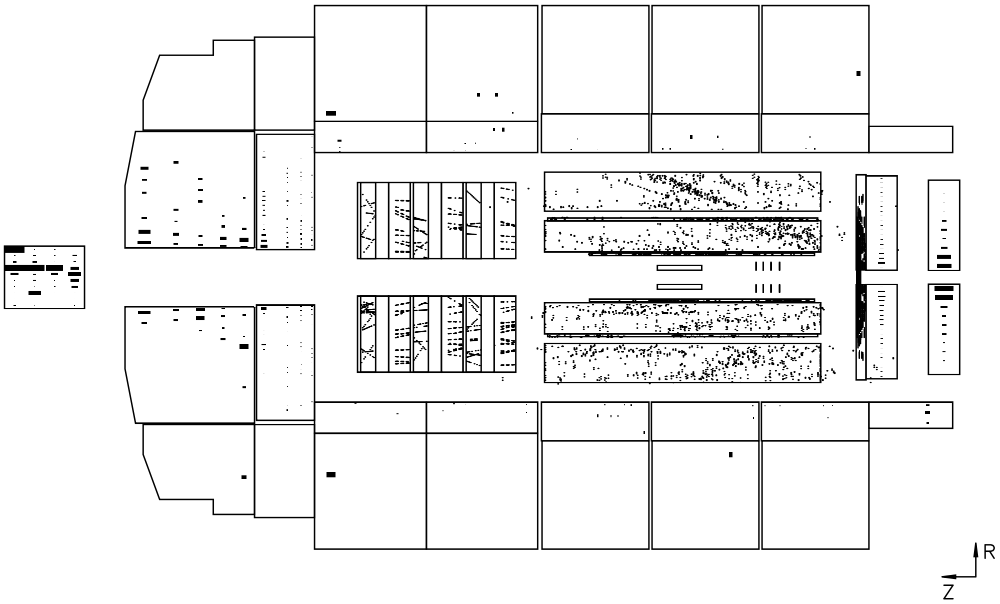


Figure 1.9: Un événement provenant de l'interaction proton-gaz

vertex initial n'est pas au centre du détecteur H1. Une partie de ce bruit de fond est généré plus en amont par l'interaction des protons avec les collimateurs. Ce taux d'événement, problème principal pendant la prise des données, varie d'une période de luminosité à l'autre ainsi qu'à l'intérieur d'un même "run".

Jusqu'à 1994, un détecteur de temps de vol ToF placé derrière l'ancien calorimètre dans la région arrière (BEMC[4]) réalisait cette fonction veto. Ce détecteur ToF était un hodoscope de sintillateurs lus par des photomultiplicateurs. Il a été retiré, lors de l'installation des calorimètres SpaCal dont l'électronique de déclenchement effectue, comme nous le verrons, cette fonction de veto.

Pendant l'hiver 1994/1995, un petit détecteur à base de scintillateurs lus par des photomultiplicateurs a éte ajouté. Ce détecteur, dit BToF ("**B**ackward **T**ime **o**f **F**light"), est installé à $z \simeq$-3 m, dans la région où le fer entourant le détecteur H1 est de moindre épaisseur. Deux couches de scintillateurs séparées d'une couche de plomb forment le détecteur BToF. Chaque couche correspond à un disque percé au centre, d'un trou de diamètre $\simeq$ 100 mm pour le passage du tube à vide. Le diamètre de ces disques est $\simeq$ 240 mm. Chaque disque est composé de deux détecteurs en forme de demi-disque lus indépendamment par un photomultiplicateur.

La résolution en temps du BToF, de $\simeq$ 2 ns, est largement suffisante pour la séparation en temps de 18 ns attendue à cette position en z. Nous verrons que

---

[4] **B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter

pour les SpaCal, le problème est plus difficile, compte tenu aussi des conditions du faisceau.

1.2.7 Le compteur de luminosité

Le système de mesure de la luminosité est composé de deux dispositifs différents: un détecteur d'électrons (ET ou "Electron Tagger") qui est situé à z = -33 m et un détecteur de photons à z = -103 m du point d'interaction.

Le principe de la mesure consiste à compter le nombre d'événements du processus QED $ep \longrightarrow ep\gamma$ (processus Bethe-Heitler) dont on connaît la section efficace précisément pour un petit transfert d'impulsion ($\frac{Q^2}{m_p^2} \ll 1$, m_p^2 étant la masse du proton). Ainsi, on compte le nombre d'événements avec un électron dans le ET en coïncidence avec un photon dans le détecteur de photons. La luminosité intégrée était mesurée avec une précision de $\sim 4\%$ en 1993. En 1994, on a obtenu 2% (e^-p) et 1.5% (e^+p). Dans la figure 1.10, la luminosité collectée de H1 lors des années 1992-1995 est présentée.

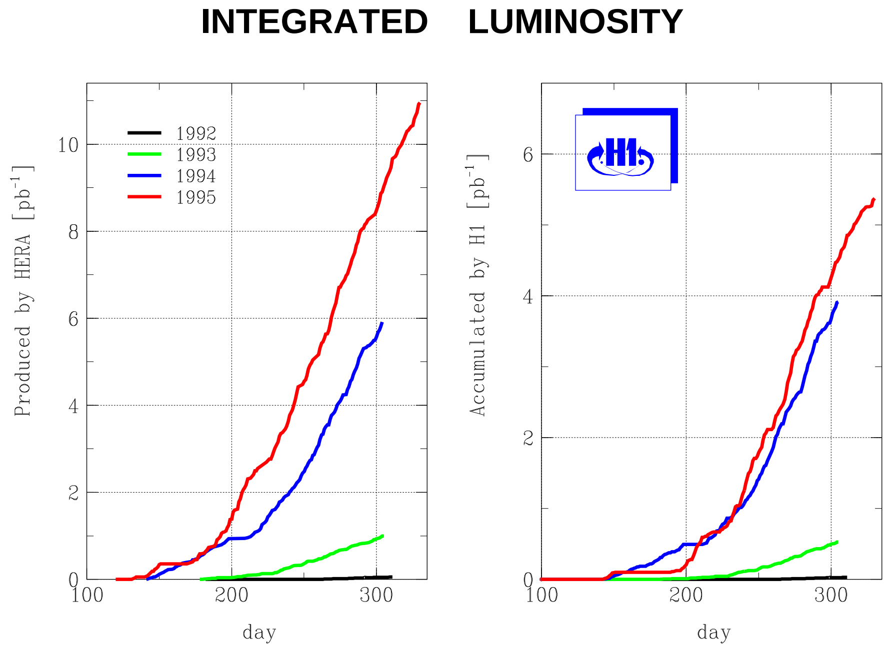


Figure 1.10: La luminosité intégrée délivrée par HERA (à gauche) et celle enregistrée dans le détecteur H1 (à droite) pour les années 1992-1995.

Le ET sert aussi pour la reconstruction des électrons diffusés à très grand angle $\theta > 179.7$, représentant ainsi un instrument important pour l'étude de la photoproduction. Nous revenons sur ce point au paragraphe 1.3.2.

1.2.8 Le système de déclenchement et l'acquisition

Pendant l'acquisition des données, le système de déclenchement doit permettre d'enregistrer les candidats "événements physiques" avec un maximum d'efficacité et de rejeter au mieux les événements de bruit de fond. Ceux-ci peuvent provenir:

- de l'interaction proton-gaz comme nous l'avons vu ci-dessus,
- des particules cosmiques,
- des déclenchements associés au bruit intrinsèque des détecteurs et de l'électronique.

Le système de déclenchement de H1 est constitué de quatre niveaux, dont chacun ne traite que les événements qui ont passé les niveaux inférieurs. Chaque niveau supérieur prend une décision sur des critères plus complexes, ce qui nécessite plus de temps, comme l'indique la figure 1.11.

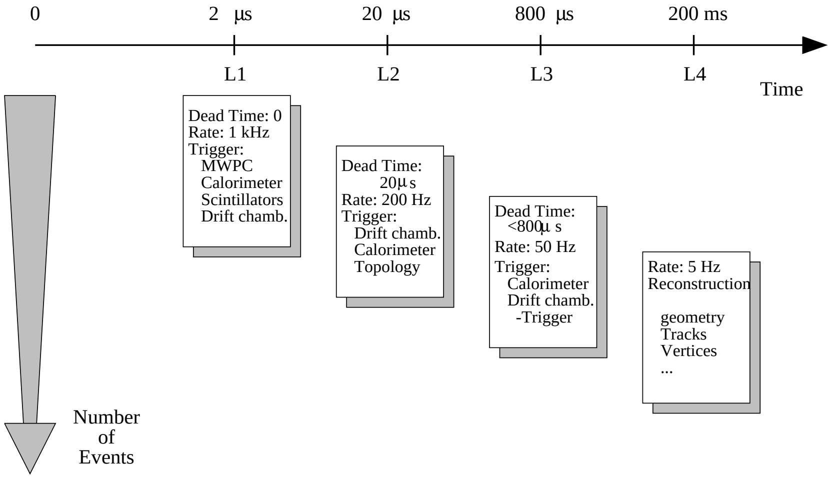


Figure 1.11: Les niveaux de déclenchement L1 - L4: temps mort, fréquence maximale et temps de calcul.

Le premier niveau **L1** reçoit des informations ("trigger elements") en provenance de chaque sous-détecteur. Il combine ces "trigger elements" (TE) par de simples opérations logiques (OU, ET, NOT) et forme ainsi des "sous-triggers". Chaque "sous-trigger" suffit pour préparer un déclenchement. Au total, L1 sait processer 128 TE à un bit et on peut définir 128 combinaisons sous-triggers. Le taux de chaque sous-trigger est mesuré et chacun d'entre eux peut voir son taux réduit par l'application d'un *facteur de suppression*. On distingue pour chaque événement les *sous-triggers bruts* ("raw subtriggers"), correspondant à tous les sous-triggers présents et les *sous-triggers effectifs* ("actual subtrigger") qui ont mené à la sélection de l'événement. En effet, l'acceptation par le niveau L1 est effectuée dès qu'il existe au moins un sous-trigger effectif.

Le temps de décision au niveau L1 est de 2.2 μs. Ceci nécessite des lignes à retard analogiques ou digitales. Cependant, pour le calorimètre à argon liquide, le retard est obtenu par le circuit de mise en forme du signal. Ce circuit possède une constante de temps telle que le maximum du signal est atteint en 2.2 μ. Pour le SpaCal, il s'agit d'une ligne à retard analogique comme nous le verrons. Quand au moins un sous-trigger est déclenché, les pipelines digitaux sont arrêtés et les signaux analogiques échantillonnés. L'électronique des sous-détecteurs est bloquée en attentant la décision du niveau L2 (fig. 1.12).

L'installation du deuxième niveau de déclenchement **L2** s'est effectuée au cours de l'année 1995. Il est composé de deux systèmes différents: Le déclencheur topologique [14] et un réseau de neurones [15, 16]. Ces deux systèmes ont accès à une information plus détaillée que L1 mais pas aussi complète que L4. Ils peuvent néanmoins déjà, rechercher des configurations d'événements spécifiques (par exemple: quarks lourds, événements Compton QED) et effectuer un échantillonage pour des événements très fréquents que l'on ne veut pas tous enregistrer (électrons diffusés élastiquement). Après l'envoi du signal L2keep, la réponse dans les sous-détecteurs est transférée dans des mémoires tampon ("buffer") des ordinateurs locaux.

Le déclencheur **L3** est composé de microprocesseurs rapides, ce qui permet d'exécuter des algorithmes qui peuvent rejeter un événement avant la fin de la digitisation (fig. 1.12) dans les buffers locaux et redémarrer l'acquisition pour gagner sur le temps mort. Si l'événement est accepté par le niveau L3, l'acquisition reprend quand le transfert des données dans les mémoires tampon est terminé. Ensuite, les données sont transférées dans des "multi-event buffers" dans lesquels le stockage de plusieurs événements est possible.

Le dernier niveau de déclenchement **L4** est une ferme de processeurs dont chacun peut traiter un événement indépendamment [17]. Pendant que le calcul s'effectue, l'acquisition des données continue. Ce niveau accède à l'information brute des sous-détecteurs. Il reconstruit ainsi partiellement les événements pour appliquer des coupures très précises. La capacité du L4 à traiter des événements est limitée à une fréquence maximale de 50 Hz. Ce niveau sert aussi à superviser l'acquisition en produisant des histogrammes de contrôle lors de la prise de données.

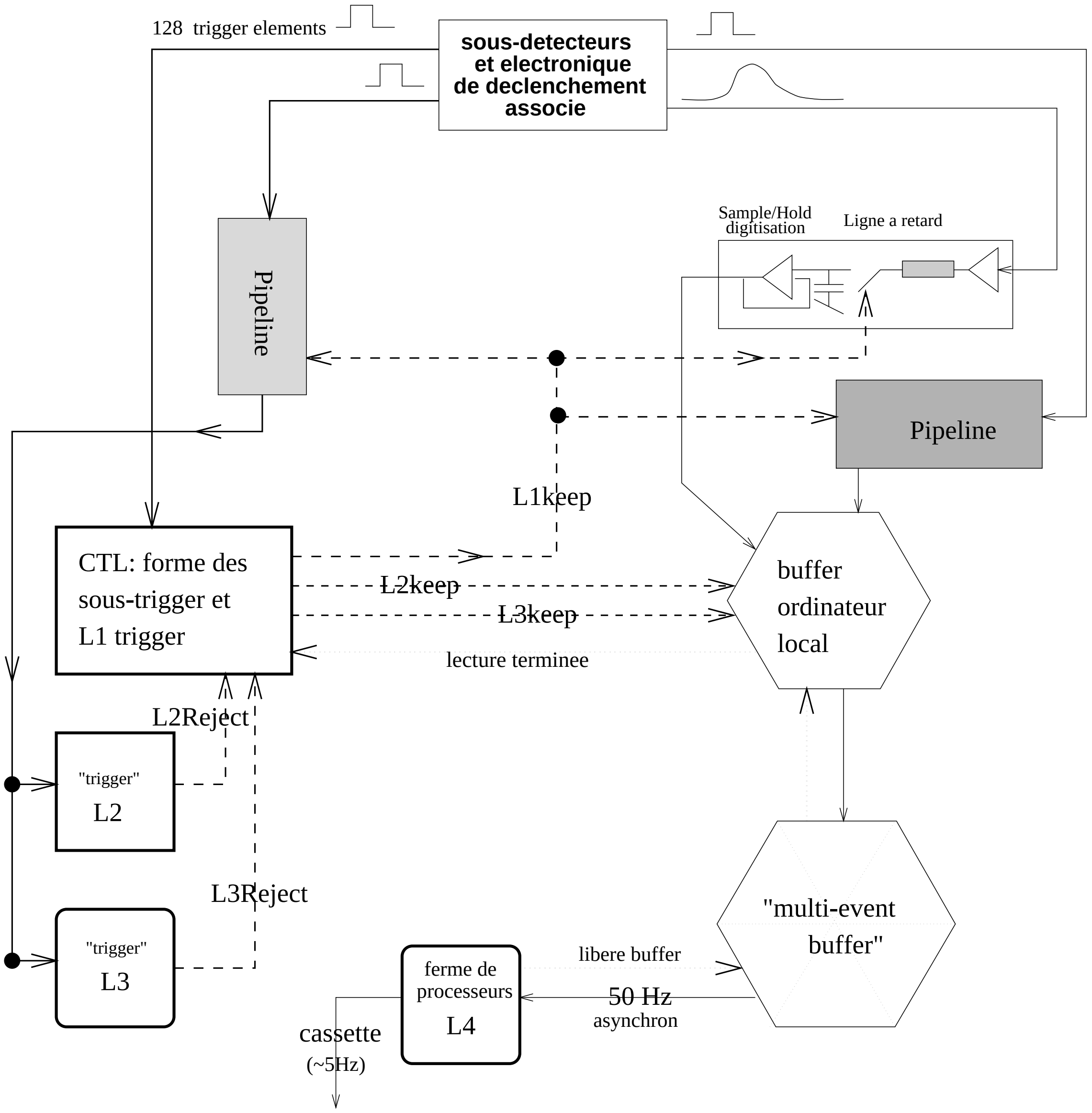


Figure 1.12: Principe de fonctionnement du système de déclenchement. La CTL ("Central Trigger Logic") inclut le L1 et sert d'interface pour les autres niveaux de déclenchement. L'électronique de chaque sous-détecteur génére:

- Des "trigger éléments" envoyés à la CTL,
- Des informations digitales (par exemple des bits correspondants à un seuil trigger local ou énergies digitisées) pour le niveau L2/L3,
- Les information détaillées pour l'analyse au niveau L4 et l'enregistrement.

1.3 La physique à HERA

Dans ce paragraphe nous présenterons brièvement les principaux sujets de physique étudiés à HERA. Après une description des variables cinématiques et de la façon de les mesurer (paragraphe 1.3.1), nous discuterons les principaux sujets de physique au paragraphe 1.3.2; la diffusion profondément inélastique (DIS[5]) sera l'objet d'une présentation séparée et plus détaillée au paragraphe 1.3.3: l'amélioration des mesures de DIS est l'une des principales, voire la plus importante, motivation pour la réalisation de SpaCal.

1.3.1 Les variables cinématiques

La diffusion $ep \rightarrow eX$ (fig. 1.13) est usuellement décrite par les trois invariants de Lorenz x, Q^2 et s. Ils sont définis en fonction des quadri-vecteurs d'impulsion k, k' et p respectivement de l'électron incident, de l'électron diffusé et du proton incident:

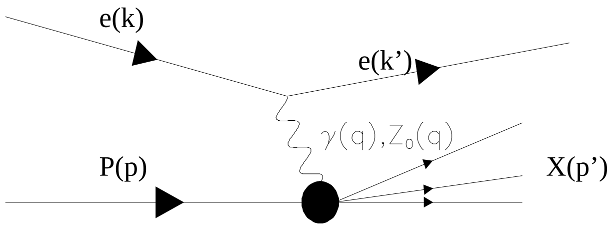


Figure 1.13: Diagramme de la diffusion électron-proton.

$$s = (k+p)^2 \ , \tag{1.1}$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 \tag{1.2}$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \ , \quad \text{où } q = k - k' \ . \tag{1.3}$$

La variable s correspond au carré de l'énergie totale disponible dans le centre de masse; à HERA, compte tenu des énergies nominales des faisceaux électrons et protons, on obtient $\sqrt{s} = 314$ GeV. La variable Q^2 dénote le carré du transfert d'impulsion lors du processus d'interaction ep. La variable d'échelle Bjorken x représente, dans le cadre du modèle des partons, la fraction de l'impulsion du quark interagissant par rapport l'impulsion totale du proton dans le repère où le proton a une impulsion infinie (ou dans l'hypothèse où les quarks ont de masse

---

[5] "deep inelastic scattering"

nulle). Cette variable x est sans dimension et comprise entre 0 et 1. D'autres variables également employées pour caractériser l'interaction ep sont:

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{Q^2}{x \cdot s} , \tag{1.4}$$

$$W^2 = (p+q)^2 . \tag{1.5}$$

Dans le référentiel propre du proton, la variable y peut être interprétée comme la fraction d'énergie transmise de l'électron au système hadronique. W^2 est la masse invariante de l'état final du système hadronique ou, de façon équivalente, le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision γp.

Afin de mesurer ces variables cinématiques, diverses méthodes ont été proposées. La seule méthode possible pour les expériences sur cible fixe emploie la mesure de l'état final leptonique. Dans le cadre de l'expérience H1 cette méthode revient mesurer l'électron. A $Q^2 < 100$ GeV le calorimètre SpaCal joue le rôle principal dans cette mesure, sur laquelle nous revenons au paragraphe 2.1.1. Il faut noter que la résolution pour la mesure de y comporte un facteur $1/y$; cette mesure utilisant uniquement l'électron n'est pas utilisable à petit y (y <0.1).

Une importante caractéristique des expériences à HERA est la possibilité de pouvoir reconstruire aussi l'état final hadronique. Ceci permet une mesure plus précise par rapport aux expériences sur cible fixe. On utilise généralement une méthode proposée par F. Jacquet et A. Blondel [18] pour une mesure de y et Q^2 à partir de l'état final hadronique:

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e} \sum_{hadrons} (E_h - p_{z,h}) , \tag{1.6}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{1}{1 - y_{JB}} \sum_{hadrons} (p_{t,h})^2 , \tag{1.7}$$

où E_e correspond à l'énergie de l'électron incident; E_h dénote l'énergie d'un hadron dans l'état final, $p_{z,h}$ signifie son impulsion en direction z du proton incident et $p_{t,h}$ correspond à la partie de l'impulsion perpendiculaire à z. Cette méthode permet de reconstruire la cinématique d'un événement sans formuler d'hypothèse sur la formations des jets.

Une autre façon de mesurer les variables cinématiques consiste à combiner les informations de la mesure de l'électron et de celle des hadrons. Plusieurs méthodes ont été proposées: celle utilisée dans H1 est appelée méthode $\sum$ [19]. Les formules pour Q^2 et y sont les suivantes:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E'_e(1-\cos\theta_e)} \quad Q^2_\Sigma = \frac{E'^2_e \sin^2\theta_e}{1-y_\Sigma}\ , \tag{1.8}$$

où

$$\Sigma = \sum_h (E_h - p_{z,h})\ . \tag{1.9}$$

Cette méthode présente, entre autres, l'avantage d'avoir une résolution acceptable, quelle que soit la valeur de y, ce qui en fait une méthode complémentaire à la méthode de la reconstruction des variables cinématiques avec l'électron.

1.3.2 Les sujets de physique

Grâce aux énergies de faisceaux élevées à HERA, un grand domaine cinématique est accessible ($3 \cdot 10^{-8}$ GeV^2 $\lesssim Q^2 \lesssim 10^5$ GeV^2). Pour $Q^2 \gtrsim 1$ GeV^2 on parle de *diffusion profondément inélastique*. Dans ce cas, l'électron peut être éventuellement mesuré dans le calorimètre à argon liquide ou dans le calorimètre SpaCal. Pour $Q^2 \ll 1$ GeV^2, l'électron est diffusé à très grand angle θ, et on parle d'un processus de *photoproduction*, car il s'agit de l'interaction d'un photon quasi-réel ($Q^2 \approx 0$) avec le proton.

La photoproduction

Une partie des événements de photoproduction est sélectionnée en demandant que l'électron diffusé à très grand angle soit vu dans le détecteur d'électrons (ET) du système de luminosité (paragraphe 1.2.7). L'acceptance du ET définit le domaine cinématique accessible pour ce type d'événements:

$$3 \cdot 10^{-8}\ \text{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\ \text{GeV}^2 \quad \text{et} \quad 0.2 < y < 0.8. \tag{1.10}$$

L'efficacité moyenne dans ce domaine est de (40 ± 3) % pour les données prises en 1994 [20]. Les événements sélectionnés à l'aide du ET sont appelés, dans le cadre de l'expérience H1, événements signés ("tagged photoproduction events").

En plus des événements signés, il existe une deuxième classe d'événements de photoproduction. La sélection de ces derniers, où l'électron diffusé n'est pas détecté dans le ET ("untagged photoproduction events"), est effectuée par un déclenchement des chambres à traces et de la calorimétrie. On espère améliorer, grâce aux calorimètres SpaCal, le déclenchement pour cette classe d'événements.

Pour les événements signés, l'énergie dans le centre de masse du système photon-proton $W = \sqrt{s_{\gamma p}}$ est comprise entre 60 GeV et 270 GeV, excédant d'un ordre de grandeur les énergies atteintes dans les expériences sur cible fixe. Grâce à ce gain en énergie, la diffusion "dure" dans la collision photon-proton devient clairement visible [21]. Les jets ainsi observées permettent des tests de QCD et l'étude de la structure partonique du photon. On peut également étudier pour ces collisions dures la physique des saveurs lourdes.

Néanmoins, la plupart des interactions de photoproduction à HERA est attendue sous la forme de collisions "molles" périphériques. Ces événements sont caractérisés par le petit moment transverse des particules produites ($p_t \ll 2$ GeV). La dynamique des interactions molles est généralement considérée comme non-perturbative et peut être décrite par le modèle de dominance des mésons vecteurs (VDM[6]) [22]. Ce modèle phénoménologique considère que le processus d'interaction est décrit par la fluctuation du γ en un méson vecteur de même nombres quantiques (V=$\rho(770)$, $\omega(787)$, $\phi(1020)$, ...) suivit d'une collision méson-proton. La section efficace totale de photoproduction à HERA s'est révélée bien en accord avec le modèle VDM. Les valeurs mesurées par les expériences H1 et ZEUS sont:

$$\sigma_{\gamma p} = 165 \pm 2(stat.) \pm 11(syst.)\ \mu b \quad \text{à} \ < W_{\gamma p} >= 200 \text{ GeV pour H1[23]} \ ,$$

et

$$\sigma_{\gamma p} = 143 \pm 4(stat.) \pm 17(syst.)\ \mu b \quad \text{à} \ < W_{\gamma p} >= 180 \text{ GeV pour ZEUS[24]} \ ,$$

où $< W_{\gamma p} >$ correspond à l'énergie moyenne dans le centre de masse du système γp.

Les événements diffractifs

Un enseignement de la physique intéressante à HERA a été l'observation de deux classes distinctes d'événements dans les domaines de la DIS et de la photoproduction "dure" [25, 26, 27]: dans la plupart des cas, le proton qui a subi une collision avec l'électron se brise et on enregistre un flux d'énergie vers l'avant dans le détecteur près du tube à vide, mais il existe aussi une classe d'événements où aucune activité dans la région vers l'avant du détecteur n'est mesurée (fig. 1.14). L'hypothèse la plus vraisemblable pour expliquer ces événements consiste à supposer que le proton émet une "particule" qui possède le nombre quantique du vide (et en particulier neutre de couleur) appelée communément *poméron.* La collision *ep* est alors une collision électron-poméron et l'absence de flux de couleur entre le proton diffusé à petit angle et le poméron explique l'absence d'activité vers

---

[6] "Vector méson dominance model"

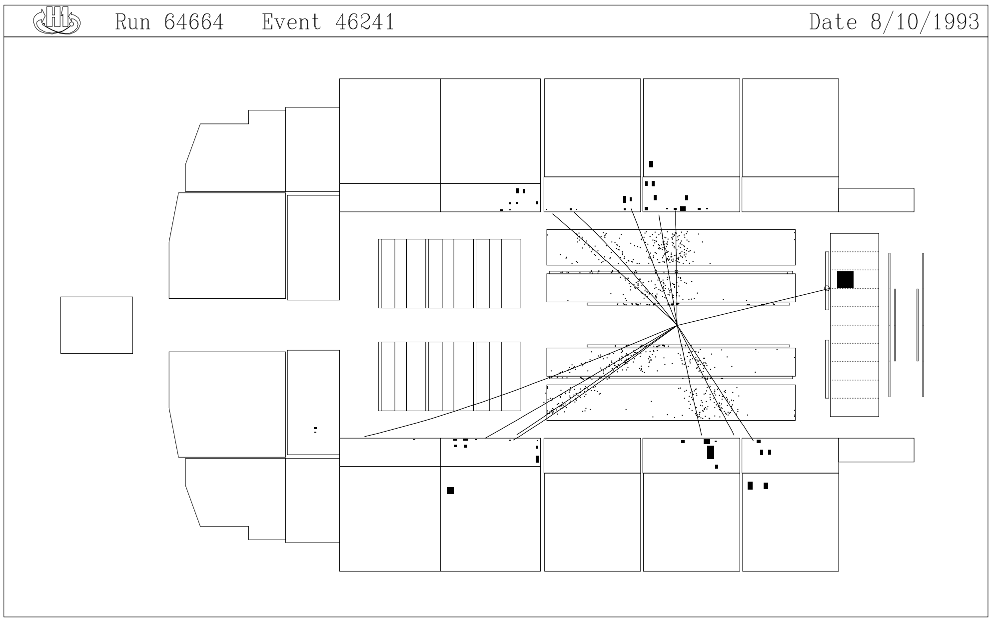


Figure 1.14: Evénement diffractif issu d'une diffusion profondément inélastique. Dans la région vers l'avant du détecteur (à gauche) aucune activité n'est visible indiquant que le proton n'est pas brisé lors de l'interaction.

l'avant. Il faut noter qu'une telle "particule" est connue dans la physique des collisions hadron-hadron ou bien pour la photoproduction "molle". Comprendre la nature exacte des événements diffractifs et, si l'hypothèse poméron se confirme, étudier la structure partonique du poméron (ou bien des pomérons) est un des enjeux majeurs à HERA.

La physique au delà du modèle standard

En plus des études de photoproduction et de la diffusion profondément inélastique, HERA permet aussi la recherche de particules au delà du modèle standard. HERA est en particulier bien placé pour la recherche de:

- Leptoquarks: les bosons leptoquarks apparaissent dans la plupart des théories de Grande Unification. Pour les leptoquarks conservant le nombre leptonique, l'expérience H1 permet d'exclure des masses inférieure à 275 GeV quand on suppose des couplages équivalents au couplage électromagnétique [28].

- Particules ("squarks") de la supersymétrie violant le nombre quantique *R-parité*: la supersymétrie ne constitue pas une théorie fondamentale d'unification mais correspond à une nouvelle symétrie espace-temps reliant entre eux les fermions et les bosons. Dans la théorie supersymétrique du Modèle Standard (MSSM[7]), les particules connues ayant une R-parité = 1 ont une partenaire supersymétrique avec R-parité = −1. Dans un modèle au-delà du MSSM, où la R-partité n'est pas conservée, l'électron peut coupler à un quark à l'aide d'un "squark". Les mesures de H1 des limites de masse pour ces squarks peuvent être trouvées dans la référence [29].
- Leptons excités (e^*, ν^*): Une recherche d'une production directe des leptons lourdes a été effectué dans une gamme de masse entre 10 GeV et 225 GeV. Les limites pour les couplages peuvent être trouvées dans la référence [30].

1.3.3 La diffusion profondément inélastique

Dans ce paragraphe, nous discutons d'abord la section efficace de la diffusion profondément inélastique qui peut être décrite à l'aide des fonctions de structure. Ces fonctions expriment notre connaissance du contenu du proton en termes de quarks et gluons. L'interaction entre les quarks et gluons est décrite par la théorie QCD. Nous verrons que dans le cadre de cette théorie, il est intéressant d'étudier la physique à petit x. Enfin, nous présentons les premiers résultats obtenus par l'expérience H1.

La section efficace différentielle pour la diffusion inélastique en courant neutre peut s'écrire sous la forme:

$$\frac{\sigma^{ep\rightarrow e'X}}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha}{Q^4}[xy^2F_1(x,Q^2)+(1-y)F_2(x,Q^2)+(y-y^2/2)xF_3(x,Q^2)] \ , \quad (1.11)$$

où F_1, F_2 et F_3 sont des fonctions de structure du proton. La fonction F_3 décrit la contribution à la section efficace due à l'échange du boson Z_0, laquelle est négligeable pour la majorité des événements à HERA, où $Q^2 \ll M_{Z_0}$. On peut interpréter F_1 comme décrivant l'interaction de l'électron avec un quark due à leur moments magnétiques (spin) et F_2 correspondant à l'interaction liée aux charges électriques respectives. La relation entre F_2 et F_1 donnée dans l'approximation du modèle des partons par la relation Callan-Gross [31]:

$$F_2(x,Q^2) = 2xF_1(x,Q^2) \quad (1.12)$$

Dans ce modèle, $F_2(x,Q^2)$ correspond à la somme des densités $q(x,Q^2)$, $\bar{q}(x,Q^2)$ des quarks et anti-quarks pondérées avec leurs moments x et leur charges carrées respectives:

$$F_2(x,Q^2) = \sum_q e_q^2 x[q(x,Q^2) + \bar{q}(x,Q^2)]. \quad (1.13)$$

---

[7] Minimal Supersymetric Model

L'invariance d'échelle, dite de Bjorken [32], énonce que les fonctions F_1 et F_2 sont indépendantes de Q^2 lorsque x est fixé. Ceci traduit l'existence d'objets ponctuels à l'intérieur du proton, puisque leurs tailles ne dépendent pas de la résolution (Q^2) à laquelle on les observe. L'indépendance des fonctions de structure par rapport à Q^2 fut observée pour la première fois à SLAC [33]. Cependant, cette invariance d'échelle est une approximation liée au modèle des partons, où l'on suppose le proton constitué uniquement de 3 quarks, dit de valence. Dans la théorie de jauge de l'interaction forte, QCD, le proton est également composé de gluons et de quarks et anti-quarks, dit de la mer, et la composition du proton varie en fonction de Q^2. On s'attend alors à observer des violations d'invariance d'échelle ce qui a été réalisé pour la première fois lors des années soixante-dix au SLAC [34].

Sur la figure 1.15 nous présentons les résultats obtenus pour F_2 avec les données H1. On constate la violation de l'invariance d'échelle s'exprimant dans les pentes positives de F_2 pour les petites valeurs de x [8].

Il faut souligner que c'est la première fois que des déviations aussi élevées de l'invariance d'échelle sont observées expérimentalement. Ces déviations permettent des tests de QCD d'une grande sensibilité. L'ajustement des valeurs de F_2 est effectué à l'aide d'une solution numérique des équations d'évolution DGLAP (voir plus loin) pour les valeurs $Q^2 > 5$ GeV^2 (ligne continue) [42]. Pour les valeurs $Q^2 < 5$ GeV^2, l'extrapolation de ces courbes est représentées par des lignes pointillées. Sur la figure 1.16, les valeurs de F_2 sont données en fonction de x pour différents Q^2. Le bon accord entre les courbes d'ajustement et les données pour cette grande gamme cinématique avec $3.2\ 10^{-5} < x < 3.2\ 10^{-1}$ représente un succès de la description de la structure du proton dans le cadre de QCD.

Equations d'évolution DGLAP

Les violations de l'invariance d'échelle de F_2 sont une conséquence directe de la nature non-abelienne de QCD par l'intermédiaire de la constante de couplage *running* $\alpha_S(Q^2)$ qui en résulte. Elles sont notamment calculables perturbativement et constituent donc un domaine idéal pour les tests de QCD.

Le traitement formel des violations d'échelle relie la variation avec Q^2 des moments des fonctions de structure (ou, de manière équivalente, ceux des distributions de partons) à $\alpha_S(Q^2)$ [43, 44]. Ce résultat fondamental recoit une interprétation probabiliste très intuitive, lorsque on le traduit au niveau de fonctions de structure (ou des distributions de partons):

La variation de la fonction de distribution des quarks de valence avec Q^2, par exemple, est donnée par la distribution des quarks (et donc la probabilité

---

[8] Cette pente positive est compensée par une pente negative de F_2 à très grande valeur de x, afin de satisfaire la règle de somme d'impulsion.

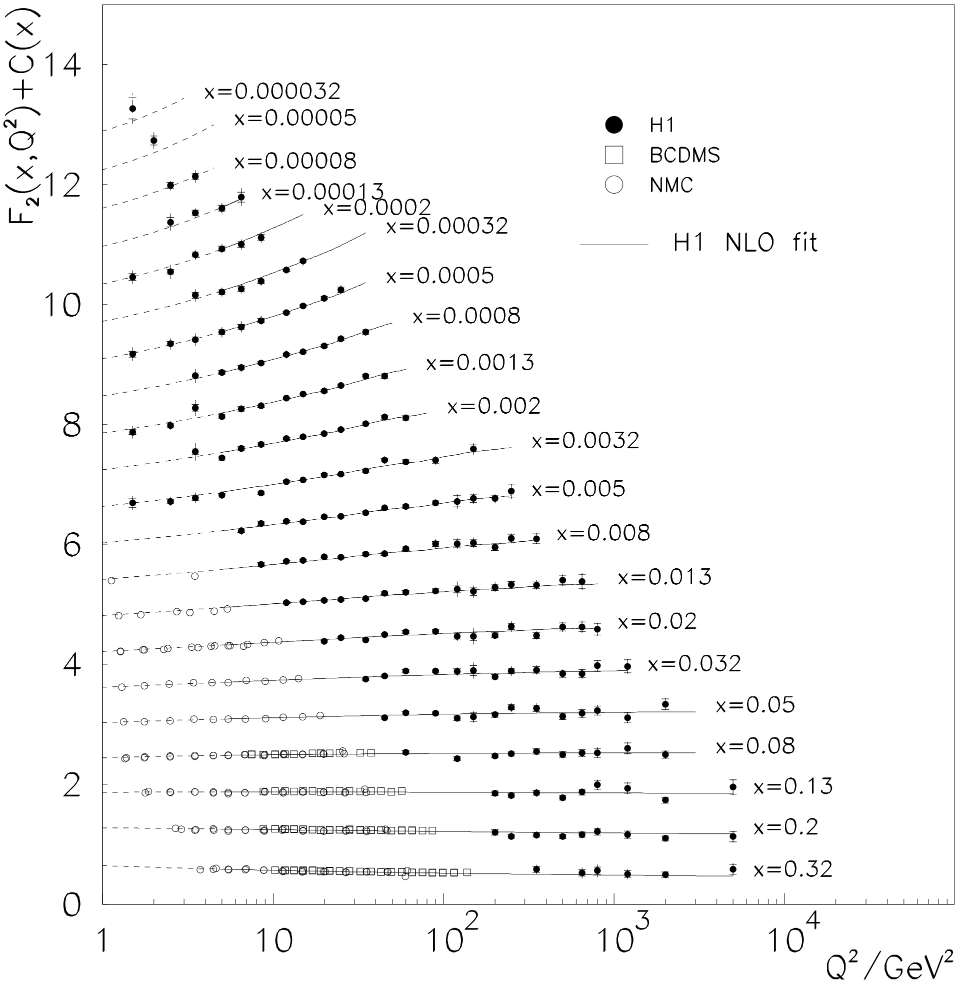


Figure 1.15: La fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ mesuré par H1 à l'aide de la campagne de la prise de données 1994 [39], et les expériences sur cible fixe BCDMS [40] et NMC [41]. Une constante c(x) est additionnée à la valeur de F_2 pour montrer les résultats à différentes x sur la même figure: $c(x) = 0.6(i - 0.4)$, où i est le numéro du canal en x, où $i = 1$ pour $x = 0.32$. Les barres d'erreurs intérieures correspondent à l'erreur statistique; pour les barres d'erreurs extérieures les erreurs statistiques est systématiques sont sommées en quadrature.

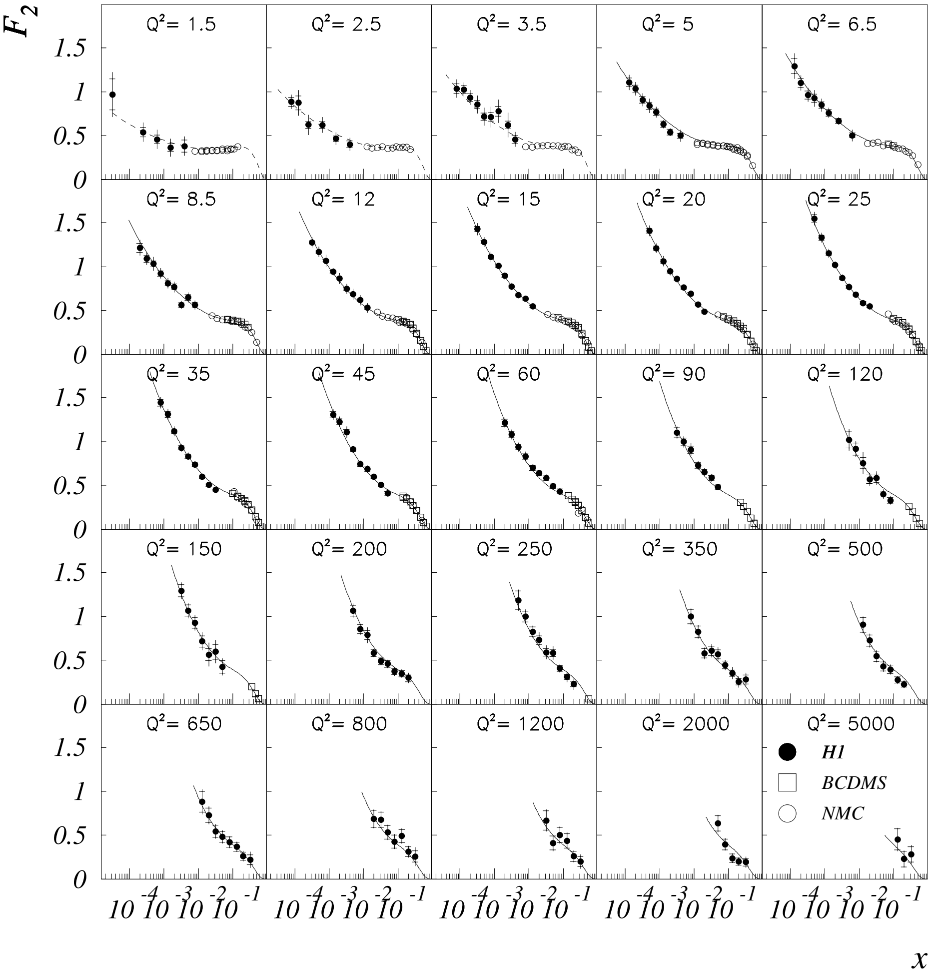


Figure 1.16: La fonction de structure F_2 du proton en fonction de x pour différentes valeurs de Q^2. La fonction d'ajustement QCD des valeurs de F_2 comme indiquée sur la figure 1.15 est superposée.

de trouver un quark dans le proton) multipliée par la probabilité que ce quark rayonne un gluon et intégrée sur l'espace de phase.

A cette interprétation probabiliste se joint une image physique simple, lorsque l'on interprète la virtualité du quark comme sa dimension transverse ce qui est justifié dans le référentiel du moment infini. En rayonnant un gluon, le quark accroît sa virtualité et sa taille diminue. Lorsque Q^2 augmente, le pouvoir de résolution du photon virtuel augmente également et on peut donc résoudre des quarks de plus en plus "petits".

La généralisation à la fonction de distribution des quarks de la mer et celle des gluons ne modifie pas cette interprétation, mais n'apporte qu'un mélange linéaire des quarks de la mer et des gluons. Le système d'équations intégro-différentielles linéaires résultantes est communément appellé *équations d'évolution d'Altarelli-Parisi* (ou DGLAP Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [45] :

$$\frac{\mathrm{d}q^i(x,Q^2)}{\mathrm{d}\ln(Q^2)} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y}\left[q^i(x,Q^2)P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + G(x,Q^2)P_{qG}\left(\frac{x}{y}\right)\right] \tag{1.14}$$

$$\frac{\mathrm{d}G(x,Q^2)}{\mathrm{d}\ln(Q^2)} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y}\left[\sum_{i=1}^{2N_f} q^i(x,Q^2)P_{Gq}\left(\frac{x}{y}\right) + G(x,Q^2)P_{GG}\left(\frac{x}{y}\right)\right] \tag{1.15}$$

Les fonctions P_{ij} dans les équations d'Altarelli-Parisi sont appelées fonctions de *splitting* et leur produit avec $\alpha_S(Q^2)$ représente la probabilité d'émission d'un gluon, quark ou antiquark par un parton j en se transformant en un parton i. Elles sont calculables ordre par ordre en QCD perturbative.

Afin d'obtenir une solution des équations d'Altarelli-Parisi, il faut évidemment spécifier une condition aux limites, c'est à dire une paramétrisation des fonctions de distribution des partons à une valeur $Q^2 = Q_0^2$ donnée. Les équations d'évolution permettent ensuite de prédire le comportement à des valeurs de Q^2 plus élevées.

Une analyse des fonctions de splitting à petite valeur de x montre que le comportement de la fonction de structure à petit x est dominé par les gluons. Lorsque l'on néglige les contributions des autres distributions des partons, et sous certaines hypothèses sur la distribution initiale des gluons à $Q^2 = Q_0^2$, on obtient une solution asymptotique des équations d'Altarelli-Parisi pour F_2 à petit x:

$$F_2(x,Q^2) \sim \frac{\exp\left(2\sqrt{\ln(1/x)\ln t}\right)}{2\pi\sqrt[4]{\ln(1/x)\ln t}} \qquad \text{où} \qquad t = \frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)} \tag{1.16}$$

Cette solution monte plus vite que le logarithme mais moins vite qu'une puissance négative, lorsque x tend vers zéro, et décrit très bien la montée de F_2 observée à petit x [39].

Resommation en $\ln(1/x)$ et équation BFKL

La dérivation des équations d'Altarelli-Parisi implique la resommation d'un nombre infini de diagrammes de Feynman dans le calcul de l'amplitude de diffusion vers l'avant du photon virtuel sur le proton[9]. La raison pour ceci est que même à grandes valeurs de Q^2 la petitesse de la constante de couplage fort $\alpha_S(Q^2) = 4\pi/(\beta_0 \ln Q^2)$ peut être compensée par des logarithmes de Q^2 à chaque ordre de la théorie des perturbations. Plus précisément, l'intégration dans le calcul des amplitudes de Feynman fournit des logarithmes de $1/x$ et de Q^2. Dans l'approximation des logarithmes dominants (*leading-log-approximation, LLA*) et à x fixe on somme donc tous les diagrammes qui donnent une contribution $[\alpha_s \ln(Q^2)]^n$. Les équations d'Altarelli-Parisi sont obtenues dans cette approximation.

Ce traitement des ordres élévés n'est plus adapté lorsque x est très petit, puisque l'échelle est donnée non par $\ln(Q^2)$ mais par $\ln(1/x)$. Dans la LLA on doit donc resommer tous les diagrammes fournissant des puissances des $[\alpha_s \ln(1/x)]$. Cette resommation permet d'obtenir une différente équation d'évolution, dite de Balitskii-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) [46, 47].

La discussion de l'équation de BFKL dépasserait le cadre de ce chapitre introductil. Nous nous bornons donc à évoquer quelques conséquences majeures de cette approche.

La solution asymptotique de l'équation de BFKL à petit x prédit une montée de la fonction de structure F_2 du proton comme une puissance négative de x: $F_2 \propto x^{-\omega}/\sqrt{(\ln(1/x))}$, où $\omega = 12\alpha_S \ln 2/\pi$ dans l'approximation d'un couplage fixe. Puisque la fonction de structure à petit x est dominée par les gluons, l'approche de BFKL prédit une montée plus forte de la densité des gluons dans le proton que l'approche de DGLAP.

D'autre part, l'approche de BFKL admet une interprétation du Poméron en QCD perturbative. En effet $1 + \omega$ est l'intercept de la trajectoire de Regge du Poméron QCD "dure". Ainsi l'approche de BFKL semble prometteuse pour faire le lien entre le régime perturbatif, applicable aux processus durs, et le régime des interactions molles décrit par la théorie de Regge.

Violation de l'unitarité

La croissance divergente des fonctions de structure prédite par l'une ou l'autre approche entraine la violation de la borne d'unitarité. Rappelons tout d'abord la relation entre la fonction de structure et la section efficace totale d'absorption

---

[9] Nous rappelons ici que la section efficace différentielle de la diffusion profondément inélastique est proportionnelle à la section efficace totale de l'absorption d'un photon virtuel par le proton. Grâce au théorème optique, cette-dernière est proportionnelle à l'amplitude de diffusion vers l'avant du photon virtuel sur le proton.

d'un photon virtuel par le photon:

$$\sigma_{\gamma^* p} = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2(x, Q^2) \tag{1.17}$$

L'énergie au centre de masse au carré $s_{\gamma^* p}$ du processus $\gamma^* p \rightarrow X$ est égale à la masse invariante W^2 de l'état hadronique final. A petit x, elle est inversement proportionnelle à x :

$$s_{\gamma^* p} = W^2 = (p+q)^2 \approx 2p \cdot q - Q^2 = Q^2\Big(\frac{1}{x} - 1\Big) \approx \frac{Q^2}{x} \tag{1.18}$$

Nous constatons donc que la limite $x \rightarrow 0$ correspond à la limite $s_{\gamma^* p} \rightarrow \infty$, lorsque Q^2 est fixe.

L'unitarité de la matrice S implique que, dans la limite des hautes énergies, la section du processus $\gamma^* p \rightarrow X$ efficace ne peut pas dépasser la borne dite de Froissart du proton [48] :

$$\sigma_{\gamma^* p} < 2\pi \left(R_P \ln \frac{s}{s_0} \right)^2 \tag{1.19}$$

où R_P est le rayon du proton.

Le comportement de la fonction de structure comme le prédisent les équations de DGLAP ou de BFKL implique donc une croissance de la section efficace $\sigma_{\gamma^* p}$ avec l'énergie au delà de la borne de Froissart, ce qui est appelé communément *la violation de l'unitarité*. Cependant, une violation de l'unitarité de la matrice S étant inimaginable, un mécanisme nouveau doit limiter la croissance de F_2 à très petit x, ce qui est appelé "restitution de l'unitarité".

L'origine physique de cette violation de l'unitarité apparente est la croissance de la densité des partons, et en particulier des gluons. La "surface occupée" par les partons est égale au produit de la section efficace de l'interaction élementaire photon-parton ($\sim \alpha_S(Q^2)/Q^2$) et la densité des partons ($\sim F_2$), cf. équation 1.17. Lorsque dans la limite $x \rightarrow 0$ de plus en plus de partons "peuplent" le proton, la "surface occupée" par ceux-là dépasse la surface du proton[10]. Ce phénomène est appellé *saturation des densités de partons.*

Cet image simple nous permet aussi de voir comment l'unitarité de la section efficace peut être restituée. La croissance de la densité de partons est le résultat de "clivage" (*splitting*) d'un parton en deux. Or, à haute densité de partons, aussi la recombinaison de partons doit être prise en compte [49]. La recombinaison des partons diminue leur densité et est donc en concurrence avec le clivage, ce qui mène à un ralentissement de la croissance de la fonction de structure. On parle dans ce contexte également des *corrections d'écrantage* et de *saturation.*

---

[10] Nous négligeons pour ce raisonnement simpliste la correction logarithmique dans la borne de Froissart.

La physique à petit x à HERA

Nous avons vu que l'étude de la croissance de la fonction de structure à petit x, et donc de la densité des gluons dans la proton, est fondamentale pour la compréhension de la transition du régime perturbatif au régime non-perturbatif.

La distinction entre les deux approches de DGLAP et de BFKL est un des enjeux majeurs de la physique à HERA.

Une croissance à la BFKL signifierait que le régime de la saturation de partons est atteint plus rapidement. Il a été supposé que l'amorce de la recombinaison pourrait même être observable à HERA.

Jusqu'alors, les mesures inclusives n'ont pas pu arbitrer entre les deux approches. Les données sont en accord avec le comportement à petit x prédit par DGLAP et par BFKL. L'incertitude théorique due aux conditions initiales différentes à $Q^2 = Q_0^2$, d'une part, et les erreurs statistiques et systématiques de la mesure, d'autre part, rendent la comparaison difficile.

Nous indiquons qu'à l'aide des calorimètres SpaCal-H1 une amélioration de la précision de la mesure de F_2 est envisagée. La meilleure couverture angulaire devrait permettre d'étendre le domaine de mesure vers des valeurs de x encore plus petites.

Notons aussi, qu'il a été proposé d'analyser l'état hadronique final, afin de distinguer les différentes approches. En effet, la cinématique de HERA implique que la plupart des particules de l'état hadronique final arrivent dans le détecteur, alors que dans les expériences avec cible fixe elles sont boostées vers l'avant. Il s'agit ici d'exploiter certaines propriétés d'émission des partons dans les approches DGLAP et BFKL. Par exemple, on s'attend à un taux d'événements avec un jet énergétique vers l'avant (c'est à dire près du résidu du proton) plus élevé pour BFKL que pour DGLAP. Nous n'approfondissons pas la discussion de cette méthode ici.

Chapitre 2

Les calorimètres SpaCal-H1

2.1 Facteurs d'amélioration de la calorimétrie arrière

Les performances de l'ancien détecteur (BEMC) constituent le point de référence afin de préciser les exigences d'une nouvelle calorimétrie à l'arrière. Le BEMC, un calorimètre à échantillonage plomb/scintillateur avait une résolution en énergie de $\frac{\sigma}{E} = 0.098/E \oplus 0.100/\sqrt{E} \oplus 0.010$ [50] et une acceptance angulaire comprise entre $155° < \theta < 173°$. Les modules avaient une taille transverse de 15 cm, avec des zones mortes entre eux pour le passage des "wave length shifter". Ces zones mortes induisaient des déviations de l'uniformité de la réponse jusqu'à 8%. Le seuil effectif de détection de l'électron était égal à 8 GeV - 10 GeV; la dimension transversale des tours ne permettait pas d'identifier les électrons de la diffusion profondément inélastique parmi les pions de la photoproduction, dominante dans le domaine d'énergie inférieure à cette valeur; en termes de mesure d'énergie hadronique, ce calorimètre avait une profondeur de 1 λ.

2.1.1 La mesure de l'électron

L'élargissement de la région cinématique de mesure de l'électron représente un but essentiel du projet d'amélioration de la calorimétrie arrière. Les variables x et Q^2, usuellement utilisées pour décrire la région cinématique, peuvent être exprimées en fonction des observables E_e' et θ_e, comme suit:

$$Q^2 = 4E_eE_e' \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \tag{2.1}$$

$$x = \frac{E_eE_e' \cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_p(E_e - E_e' \sin^2 \frac{\theta_e}{2})} \tag{2.2}$$

où dans ces formules, E'_e et θ_e représentent l'énergie de l'électron diffusé et son l'angle de diffusion dans le référentiel de HERA. Comme on le voit dans ces équations, on dispose de deux moyens pour diminuer la valeur minimale accessible en Q^2 et x:

- une augmentation de l'acceptance angulaire de détection de l'électron θ_e,
- un abaissement du seuil effectif en énergie.

Sur la figure 2.1 l'effet de ces deux paramètres E'_e et θ_e dans le plan x-Q^2 est présenté en utilisant des valeurs d'acceptance θ_e et du seuil en énergie prévus par le projet SpaCal-H1, ($\theta_e = 177°$, $E'_e = 4$ GeV) et en comparant la région couverte par l'ancien calorimètre ($\theta_e = 173°$, $E'_e = 8$ GeV).

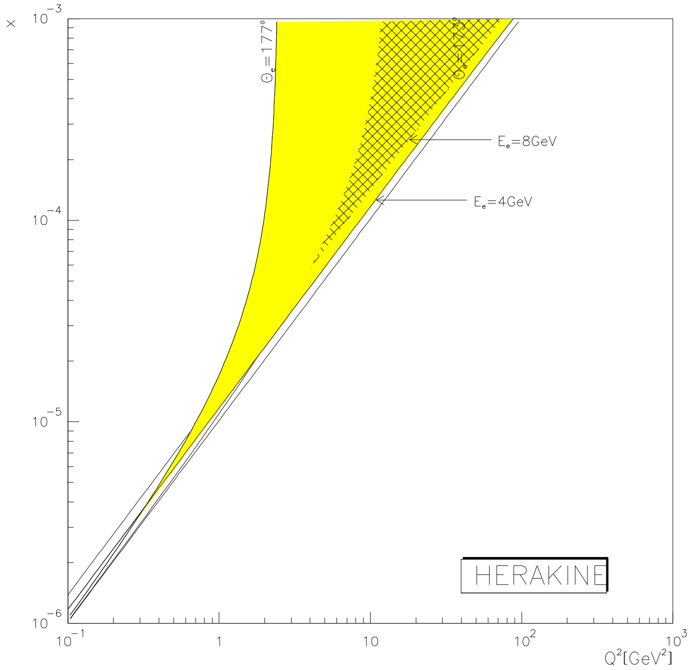


Figure 2.1: La région cinématique accessible à petit x pour un électron diffusé vers l'arrière avec l'ancien calorimètre BEMC (zone hachurée et limitée par des lignes $E'_e = 8$ GeV, $\theta = 173°$). La région grise représente le nouveau domaine cinématique accessible après le remplacement du BEMC par le calorimètre SpaCal.

Pour réaliser l'augmentation de l'acceptance en θ_e, l'ancien tube à vide à été remplacé par un autre de diamètre plus petit. Pour exploiter ce gain géométrique, il est nécessaire de l'accompagner par la réalisation d'un calorimètre avec un rayon de Molière R_M le plus petit possible afin de minimiser les pertes des gerbes électromagnétiques dans le tube à vide.

Selon les équations 2.1 et 2.2, on peut calculer les erreurs des variables cinématiques en considérant l'approximation linéaire:

$$\frac{dQ^2}{Q^2} = \frac{dE_e^{'}}{E_e^{'}} \oplus \tan(\theta_e/2) \cdot d\theta_e \tag{2.3}$$

$$\frac{dx}{x} = \frac{1}{y}\frac{dE_e^{'}}{E_e^{'}} \oplus \tan(\theta_e/2)[x\frac{E_p}{E_e^{'}} - 1] \cdot d\theta_e \tag{2.4}$$

où le symbole $\oplus$ dénote la somme quadratique; la valeur de y dans l'équation 2.4 est donnée par la formule suivante:

$$y = 1 - \frac{E_e'}{E_e}\sin^2\theta/2 \tag{2.5}$$

Les deux erreurs, dE_e' et $d\theta_e$, gouvernent différemment les deux termes des équations 2.3 et 2.4. Sur la figure 2.2, les contributions de la résolution angulaire et la résolution en énergie à l'erreur des variables cinématiques sont présentées. Nous avons supposé une résolution en énergie de $7\%/\sqrt{E}$ et un terme constant de 1%. On voit que l'effet de la résolution angulaire affecte de la même manière l'erreur en x et Q^2. De façon à la rendre négligeable devant la résolution en énergie du calorimètre, une performance $\Delta\theta_e$ de l'ordre 1 mrad est nécessaire pour la région $\theta > 173°$: cette figure nous montre toute l'importance de la mesure des angles à l'arrière par le BST combinée avec l'information fournie par la BDC. Soulignons

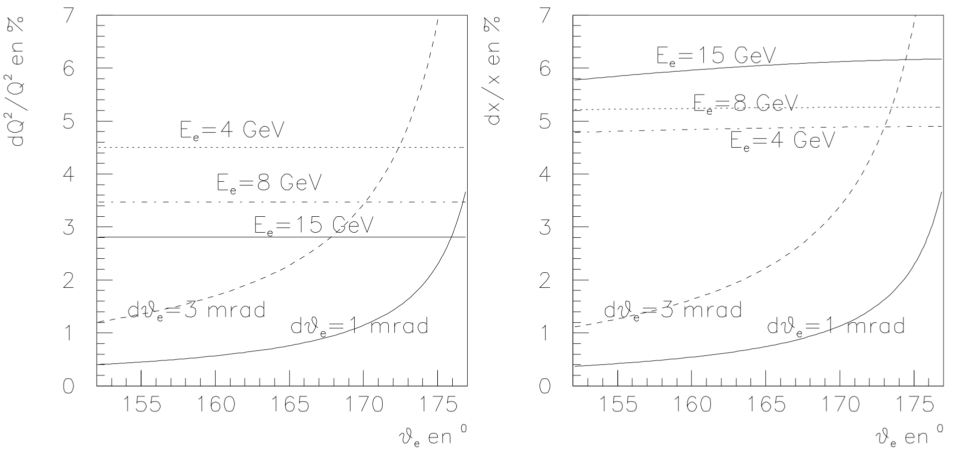


Figure 2.2: La contribution des erreurs $dE_e^{'}$ et $d\theta_e$ à la résolution des variables x et Q^2. On a assumé une résolution en correspondant à la valeur du détecteur SpaCal-H1 électromagnétique qui va être présenté au cours du chapitre 2; pour $d\theta_e$ une valeur de 1 mrad à été assumée.

que nous avons supposé un terme constant de 1% dans la résolution en énergie: ceci implique un contrôle très précis des sources d'erreurs systématiques dont les principales sont l'intercalibration des tours, l'uniformité spatiale de la réponse du calorimètre ainsi que du système de déclenchement.

Avant de pouvoir reconstruire les variables cinématiques avec l'électron, il faut d'abord l'identifier, ce qui représente une tâche difficile pour des énergies $E'_e <$ 8 GeV, du fait de la dominance des hadrons (principalement des pions) provenant de la photoproduction (fig. 2.3). Pour des énergies au-dessous de cette valeur, le taux des pions excède celui des électrons d'une manière exponentielle en fonction de l'énergie (fig. 2.3). Sur cette figure, nous indiquons les deux contributions des π chargés et π^0 respectivement. Pour les premiers, le principal facteur de séparation $e/\pi^{\pm}$ exploitera l'information spatiale transverse, ce qui implique la réalisation d'un calorimètre à fine granularité. Nous discuterons au cours de ce chapitre les résultats obtenus en faisceau test concernant cette séparation $e/\pi^{\pm}$.

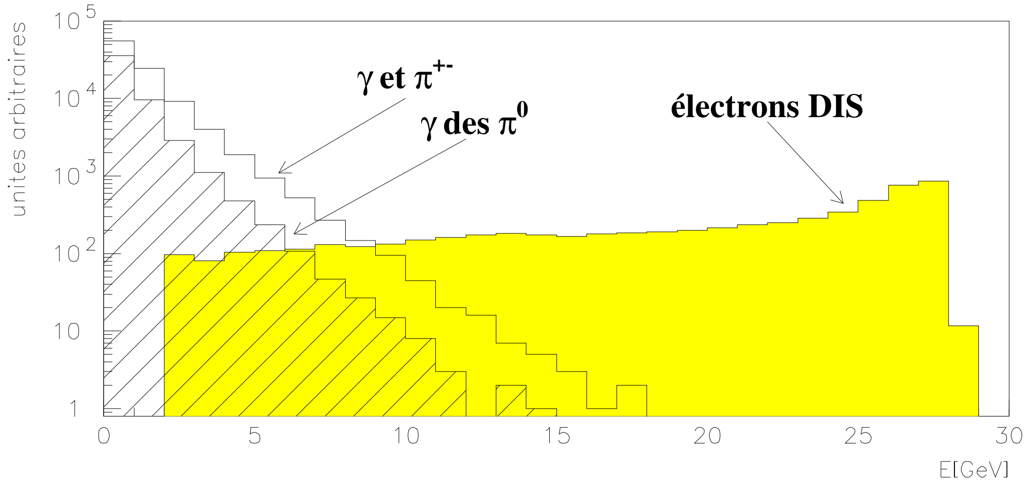


Figure 2.3: Comparaison entre le nombre des pions provenant de la photoproduction et le nombre des électrons issus de la diffusion profondément inélastique dans la région à l'arrière du détecteur H1 ($152° < \theta < 177°$). Le spectre en énergie des électrons a été obtenu à l'aide d'une simulation LEPTO 6.3 avec une coupure de 2 GeV pour E'_e. Les pions de la photoproduction ont été simulés à l'aide de PYTHIA 5.7. Pour des énergies inférieures à 10 GeV, le signal des électrons est fortement contaminé par celui des pions.

Les pions neutres se désintègrent instantanément en deux photons qui peuvent soit se convertir en une paire électron/positron dans les matériaux morts devant le calorimètre SpaCal, soit créer directement une gerbe électromagnétique dans le SpaCal; ces derniers sont aisément identifiés par l'absence de traces dans le BST et la BDC. En fait le bruit de fond des π^0 que nous ne pourrons pas identifier événement par événement, correspondra aux π^0 qui émettent les 2 photons dans presque dans une même direction et dont l'un au moins réalise une conversion dans le BST. La soustraction statistique de ce bruit de fond ne pourra se faire qu'à partir de la connaissance de la distribution en énergie de tous les

π^0; celle-ci pourra être calculée avec une simulation utilisant comme donnée une distribution partielle mesurée des π^0 bien identifiés comme, par exemple, ceux sans traces ou ceux pour lesquelles les deux photons peuvent êtres séparés dans le SpaCal. Signalons enfin qu'un autre bruit de fond peut être constitué par l'empilement d'un photon et un pion chargé ne déposant son énergie dans la section électromagnétique que par ionisation (MIP). Dans ce cas, la coupure longitudinale, fournie par la section hadronique, devrait permettre d'obtenir une bonne signature.

2.1.2 La mesure des hadrons

Les événements provenant des processus de diffusion profondément inélastique à petits x sont caractérisés par une diffusion des particules vers la région arrière, non seulement l'électron mais aussi le jet associé au quark interagissant. Ce fait s'explique, dans le modèle du parton, par la conservation de l'impulsion dans un système composé d'un quark d'impulsion $x\vec{p}_p$ et d'un électron d'impulsion $\vec{p}_e$. Considérant les impulsions respectives de l'électron et du proton à HERA pour $x \simeq 10^{-4}$, on a $|\vec{p}_e| \gg x|\vec{p}_p|$. Donc pour des très petites valeurs de x, la mesure de l'énergie hadronique aura lieu dans le calorimètre arrière. L'espace disponible dans H1 permettait d'avoir aux plus deux longueurs d'interaction. Ceci a pu être obtenu en enlevant le mur de scintillateurs, placé derrière l'ancien calorimètre, qui servait à la mesure du temps de vol pour rejeter le bruit généré par le faisceau (paragraphe 1.2.6). Ceci impliquait que cette fonction vitale pour H1 puisse être réalisée par les nouveaux calorimètres, comme nous le verrons dans le chapitre 3.

Soulignons que cette mesure hadronique d'énergie servira aussi:

- pour la physique de la photoproduction,
- pour identifier les événements radiatifs, pour lesquels l'électron émet un photon dans l'état initial ou final; ces événements peuvent être signés en utilisant les autres méthodes de reconstruction des variables cinématiques (paragraphe 1.3.1).

2.2 Description des calorimètres

Résumons donc les exigences requises pour cette meilleure calorimétrie telle que nous l'avons décrite préalablement:

- Elargissement de la région cinématique accessible avec un nouveau tube à vide. La reconstruction de l'électron doit s'étendre jusqu'à un angle de diffusion $\theta_e = 177°$.
- Baisse du seuil effectif de mesure de l'électron à 4 GeV ou moins avec une bonne identification.
- La mesure de l'état final hadronique.
- Une résolution en énergie de 2% pour des électrons à 30 GeV et une calibration absolue de l'échelle d'énergie électromagnétique inférieure à 1%.
- Une meilleure performance concernant l'uniformité de la réponse.
- Une grande amélioration de la résolution du point d'impact.
- Une mesure du temps de vol des particules avec le calorimètre, nécessitant une résolution en temps $\simeq$ 1 ns.

La collaboration H1 a étudié deux options pour un calorimètre pouvant remplir les tâches définies précédemment: un calorimètre à cristaux plomb-fluorure (PbF_2) qui exploite la collection de la lumière de Čerenkov produites par les gerbes [51] et le calorimètre à échantillon plomb/fibres scintillantes appelé SpaCal (**Spa**ghetti-**Cal**orimeter). La collaboration a opté en faveur de deux sections calorimétriques indépendentes utilisant la technique SpaCal. Une proposition [52] d'un calorimètre SpaCal segmenté longitudinalement dans un unique bloc de matière grâce à des fibres de différentes longueurs, a aussi été considérée. Malgré la faisabilité de cette option, la collaboration a préféré deux sections indépendentes de façon à pouvoir optimiser la résolution en énergie pour la mesure des électrons.

2.2.1 Section électromagnétique

De façon à obtenir la meilleure résolution en énergie le rapport volumique Pb/fibre a été choisi à 2:1 avec un diamètre de fibre de 0.5 mm.

La profondeur du calorimètre de 27.5 longueurs de radiation X_0, permet de contenir complètement des gerbes électromagnétiques pour des électrons de 30 GeV, énergie maximale dans la région arrière. Les pertes longitudinales mesurées au CERN avec des électrons de 45 GeV sont de l'ordre 10^{-3}.

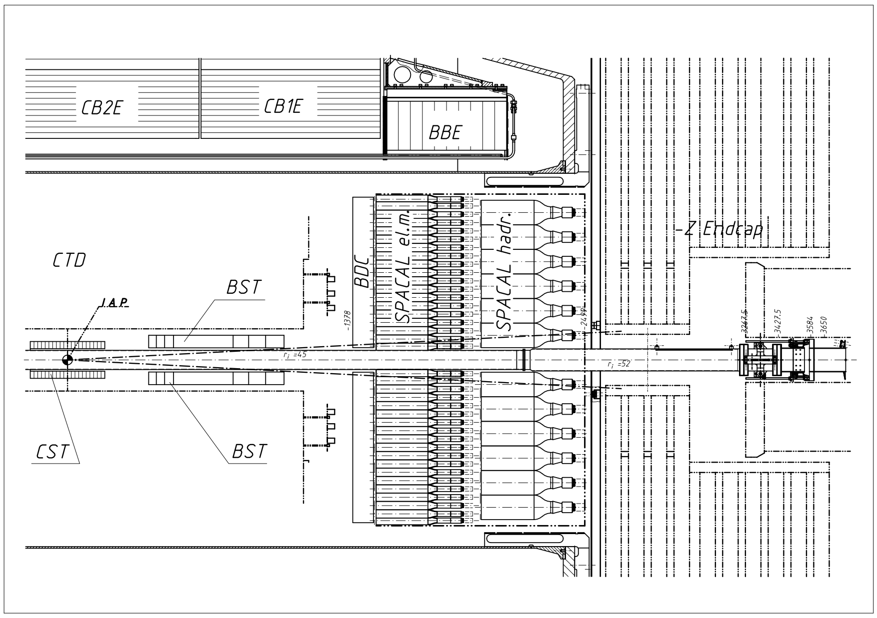


Figure 2.4: Vue $\theta - z$ de la position des détecteurs SpaCal électromagnétique et hadronique dans H1.

Le diamètre du détecteur de 1.6 m permet de couvrir la région angulaire $153 < \theta < 177.5$; une vue latérale dans l'environnement H1 est présentée à la figure 2.4. La structure transversale du calorimètre est montrée dans la figure 2.6.

Un supermodule standard contient 8 sous-modules de deux tours chacun. Pour maintenir la stabilité mécanique d'un supermodule, des bandes de ruban adhésif entourent les 8 sous-modules (fig 2.5). De même, chaque sous-module, qui contient 2 tours SpaCal, est entouré de ruban adhésif pour le fixage mécanique. La face avant d'une tour SpaCal est de 40.5 mm × 40.5 mm et sa profondeur est de 250 mm; un supermodule a une taille transverse de 162.6 mm × 162.6 mm.

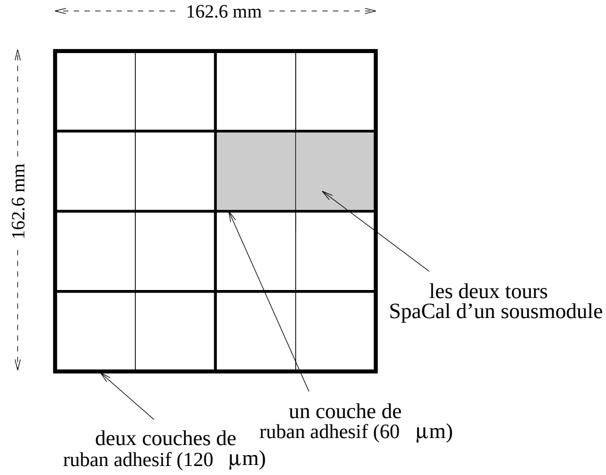


Figure 2.5: Vue schématique de la coupe transverse d'un supermodule standard contenant 16 tours SpaCal. Les deux tours appartenant à un sous-module sont maintenues mécaniquement par un ruban adhésif. Le supermodule complet est entouré par deux couches de ruban adhésif. La face avant est protégée par une plaque de fer d'une épaisseur de 50 μm.

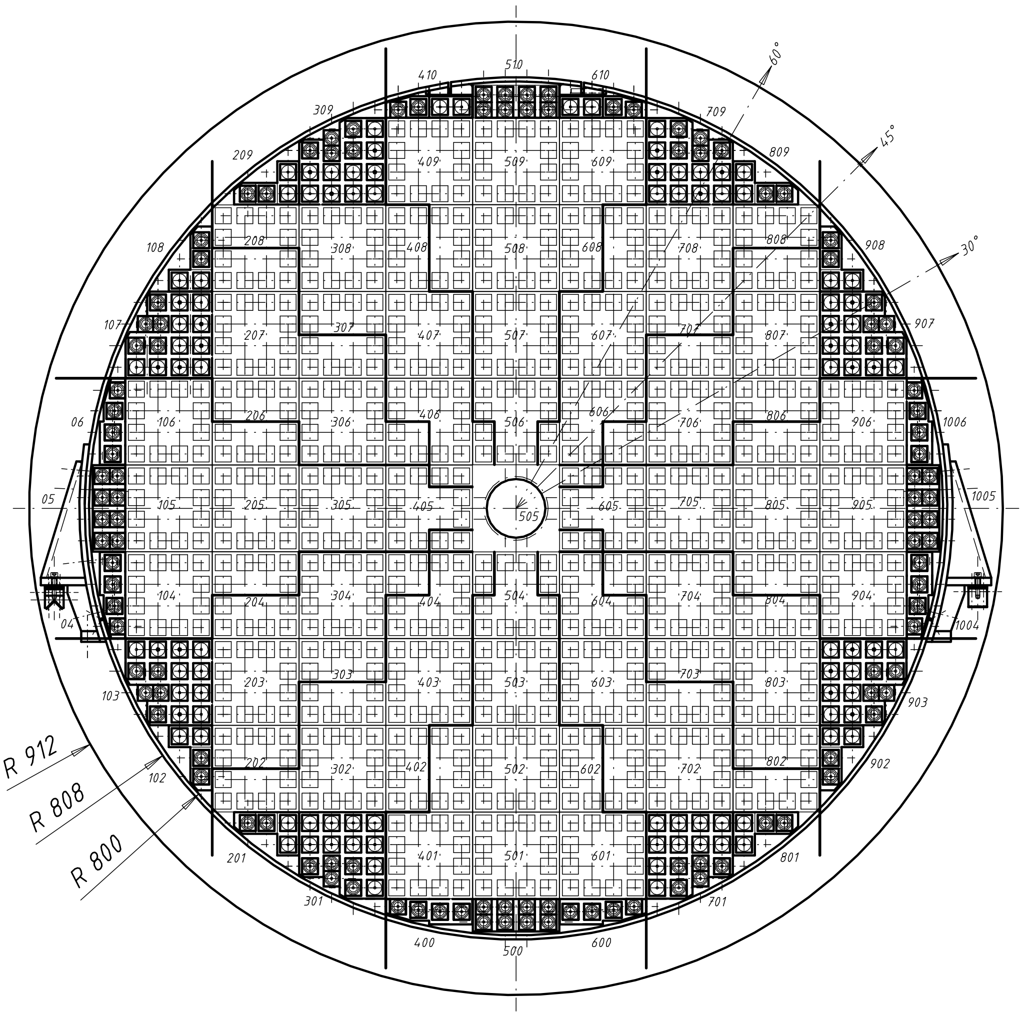


Figure 2.6: Vue $r - \phi$ du SpaCal électromagnétique. 16 tours SpaCal forment un supermodule, dont les numéros associés sont indiqués. Le diamètre du détecteur est d'environ 160 cm. Il y a au total 1192 tours. Au milieu, autour du tube à vide, on retrouve un module spécial, le module d'insertion. Les modules extérieurs ont une taille non standard. Les lignes en gras séparent les secteurs selon les différentes orientations des couches de plomb dans les modules SpaCal. Ceci est nécessaire pour éviter certains effets de symétrie des fibres qui influencent l'uniformité de la réponse du détecteur (cf texte).

Les sous-modules sont composés d'un empilement des couches de plomb et des fibres, décalées à chaque couche d'un demi-pas pour diminuer les effets de "channeling" (voir figure ci-dessous). Les couches de plomb ont été produites à DESY [53] à l'aide d'une machine à rouleaux, utilisant l'expérience développée par la collaboration KLOE [54]. La maîtrise des tolérances mécaniques est essentielle pour la performance du détecteur. La hauteur des couches de plomb doit être reproductible à quelques μm ce qui est à la limite de faisabilité.

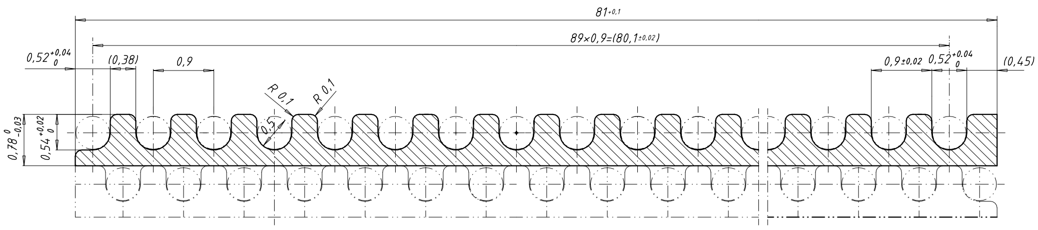


Figure 2.7: Vue de la face avant de deux couches de plomb avec les rainures pour des fibres scintillantes. Chaque couche dispose de 90 rainures pour des fibres.

L'arrangement décalé des fibres dans le SpaCal peut faire apparaître un effet de symétrie qui détériore l'uniformité de la réponse du détecteur, comme illustré illustré sur la figure 2.8. Cet effet, mesuré en faisceau test, est reproduit aussi par des simulations [56, 57]. Pour améliorer l'uniformité du détecteur à l'égard de l'effet de "channeling", les sous-modules ont été tournés d'un angle de 90°

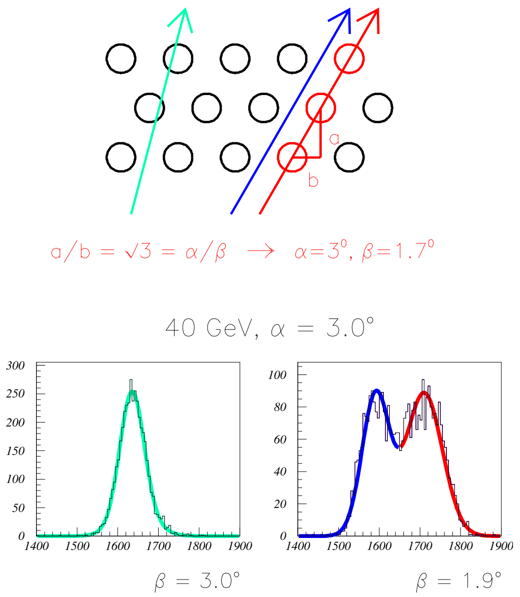


Figure 2.8: La projection de 3 trajectoires de particules sur la matrice de fibres. Des particules avec des angles d'incidence $\alpha = 3°$, $\beta = 1.7°$ sur la face avant du SpaCal, parcourent un chemin avec ou sans matière active. En bas, les spectres (unités ADC) mesurés en faisceau pour les deux combinaisons des angles d'incidence. L'effet du "channeling" est moins prononcé que ce que l'on attend, à cause de l'étalement latérale des gerbes. La figure est tirée de la référence [55].

pour la moitié des secteurs (des régions en ϕ) du SpaCal-H1 électromagnétique (fig. 2.6).

Plusieurs types de fibres de différents producteurs furent étudiées [58, 59]. Les paramètres de choix les plus importants ont été:

- La longueur d'atténuation, qui peut introduire une dépendance de l'amplitude de signaux en fonction de la position du dépot d'énergie.
- La qualité constante des propriétés des fibres au cours de la production pour minimiser le terme constant dans la résolution en énergie.
- Une bonne résistance aux radiations.

Le choix final s'est porté sur les fibres (diamètre 0.5 mm) du type BCF-12 de BICRON [60]. La longueur d'atténuation pour ces fibres est à peu près 3 m, largement suffisant pour le détecteur SpaCal. Au bout de la face avant, les fibres ont été aluminisé afin d'augmenter la quantité de lumière lue. Lors de la production en série, la qualité de quelques fibres parmi les différents paquets de production a été systématiquement mesurée [61].

L'assemblage des modules SpaCal s'est effectué de la façon suivante: les fibres aluminisées sont maintenues dans les rainures, avec une colle acrylique proche de la face avant de la couche du plomb. A l'autre bout, les fibres sont couvertes d'une colle epoxy noircie pour absorber la lumière provenant du manteau des fibres, comme expliqué à l'aide la figure 2.9. Après la préparation des 52 couches d'un sous-module, celles-ci sont empilées et ensuite pressées avec un poids de 1.5 tonnes. Cette procédure évite des déformations du détecteur complet après

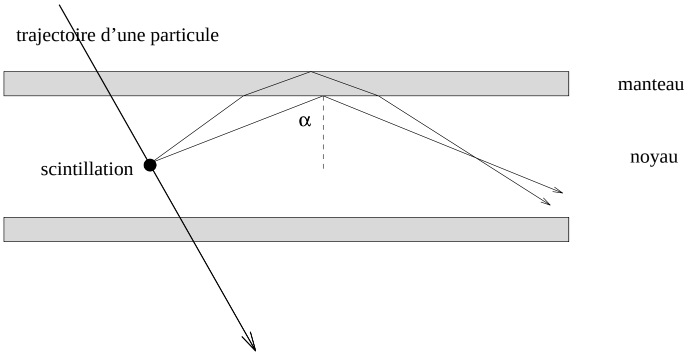


Figure 2.9: Les trajectoires de la lumière dans le manteau et dans le noyau d'une fibre scintillante. Lorsque l'angle incident du photon excède un angle $\alpha \simeq 22°$, la réflection totale se poursuit. On recouvre les manteaux des fibres à leurs extrémités pour absorber leur lumière de manteau, car la longueur d'atténuation dans le manteau est petite et pourrait, si elle était lue introduire une petite corrélation entre le dépot d'énergie et sa position.

son assemblage. Les sous-modules sont ensuite stabilisés par un ruban adhésif de 60 μm.

Les modules extérieurs, de taille différente, sont construits tout-à-fait identiquement aux modules standards.

Un supermodule très important pour la physique qu'on envisage d'étudier à l'aide du détecteur SpaCal-H1 est le module d'insertion qui entoure le tube à vide (figure 2.10). Ce module consiste en 4 blocs identiques qui sont insérés entre le tube à vide et le reste du détecteur, après l'installation de ce dernier. Le supermodule d'insertion a été conçu et construit par les collaborateurs de l'Université de Dortmund [62].

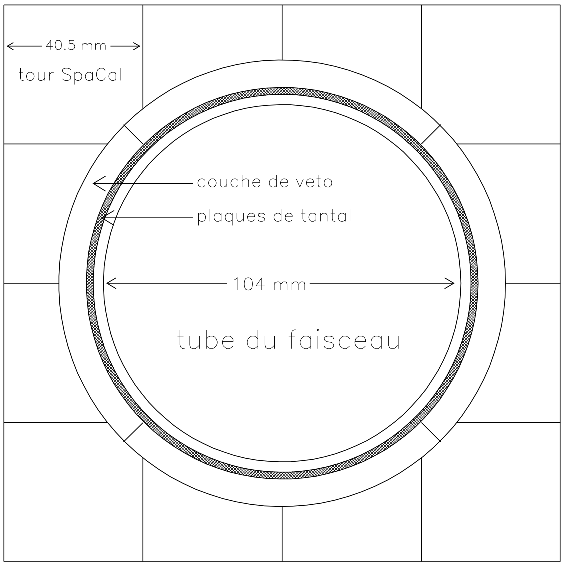


Figure 2.10: Vue schématique de la coupe transverse d'un supermodule d'insertion autour du tube à vide. Ce supermodule contient 12 tours SpaCal d'une taille non-standard et 4 autres tours SpaCal, appelées les couches de veto, qui sont destinées à fournir un critère sur la partie de l'énergie des gerbes perdue dans le tube à vide. Des plaques de tantale (^{75}Ta) d'une épaisseur de 2 mm ont été mises pour faire écran contre la radiation de synchrotron. Entre les plaques de tantale et le rayon extérieure du tube à vide il y a un espace de 3 mm rempli d'un feuille de plastique pour introduire une tolérance mécanique.

Sur la figure 2.11, une vue en perspective d'un sous-module de deux tours montre la façon dont les fibres scintillantes sont acheminées au mélangeur de lumière. Ce dernier sert à transmettre la lumière à la cathode des photomultiplicateurs d'une manière aléatoire pour garantir le maximum d'uniformité de la réponse. Différents matériaux et formes de mélangeurs ont été étudiés pour optimiser la transmission de la lumière [63]. La collaboration SpaCal a finalement

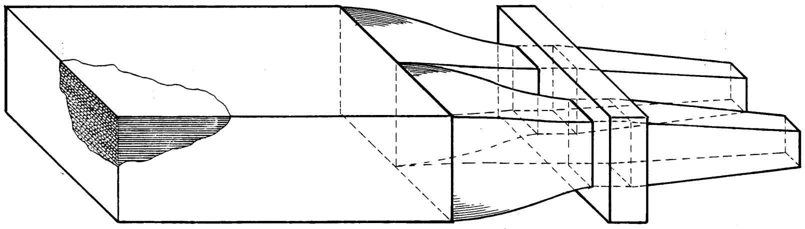


Figure 2.11: Vue en perspective d'un sous-module et l'acheminage des fibres au mélangeur de la lumière.

choisi les mélangeurs en forme de pyramide tronquée à verre de quartz pour des mélangeurs des 32 tours SpaCal les plus intérieures. Pour les autres tours, on a pris des mélangeurs de la même forme mais en plexiglas. Le verre de quartz a une meilleure résistance à la radiation mais il est moins facile à travailler et plus cher. Ainsi, on s'est limité à l'utiliser dans la région intérieure uniquement.

Pour effectuer le suivi en temps des variations de gain des photomultplicateurs, le groupe de l'Université de Heidelberg a réalisé un système dit CAM ("Computer Aided Monitoring System") [64]. A l'aide de ce système, des impulsions de lumière, créées grâce à des LED (Light Emiting Diode) sont transmises à chaque mélangeur de lumière. La transmission de ces impulsions se fait par une fibre de plastique qui est insérée dans un trou dans le mélangeur. Signalons que les formes d'impulsions ainsi obtenues ne correspondent pas aux signaux créés par les particules. Ceci n'est pas très important pour le suivi des gains, mais implique des inconvenients pour la calibration de l'électronique de déclenchement (paragraphe 4.2.2).

2.2.2 Section hadronique

A cause de l'espace restreint dans H1, la section hadronique a une profondeur de 1 λ seulement. Cependant, en combinaison avec la section électromagnétique on obtient une calorimétrie hadronique de $\sim$ 2 λ. La figure 2.12 présente le calorimètre hadronique. Dans le tableau 2.1, les paramètres de ce détecteur sont indiqués avec ceux de la section électromagnétique. La résolution en énergie étant moins critique pour le calorimètre hadronique, un rapport d'environ 4:1 a été choisi avec un diamètre de fibre de 1 mm. Les étapes de la construction de la section hadronique sont tout-à-fait semblables à celles de la section électromagnétique [65]. Le calorimètre SpaCal-H1 hadronique a été réalisé par les collaborateurs russes de l'institut ITEP à Moscou.

La section hadronique est équipée d'un système CAM comme la section électromagnétique.

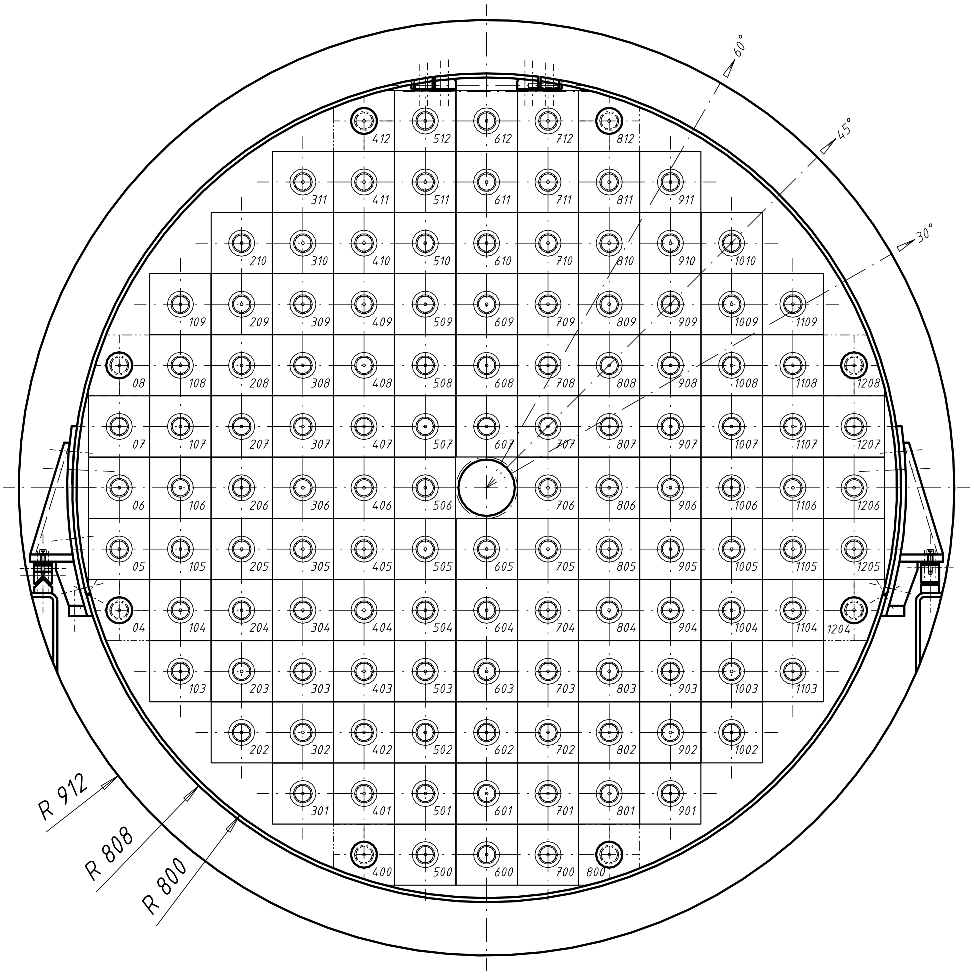


Figure 2.12: Vue $r - \phi$ du SpaCal hadronique. Le diamètre est d'environ 160 cm. Il y a au total 128 tours.

paramètres	section électromagnétique	section hadronique
diamètre des fibres	0.5 mm	1.0 mm
type de fibre	Bicron BCF-12	Bicron BCF-12
	face avant aluminisée	face avant aluminisée
rapport plomb/fibre	2.27 : 1	3.4 : 1
nombre des tours	1192	128
taille face avant	40.5×40.5 mm^2	120×120 mm^2
longueur de radiation X_0	0.91 cm	-
longueur d'interaction λ	25 cm	25 cm
profondeur active	25 cm	25 cm
rayon Molière R_M	2.55 cm	-

Tableau 2.1: Les paramètres de construction pour les deux sections SpaCal.

2.3 Réponse aux électrons

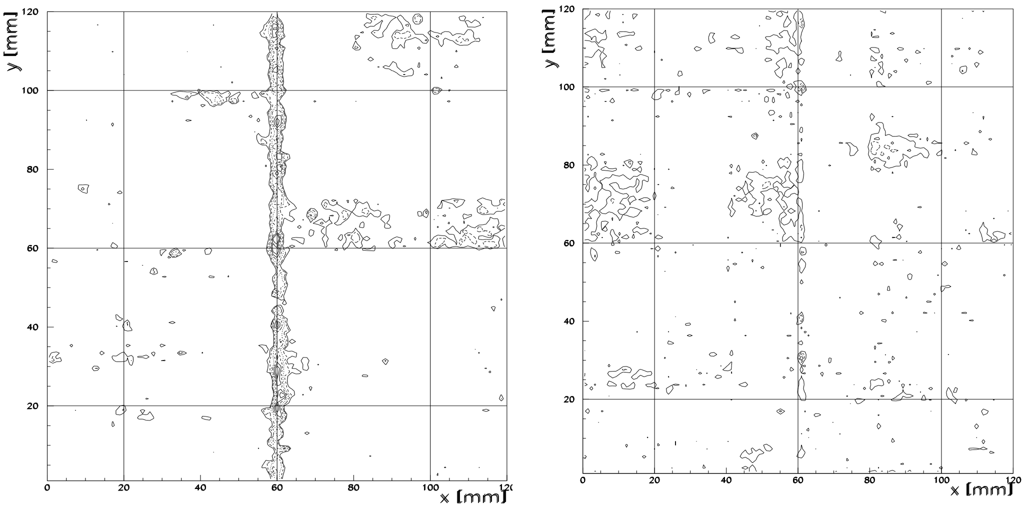
Des modules du détecteur SpaCal-H1 électromagnétique ont été étudiés à l'aide d'un faisceau de particules au CERN et à DESY. Pendant ces tests, on a établi leurs performances concernant la linéarité, l'uniformité et la résolution en énergie et spatiale. De plus, pendant la production de masse un banc de test a permis de qualifier les modules produits. Dans ce paragraphe nous détaillons ces mesures et résultats.

2.3.1 Uniformité de la réponse et linéarité

Uniformité

Lors de la production en série à DESY, un banc de test comprenant une source radioactive de rayonnement β a permis de tester systématiquement l'uniformité de la réponse de tous les modules SpaCal-H1 électromagnétiques [66]. Le principe de ce banc de test, réalisé à l'Université de Paris VII [67] , consiste à mesurer à la sortie des photomultiplicateurs le courant continu, créé par le signal lumineux induit par des électrons d'une source radioactive de ^{90}Sr. Les noyaux ^{90}Sr de la source β^- se désintègrent à 100% en ^{90}Y en émettant un électron d'une énergie maximale de 0.546 MeV et un antineutrino. Le noyau ^{90}Y est aussi un émetteur β^- avec une énergie maximale de 2.27 MeV. En réalisant un déplacement pas à pas de la source devant la face d'entrée des modules SpaCal, on obtient une mesure de l'uniformité de la réponse. Il est nécessaire d'utiliser un collimateur devant la source afin de pouvoir mesurer la réponse locale. Ainsi, une résolution spatiale de 0.7 mm a été obtenue ce qui a permis, entre autres, caractériser l'effet de la structure périodique des positions des fibres dans le calorimètre.

Sur la figure 2.13, le résultat du balayage de la région centrale d'un supermodule est présenté. La non-uniformité au passage d'un sous-module à un autre produit une perte de signal qui peut atteindre 20%. On a découvert que ces pertes ont été causées par l'écrasement des fibres situées à l'extrémité d'une couche, dû à la pression exercée sur les sous-modules avec une masse de 7 tonnes. Ceci a conduit à reduire cette masse lors de l'assemblage à 1.5 tonnes, masse maximum supportée par un sous-module dans le calorimètre SpaCal-H1 électromagnétique. Le résultat a été l'amélioration considérable de l'uniformité de la réponse (fig. 2.13 b). Sur la figure 2.14 deux photos (prises à l'aide d'un microscope) des bords de sous-modules après une pression de 7 tonnes et 1.5 tonnes respectivement sont présentées. Comme on le voit, le sous-module pressé par une masse de 7 tonnes a subit une déformation de sa structure plomb/fibre. Parmi les 60 supermodules standard, il y avait 3 supermodules produits avant la découverte du problème de la non-uniformité. Ces 3 supermodules ont été placés dans la région extérieure ($\theta < 162^\circ$) du calorimètre. Dans cette région, à cause des angles d'incidence



a b

Figure 2.13: Balayage de supermodules pendant la production en série. Les lignes droites montrent les bornes des tours SpaCal. Les couches de plomb sont orientées parallèlement à x selon les coordonnés de la figure. Les lignes de contour entourent des régions où la perte de la réponse est de 4% respectivement.
Figure a: On peut observer une grande non-uniformité à la frontière en x entre deux sous-modules, allant jusqu'à 20%, après écrasement de 7 tonnes.
Figure b: un autre supermodule après écrasement de 1.5 tonnes.

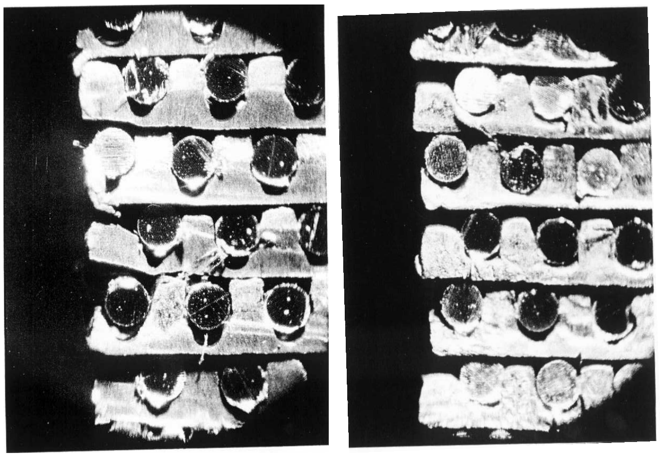


Figure 2.14: Photo des bords de deux sous-modules: à gauche un sous-module qui à été pressé avec une masse de 7 tonnes; pour le sous-module à droite avec une masse de 1.5 tonnes. La figure est tirée de la référence [66].

plus élevés, les pertes de signal aux bords des sous-modules influencent moins l'uniformité de la réponse.

Cet effet de non-uniformité par les "mauvais" sous-modules a été mesurée en faisceau test au CERN-PS avec des électrons de 4 GeV (fig 2.15). Les points d'impact des électrons incidents sont fournis par une chambre à dérive avec une résolution de $\simeq$200 μm [68]. Pour un tel sous-module avec des angles d'incidence de 4.5° en x et y, on obtient une variation d'uniformité de $\sim$ 8%. Des tests semblables ont été effectués à DESY à l'aide d'un faisceau jusqu'à 6 GeV. Pour des "bons" sous-modules une variation d'uniformité inférieure 1% a été mesurée.

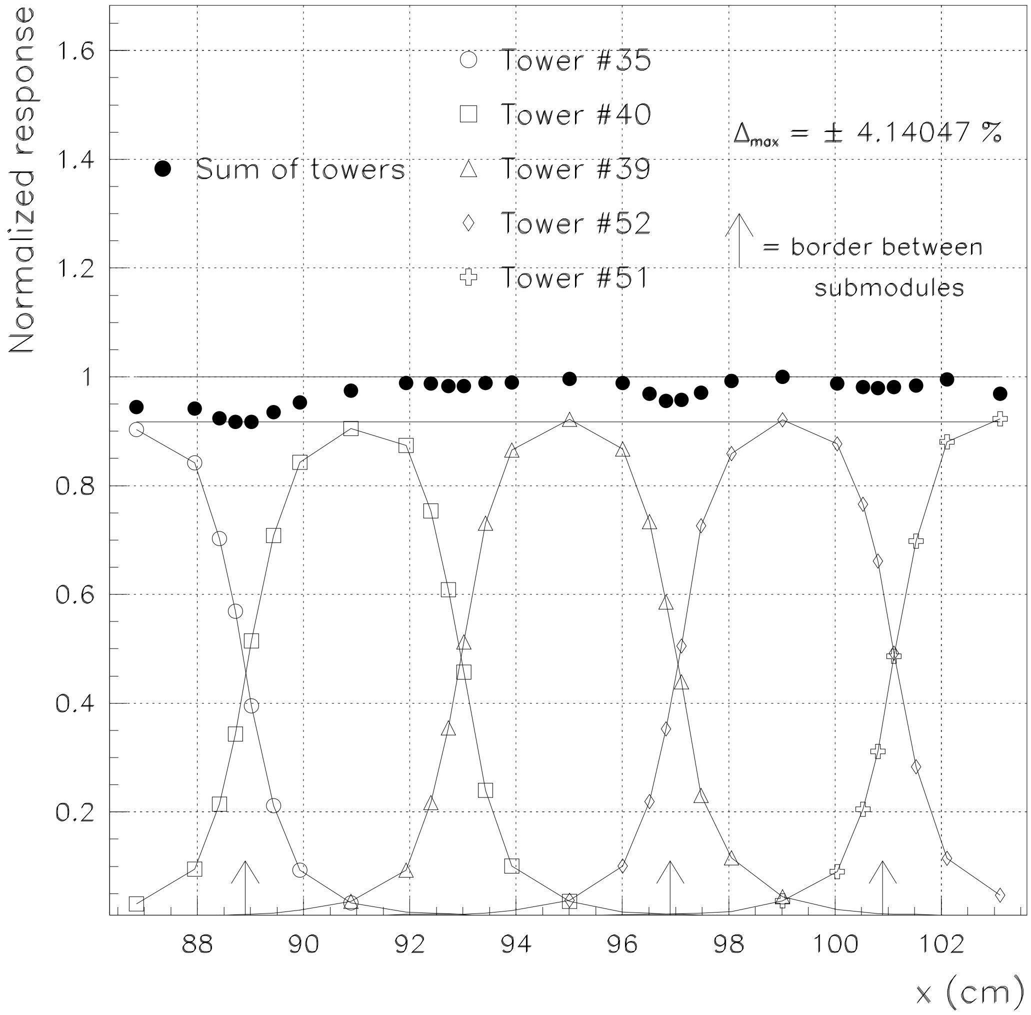


Figure 2.15: Balayage d'un supermodule SpaCal avec un faisceau de 4 GeV au CERN-PS. L'angle d'incidence des particules par rapport au direction x et y a été 4.5°. L'erreur de l'intercalibration des tours est inférieure à 2%.

Linéarité

La linéarité de la réponse étant une condition pour une bonne calibration du calorimètre SpaCal-H1. Elle a été mesurée pour des électrons d'une énergie entre 10 GeV et 60 GeV au CERN. La déviation maximale obtenue est de 1.3% [70]. On a mesuré que les pertes longitudinales d'énergie d'électrons de 45 GeV sont de 40 MeV, ce qui n'influence guère la linéarité.

2.3.2 Résolution en énergie

Afin d'analyser la résolution en énergie des électrons pour les modules SpaCal-H1 électromagnétiques, une combinaison des données en faisceaux test du CERN-SPS et DESY a été étudiée. Le "Teststrahl 22" au accélerateur DESY II a fourni des électrons d'une énergie entre 1 GeV et 6 GeV avec une résolution Δp =85 MeV. Le domaine à haute énergie, jusqu'à 60 GeV, fut accessible grâce au faisceau de test X5A de l'accélérateur CERN-SPS. La résolution en impulsion du faisceau CERN-SPS n'était pas précisement connue; elle contribuera ainsi au terme constant de la résolution en énergie.

Seuls des électrons à point d'impact d'une région de bonne uniformité ont été considérés pour cette étude. Sur la figure 2.15, la somme des valeurs ADC (**A**nalog to **D**igital **C**onverter) de 9 tours SpaCal calibrées pour différentes énergies est présentée. Le rapport entre la valeur moyenne $< E >$ et la largeur σ d'un spectre en énergie est donné par le rapport correspondant d'un spectre ADC.

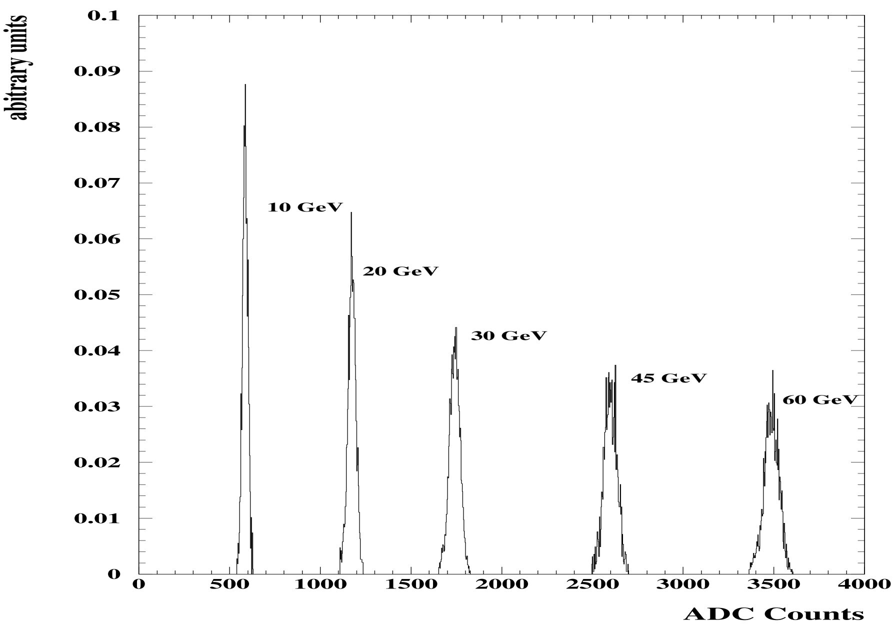


Figure 2.16: La somme des valeurs ADC de 9 tours pour différentes énergies d'un faisceau d'électrons au CERN-SPS. La superficie des spectres est normalisée à la même valeur.

A partir d'un ajustement gaussien de ces spectres ADC on calcule les quantités $\sigma / < E >$ que l'on représente sur la figure 2.17 on fonction de $1/\sqrt{E_{Beam}}$, où E_{Beam} est l'énergie nominale du faisceau. On paramétrise ces valeurs avec une

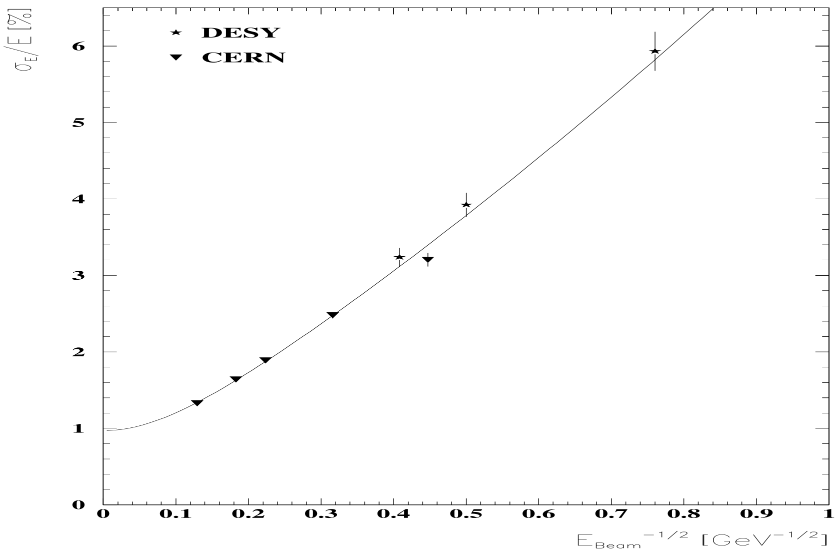


Figure 2.17: La résolution en énergie pour des électrons à partir des données CERN-SPS et DESY.

fonction du type:

$$\frac{\sigma}{< E >} = \frac{a}{\sqrt{E_{Beam}}} \oplus \frac{b}{E_{Beam}} \oplus c. \tag{2.6}$$

Dans cette formule le premier terme, ajusté avec le paramètre a, est dû aux fluctuations statistiques de l'énergie déposée dans le milieu actif. Le paramètre b permet l'ajustement de la contribution indépendante de l'énergie à la résolution σ, comme par exemple le bruit électronique du système de mesure. Enfin, la partie de la résolution étant proportionnelle à l'énergie a son origine dans l'erreur de l'intercalibration des tours ou dans la non-uniformité. Ce terme ajusté avec le paramètre c est appelé le terme constant.

Après l'ajustement des points de la figure 2.17 on a obtenu une résolution de:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(7.1 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E[GeV]}} \oplus (1.0 \pm 0.1)\%, \tag{2.7}$$

où le terme de bruit est négligeable, comme on s'y attendait (cf chapitre 3). Le terme $\propto 1/\sqrt{E}$ a été bien reproduit avec une simulation effectuée à l'aide du logiciel EGS [71].

2.3.3 Résolution spatiale

La résolution spatiale du calorimètre SpaCal-H1 électromagnétique à été étudiée à partir des données prises au CERN-PS. Une méthode de pondération logarithmique a été appliquée [72]. Selon cette méthode, le point d'impact $\bar{x}$ est calculé par:

$$\bar{x} = \sum_i w_i x_i / \sum_i w_i \ , \tag{2.8}$$

où x_i sont les coordonnées des centres des tours SpaCal et les poids w_i sont définis de la façon suivante:

$$w_i = max(0, W_0 + \ln[E_i / \sum_j E_j]). \tag{2.9}$$

Dans cette équation, la variable E_i décrit l'énergie déposée dans la tour i. On pourrait de même définir les poids w_i d'une façon linéaire. Cependant, une pondération logarithmique tient compte du fait que les profils latérals des gerbes ont une forme exponentielle. Par conséquent, la méthode logarithmique consiste à donner un poids non négligeable aux petits dépôt d'énergie. Le choix optimal du paramètre libre W_0 dépend de la largeur des tours, de l'angle d'incidence, des énergies des particules et du niveau du bruit. Heureusement, la dépendance en énergie est faible. Ainsi, on a pu optimiser le paramètre W_0 avec l'angle d'incidence des électrons fixé ($\psi_x = \psi_y = 4.5°$) de façon à ce qu'il permette d'obtenir une résolution spatiale maximale. La reconstruction du point d'impact selon la direction y est réalisée de la même manière.

La figure 2.18 présente la corrélation entre le point d'impact reconstruit à l'aide des dépôt d'énergie dans les tours du calorimètre et le point d'impact calculé à l'aide de la chambre à dérive. Pour la méthode de pondération logarithmique, on voit que l'on obtient une reconstruction du point d'impact bien corrélé avec celui fourni par la chambre à dérive même quand la particule entre au milieu d'une tour SpaCal, ce que ne fournit pas la pondération linéaire. Néanmoins, la résolution spatiale obtenue avec les poids logarithmiques dépend du point d'impact (fig. 2.19). Les valeurs de la résolution pour les points d'impact à la frontière de deux tours ont été ajustées par la fonction:

$$\sigma = (3.8 \pm 0.4)mm/\sqrt{E[GeV]} + (0.3 \pm 0.2)mm. \tag{2.10}$$

Pour un point d'impact au centre, on a obtenu:

$$\sigma = (4.4 \pm 0.4)mm/\sqrt{E[GeV]} + (1.0 \pm 0.2)mm. \tag{2.11}$$

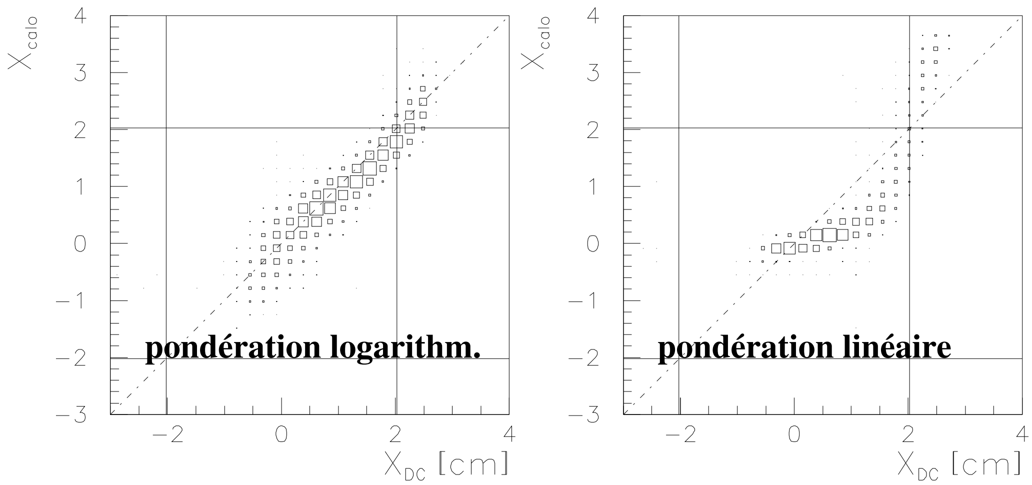


Figure 2.18: Corrélation entre le point d'impact en x reconstruit à l'aide de la chambre à dérive (X_{DC}) et le point d'impact calculé grâce à l'information calorimétrique (X_{calo}) pour des électrons de 4 GeV. Pour l'histogramme de gauche les valeurs X_{calo} ont été calculées à l'aide de la méthode de pondération logarithmique (cf texte). Pour l'histogramme de droite, une pondération linéaire est employée ($w_i = E_i / \sum_j E_j$). On constate des grandes déviations systématiques pour cette méthode.

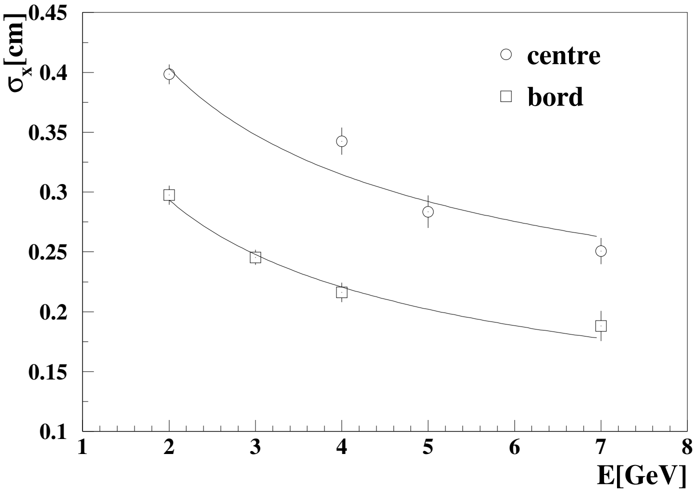


Figure 2.19: Résolution spatiale en fonction de l'énergie des particules pour la méthode de pondération logarithmique. Les deux courbes correspondent à deux régions d'impact, au centre d'une tour et à la frontière de deux tours.

2.4 La séparation électrons/pions chargés

Un objectif majeur du projet d'amélioration de la calorimétrie à l'arrière est d'obtenir une séparation $e/\pi^{\pm}$ performante. Cette séparation consiste à appeler une gerbe obéissant à des critères bien définis de développement longitidinal et transversal "gerbe électron"; rappelons qu'une telle séparation est nécessaire dans le domaine en énergie $E \lesssim 8$ GeV (cf paragraphe 2.1.1), pour lequel le taux des pions de la photoproduction excède largement celui des électrons. Pour étudier la performance des détecteurs SpaCal-H1 à l'égard de l'identification des particules, des mesures en faisceau avec des pions et des électrons dans une gamme d'énergie comprise entre 1 et 7 GeV ont été effectuées. Je décris en détail dans ce paragraphe les résultats obtenus.

Rappelons que la puissance de la séparation électrons/pions $R_{e/\pi}$ s'estime par le rapport entre la probabilité ϵ_e d'identifier un électron comme "électron" et la probabilité $\bar{\epsilon}_{\pi}$ qu'un pion soit étiqueté "électron":

$$R_{e/\pi} = \epsilon_e / \bar{\epsilon}_{\pi}. \tag{2.12}$$

Comme nous l'avons indiqué ci-dessus l'identification des électrons est effectuée en employant des estimateurs caractérisant le comportement différent des gerbes électromagnétiques et hadroniques, notamment un plus petit étalement latéral et une pénétration moins profonde des gerbes électromagnétiques comparés à ceux des gerbes hadroniques. La mise en œuvre de ces estimateurs (paragraphes 2.4.3, 2.4.4), et l'étude de leurs performances seront détaillées après la description du dispositif expérimental utilisé en faisceau de test et la sélection des événements. Nous calculons, en particulier, la puissance $R_{e/\pi}$ de séparation $e/\pi^{\pm}$ en fonction de l'énergie *déposée* dans la section électromagnétique. Ceci correspond à la situation pour H1 où l'on doit identifier la particule à l'aide de l'information du dépôt d'énergie.

2.4.1 Le dispositif expérimental

Les mesures ont été effectuées au faisceau de test T9 à l'accélerateur CERN-PS. Après l'ajustement des collimateurs du faisceau, une résolution en impulsion de $\sim$1% a été obtenue. Le nombre de particules dans un paquet, d'une durée de 2.5 s, était environ 10^6. Le contenu en électrons dans le faisceau mixte (e^-,π^-) variait entre $\sim$ 85% à 1 GeV et $\sim$10% à 7 GeV. La figure 2.20 présente les instruments de détection utilisés. Un arrangement de 2×2 supermodules SpaCal-H1 électromagnétiques (64 tours) avec 3×3 tours SpaCal-H1 hadroniques était utilisé. L'intercalibration des tours au niveau de 1% a été réalisée avec le faisceau d'électrons centré successivement au centre de chaque tour, en ajustant les hautes tensions des photomultiplicateurs pour égaliser la réponse moyenne de chaque tour.

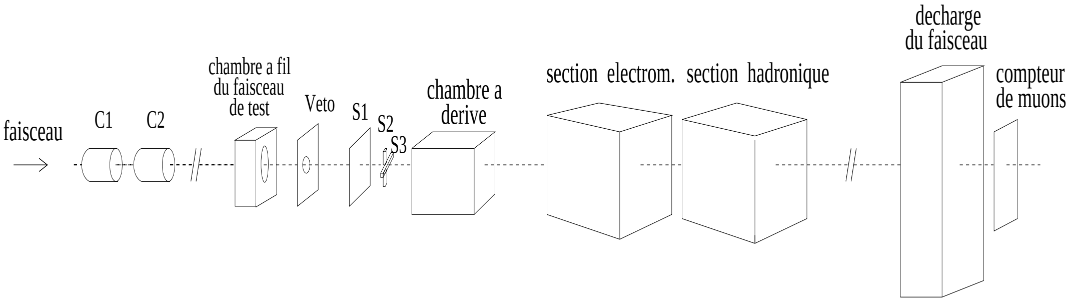


Figure 2.20: Schéma des dispositifs utilisés lors des tests en faisceau au CERN-PS. Les deux compteurs Čerenkov, C1 et C2, permettent l'identification des particules. Les chambres à fil permettent l'ajustement du faisceau. Les scintillateurs veto, S1, S2 et S3 servent au déclenchement. Le scintillateur veto dispose d'un trou d'un rayon de 1.5 cm. S1 est d'une taille de 15×15 cm^2. L'intersection des scintillateurs S2 et S3 était de 1×1 cm^2. Les chambres à dérive situées devant les calorimètres possèdent une résolution de $\sim 200 \mu$m [68].

La figure 2.21 montre une vue transverse des tours de reférence des deux calorimètres. Les sections ont été alignées afin que le faisceau traverse la section hadronique en son centre après être entré par le milieu de la cellule de réference de la section électromagnétique (fig. 2.22).

2.4.2 Sélection des événements

A cause du flux élevé de particules, il a fallu rejeter les événements correspondant à l'empilement de deux particules. Une partie de ces événements à empilement a été rejetée en ligne à l'aide d'un blocage de l'acquisition pour un temps $t_b \sim 1 \mu$s après le passage d'une particule dans le scintillateur véto (fig. 2.20). Ce temps de blocage correspond approximativement (paragraphe 3.4) au temps de retour à zéro du signal bipolaire de la chaîne de mesure de l'énergie. Hors ligne, les événements d'empilement séparés d'un temps $t > t_b$ sont rejetés en imposant que pour chaque tour l'énergie négative soit $> -8\sigma_{bruit}$ soit environ -16 MeV. Les événements pour lequels une particule pénètre *après* la particule déclenchante (sur une gamme de 200 ns) sont éliminés hors ligne à l'aide des valeurs enregistrées par un TDC CAMAC qui mesure le temps entre la coïncidence des scintillateurs S2 et S3, d'une part, et le scintillateur veto, d'autre part. Un dernier critère de rejet d'empilement est la sélection des événements avec une trace bien reconstruite dans la chambre à dérive. Après toutes ces coupures, nous avons évalué une contamination résiduelle de 1% à 3% dans l'échantillon des données. La figure 2.23 présente un spectre en énergie avant et après ces coupures.

Notons toutefois qu'en ce qui concerne la séparation électrons/pions, les événements à empilement non rejetés ne vont pas passer les coupures pour l'identification d'un électron dans la plupart des cas. En effet, l'étalement latéral d'une super-

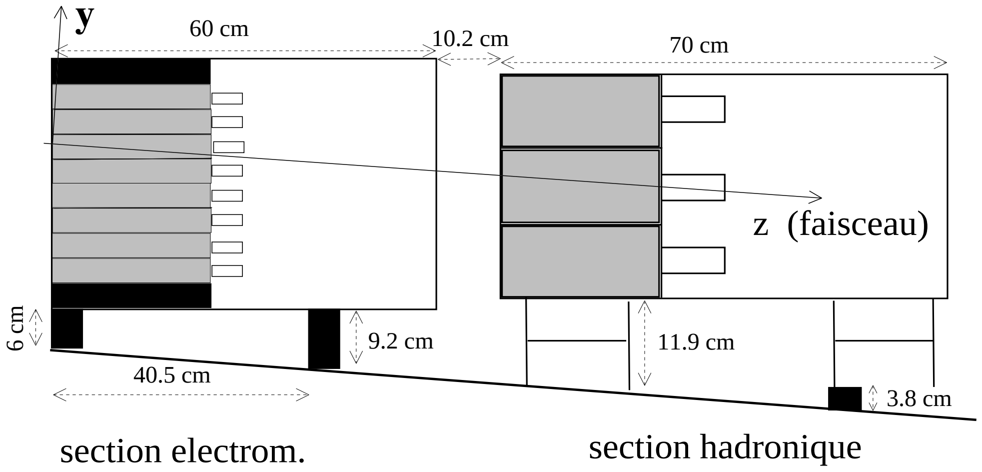


Figure 2.21: Coupe transversale des modules SpaCal-H1 utilisés en faisceau de test au CERN-PS. Le faisceau pénètre dans le calorimètre avec des angles d'incidence $\psi_x \sim 4.5°$ et $\psi_y \sim 4.5°$ à 2 mrad près. Les modules sont situés sur une table amovible.

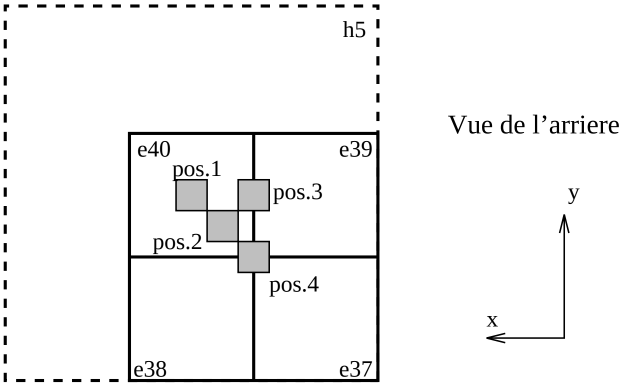


Figure 2.22: Représentation schématique (coupe transversale) des tours de référence des calorimètres. Une particule au minimum d'ionisation pénétrant au milieu de la tour électromagnétique e40 entre dans la tour centrale h5 de la section hadronique. Les carrés avec des numéro 1 à 4 montrent les différents points d'impact. Nous utiliserons cette notation pour les positions dans la suite.

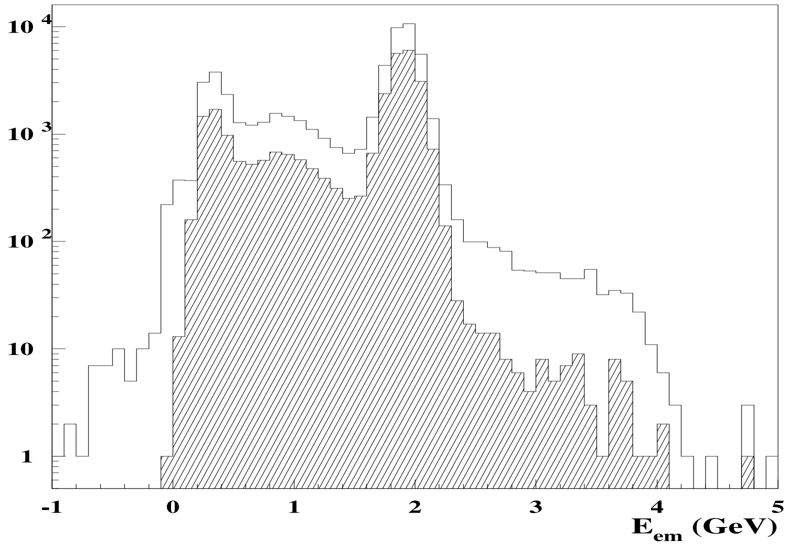


Figure 2.23: Spectre en énergie de la section électromagnétique pour un faisceau de pions et électrons de 2 GeV. L'histogramme blanc représente les événements sans coupure, l'histogramme hachuré montre la situation après les coupures d'empilement. On voit que des événements d'empilement ($E_{em} > 2.5$ GeV) ont passé les coupures. La contamination résiduelle est estimée à $\sim 1\%$.

position de deux gerbes de deux particules à différents points d'impact ne va pas satisfaire le critère d'identification d'un électron.

Les électrons et les pions ont été définis à l'aide des compteurs Čerenkov (fig. 2.20). Ces compteurs à seuil sont déclenchés par des électrons. La pression du gaz dans ces compteurs a été réglée de façon à minimiser leur inefficacité pour éviter qu'un électron soit signé "pion". Les signaux des compteurs de Čerenkov ont été enregistrés par un ADC CAMAC. Ceci permet de réaliser des coupures hors ligne pour définir des échantillons de données très purs. L'inefficacité de la mesure combinée de ces deux compteurs pour signer l'électron est inférieure à 0.1%.

2.4.3 L'étalement longitudinal des gerbes

Le premier critère de séparation que nous discutons est basé sur le comportement de l'étalement longitudinal des gerbes. La gerbe de l'électron est complètement contenue dans la section électromagnétique contrairement à celle du pion. D'une part, des gerbes hadroniques peuvent pénétrer ou démarrer dans la section hadronique et d'autre part, les pions peuvent traverser les deux sections sans aucune interaction forte (MIP).

Une façon de représenter le comportement des électrons et des pions dans les deux sections de calorimètre est de considérer l'énergie déposée dans la section électromagnétique en fonction de la fraction d'énergie électromagnétique sur l'énergie totale (fig. 2.24):

$$R_{had} = \frac{E_{em}}{E_{em} + E_{had}}.$$

Cette figure (à gauche) montre que les électrons et les pions occupent différentes parties du plan E_{em} versus R_{had} : pour les électrons on obtient toujours $R_{had} \simeq 1$.

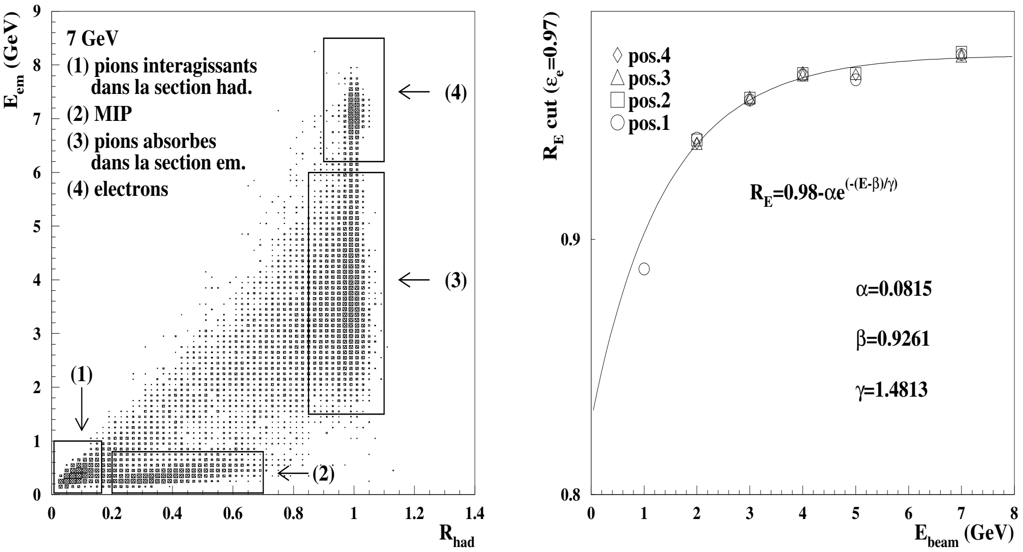


Figure 2.24: La figure de gauche montre le plan E_{em} versus R_{had} pour des électrons et des pions d'une énergie de 7 GeV. La figure de droite présente le paramètre de coupure R_{had} *cut* en fonction de l'énergie du faisceau E_{beam} avec R_{had} *cut* correspondant à la valeur de coupure pour garder 97% des électrons.

Un pion peut aussi déposer toute son énergie dans la section électromagnétique, mais son énergie apparente mesurée est typiquement inférieure à celle de l'électron. Quand la gerbe hadronique démarre dans la section hadronique, on a des valeurs $R_{had} \lesssim 0.1$. Enfin, un MIP dans les deux sections donne des valeurs R_{had} variant autour de 0.5.

Un biais expérimental ne nous a pas permis de realiser la coupure longitudinale aussi précisement que souhaité. En effet, les bruits des tours individuelles de la section hadronique étaient de l'ordre $\sigma_{bruit} \simeq 6$ MeV, contrairement à ceux de la section électromagnétique ($\sigma_{bruit} \simeq 2$ MeV); de plus ce bruit hadronique s'est révélé cohérent sur l'ensemble des 9 tours et variable d'une prise de données à l'autre. A cause de ce bruit cohérent de $\sim$ 60 MeV nous avons donc calculé pour chaque prise de données sa valeur; ceci nous a conduit à appliquer une coupure

R_{had} dépendante de l'énergie comme nous le présentons sur la figure 2.24 de droite.

L'effet de la coupure en R_{had} pour des pions de 2 GeV et 5 GeV est présenté dans la figure 2.25. On peut voir que les MIP dans la section électromagnétique sont presque complètement rejetés. La figure 2.26 montre le facteur de rejet $R_{e/\pi}$, comme défini par l'équation 2.12, en fonction de l'énergie déposée dans la section électromagnétique. Le niveau d'acceptance des électrons est 97±2%. Sur cette figure on peut voir que le facteur de rejet est compris entre 1 et 2 sauf pour des pions de 5 et 7 GeV qui déposent des énergies $\lesssim$ 2 GeV dans la section électromagnétique. Ce faible rejet ainsi obtenu par ce critère longitudinal indique qu'aux basses d'enérgies auxquelles nous travaillons, la probabilité de créer un hadron secondaire énergétique est petite contrairement aux hautes énergies (E > 10 GeV). Ainsi l'énergie se retrouve principalement sous la forme de continuum (γ, fragment de noyaux, protons et neutrons) de quelques centaines de MeV. La longueur de la gerbe étant courte (10 - 15 cm), l'énergie est complètement contenue dans la section du calorimètre.

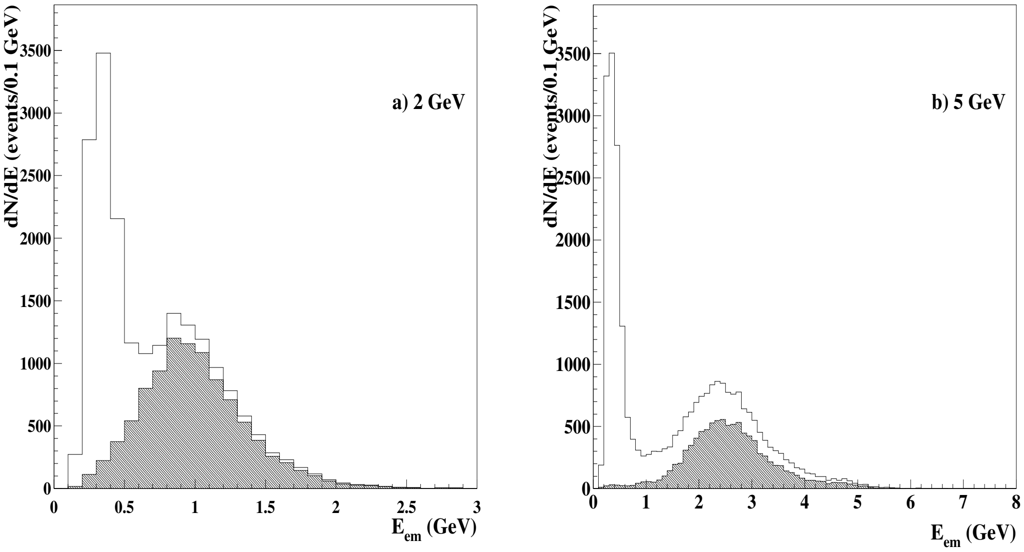


Figure 2.25: L'énergie déposée dans la section électromagnétique E_{em} pour des pions de 2 GeV (a) et 5 GeV (b) avant la coupure en R_{had} (histogrammes blancs) et après la coupure (histogrammes noirs).

2.4.4 L'étalement latéral des gerbes

L'autre critère de séparation e/π repose sur l'étalement latéral différent des deux types de gerbes. Ce critère, exploitant la fine granularité du calorimètre SpaCal,

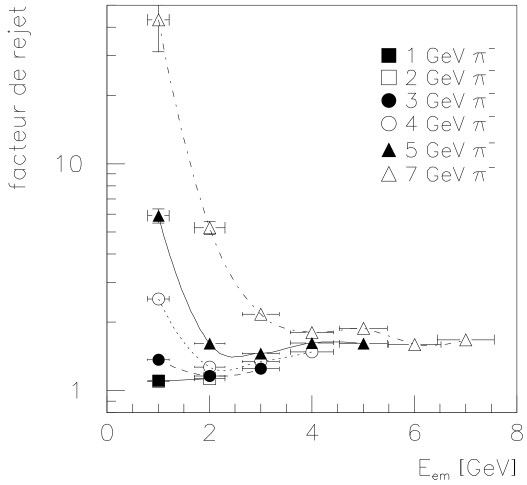


Figure 2.26: Les facteurs de rejet $R_{e/\pi}$ selon la coupure en R_{had} en fonction de l'énergie déposée dans la section électromagnétique E_{em} pour des pions de différentes énergies nominales. Les bornes d'un canal en E_{em} correspondent respectivement à $E_{em} \pm 3\sigma$, avec $\sigma = 7\%\sqrt{E_{em}}$. Ces bornes sont indiquées par les barres d'erreurs horizontales.

se révèle être plus puissant que celui basé sur le comportement de l'étalement longitudinal, comme nous le verrons par la suite. Sur la figure 2.27 nous présentons respectivement les profils moyens des électrons et des pions pour un dépôt total de 4 GeV dans la section électromagnétique. Ces profils, réalisés pour une matrice de 5×5 tours autour de la cellule la plus chaude, montrent clairement l'étalement plus large des gerbes hadroniques. En effet, pour le profil moyen des pions on voit un dépôt moyen de l'ordre 10 MeV dans les tours de la couronne extérieure de la boîte de 5×5. Par contre, pour les électrons, ces tours ne contiennent guère d'énergie en moyenne.

Au vue de cette discussion, un simple critère de séparation peut être réalisé à l'aide du comptage des tours avec un dépôt d'énergie supérieur à 10 MeV. A l'aide de ce seuil de 10 MeV correspondant à 5σ du bruit pour une cellule, on exploite la caractéristique de bas bruit du détecteur SpaCal. Sur la figure 2.28 nous montrons les distributions du nombre de tours touchées pour les électrons et les pions. On constate qu'en moyenne le nombre des tours touchées pour les pions est de 16 environ, ce qui est plus élevé que le nombre moyen de tours touchées pour les électrons (10 à peu près). Néanmoins les distributions ont un domaine d'intersection dû à leurs largeurs relatives. Les valeurs moyennes et les largeurs de ces distributions dépendent de l'énergie, comme on le voit sur la figure 2.29 sur laquelle nous indiquons les valeurs N_t *cut*; un événement dont le nombre de tours est inférieur à N_t *cut* est appelé "électron".

La figure 2.30 (gauche) présente les facteurs de rejet ainsi obtenus, en fonction de l'énergie déposée. Nous pouvons en déduire par exemple un facteur de rejet *intégral* de 5.3 pour les pions d'une énergie incidente de 7 GeV qui déposent une énergie supérieure à 3 GeV dans la section électromagnétique. Ce facteur de 5.3

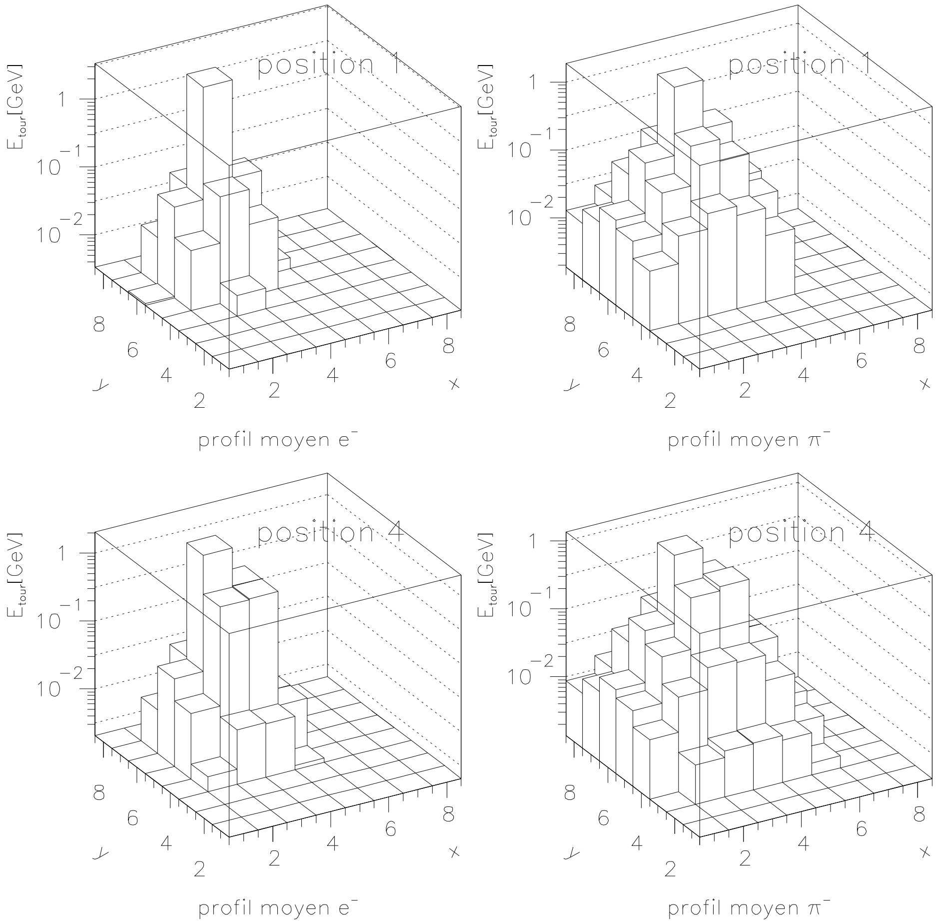


Figure 2.27: Les profils moyens des électrons et des pions dans une matrice de 5×5 tours SpaCal électromagnétique autour de la cellule la plus chaude. Seuls des dépôts d'énergie supérieurs à 10 MeV sont considérés. Ces profils moyens ont été réalisés pour des électrons à 4 GeV et des pions *déposant* 4 GeV dans la section électromagnétique (énergies nominales des pions E_{beam}=4,5,7 GeV. Les points d'impact sont respectivement au centre (position 1) et au coin (position 4) d'une tour.

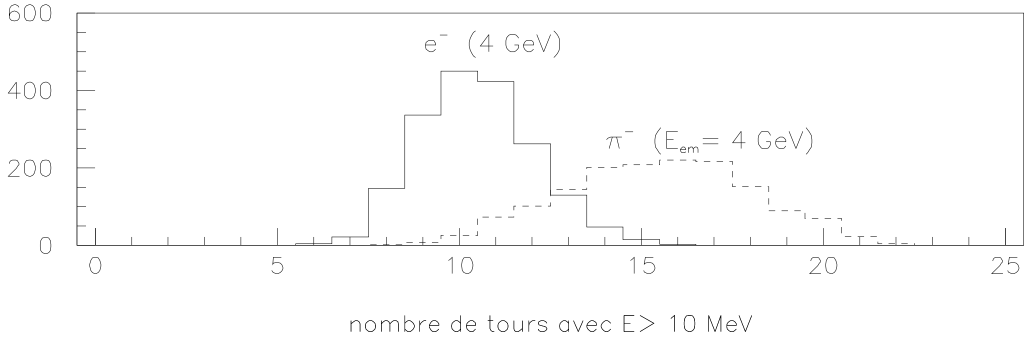


Figure 2.28: Les distributions du nombre des tours touchées lors d'un événement pour des électrons et pour les pions de 4 GeV. Le seuil en énergie pour le comptage d'une tour est égal à 10 MeV. Des électrons et pions avec E_{em}=4 *GeV* sont considérés.

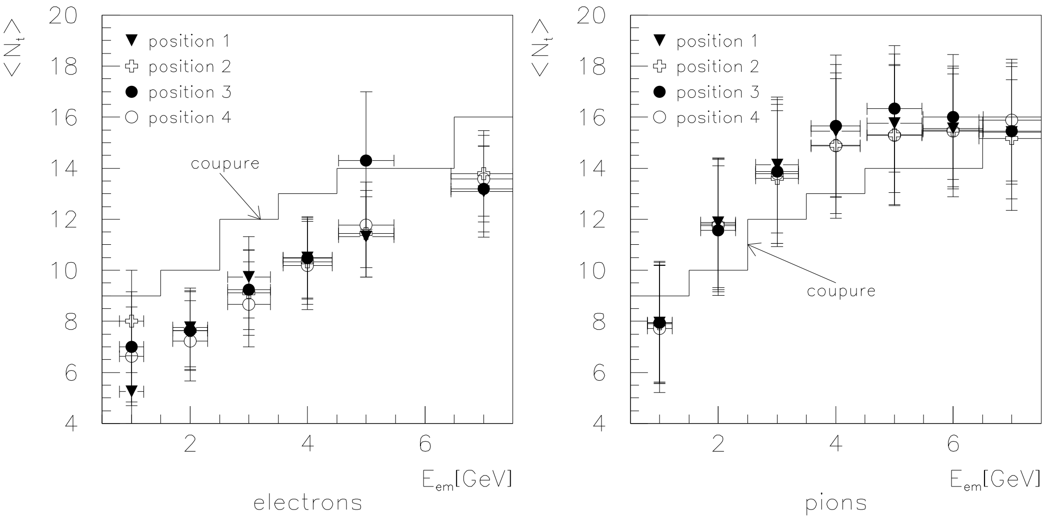


Figure 2.29: Les valeurs moyennes $< N_t >$ du nombre de tours touchées en fonction de l'énergie électromagnétique E_{em} pour les électrons (à gauche) et les pions (à droite). Les barres d'erreur verticales correspondent à la largeur (RMS) des distributions des nombre des tours touchées. Les barres d'erreur horizontales indiquent la largeur des canaux en E_{em}. Pour la plupart des valeurs on voit une indépendance de $< N_t >$ avec la position d'impact (pour les positions voir la figure 2.22). La ligne pointillée représente les valeurs de coupure N_t *cut* pour une acceptance moyenne de 97% des électrons. On constate que pour les pions le nombre de tours est en général supérieur à la valeur N_t *cut* correspondante, indiquant le rejet du pion.

peut être comparé à celui obtenu par la collaboration SpaCal du projet LAA du CERN [69] qui a aussi étudié un estimateur de séparation basé sur un comptage de tours. Le prototype de calorimètre SpaCal qu'ils ont employé avait des tours d'une surface hexagonale (8.2 cm sommet à sommet) et une profondeur de 2 m. Ils ont obtenu un facteur intégral de rejet de l'ordre 100 à une énergie incidente de 80 GeV avec un seuil pour le comptage d'une tour de 400 MeV. Pour expliquer ce facteur de rejet bien plus élevé que le notre, nous indiquons à nouveau qu'à une énergie de particule de quelques GeV, la probabilité de créer un hadron secondaire énergetique est petite. Ainsi, la gerbe ne s'étale pas transversalement par effet de collisions nucléaires successives comme à 100 GeV. Nous avons pu augmenter notre facteur de rejet en considérant un seuil de 2% de l'énergie déposée dans la tour la plus chaude. Pour cela, nous observons une amélioration se manifestant en des facteurs de rejet jusqu'à 20 pour des pions de 7 GeV, comme on peut le voir sur la figure 2.30. Le facteur de rejet intégral pour les pions d'une énergie incidente de 7 GeV qui déposent une énergie supérieure à 3 GeV est de 17.9 dans ce cas. L'intérêt d'un estimateur en nombre de tours est sa simplicité de mise en œuvre. Nous allons comparer ses performances à celles d'un autre estimateur transversal.

Nous avons vu au paragraphe 2.3.3 que la mesure du point d'impact est effectuée par le premier moment (équation 2.8). De la même façon, on peut définir

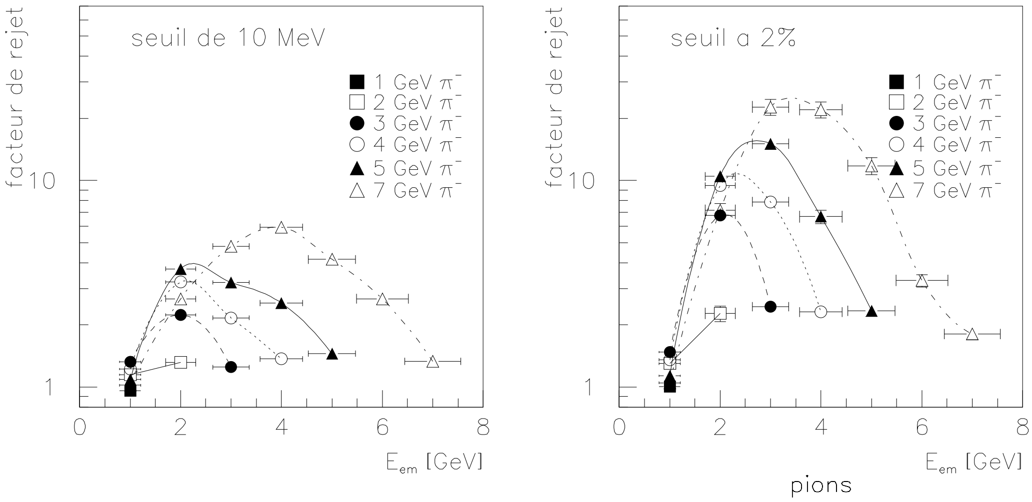


Figure 2.30: Facteurs de rejet obtenus à l'aide d'une coupure en nombre de tours N_t d'énergie supérieure à 10 MeV (à gauche) et à 2% de l'énergie de la tour la plus chaude (à droite). Les facteurs pour des pions à différentes énergies nominales sont donnés en fonction de l'énergie déposée dans la section électromagnétique (E_{em}). Nous notons que pour la coupure avec un seuil de 2%, l'ajustement des valeurs N_t *cut* a été refait de façon à obtenir aussi une acceptance de 97% pour des électrons.

un deuxième moment qui représente un estimateur de la largeur de la gerbe. Un tel estimateur a l'avantage, par rapport au comptage du nombre de tours, d'être plus sensible au profil effectif des gerbes et moins sensible aux fluctuations statistiques dans la queue des gerbes. La définition du deuxième moment est donnée par:

$$\mu_{2x} = \sqrt{\frac{\sum_i w_{i2}(x_i - \bar{x})^2}{\sum_i w_{i2}}}. \tag{2.13}$$

Dans cette formule, où $\bar{x}$(premier moment) est donné par l'équation 2.8 avec $W_0 = 4.4$, x_i dénote la coordonné du centre de la $i^{\text{ième}}$ tour. Pour le deuxième moment en y, on a une définition tout à fait identique. Les poids w_{i2} sont choisis de la même façon que pour le premier moment:

$$w_{i2} = max(0, W_{0,2} + \ln \frac{E_i}{E_{tot}}). \tag{2.14}$$

L'énergie dans la $i^{\text{ième}}$ tour est appelée E_i, E_{tot} est l'énergie totale de la gerbe. Le paramètre libre $W_{0,2}$ peut être différent de celui du premier moment. Pour optimiser le choix de $W_{0,2}$ à l'egard de la puissance de séparation électron/pions, on étudie un facteur de résolution $R(E_e)$ qui est donné par la formule suivante:

$$R(E_e) = \frac{[\bar{\mu}_{2,\pi} - \bar{\mu}_{2,e}(E_e)]^2}{\sigma_{\mu_\pi}\sigma_{\mu_e}(E_e)}, \tag{2.15}$$

où $\bar{\mu}_{2,e}(E_e)$ est la valeur moyenne du deuxième moment pour les électrons en fonction de l'énergie E_e et $\sigma_{\mu_e}(E_e)$ sa dispersion. Les variables $\bar{\mu}_{2,\pi}$ et σ_{μ_π} sont les quantités correspondantes pour des pions entre 2 GeV et 7 GeV. Une valeur maximale en $R(E_e)$ correspond à une puissance de séparation maximale. La figure 2.31 (à gauche) montre les facteurs de résolution $R(E_e)$ en fonction du paramètre $W_{0,2}$. Pour les différentes énergies des électrons, les maxima de $R(E_e)$

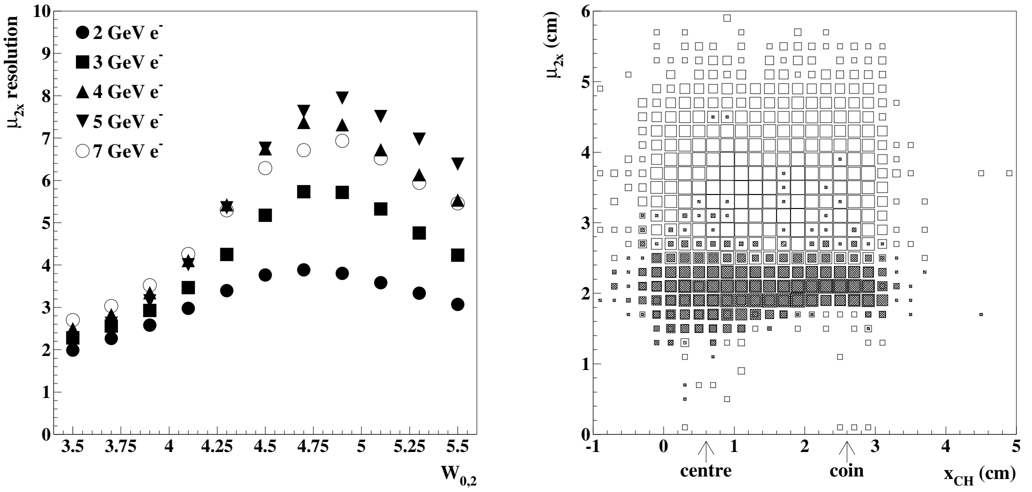


Figure 2.31: La figure de gauche présente le facteur de résolution $R(E_e)$ pour le deuxième moment de la coordonnée x en fonction du paramètre $W_{0,2}$. La figure de droite montre la corrélation entre les deuxièmes moments (pour $W_{0,2}$=4.85) et les points d'impact extrapolés avec la chambre à dérive.

se trouvent environ à la même valeur de $W_{0,2}$. Pour le choix optimal $W_{0,2} = 4.85$, on n'obtient qu'une faible dépendance des deuxièmes moments avec le point d'impact (fig. 2.31, à droite). La valeur $W_{0,2} = 4.85$ a été utilisé lors de toutes les études suivantes, non seulement pour les deuxièmes moments en x, mais aussi pour y.

L'estimateur choisi pour identifier les électrons est une combinaison des deuxièmes moments pour les coordonnés x et y:

$$\mu_2 = \sqrt{\mu_{2x}^2 + \mu_{2y}^2}. \tag{2.16}$$

Les valeurs de coupure μ_2 *cut* pour une acceptance de 97% des électrons sont présentées dans la figure 2.32. On utilise, pour la coupure sur le deuxième moment, la paramétrisation de la courbe d'ajustement des valeurs μ_2 *cut* présentée sur cette figure. L'erreur systématique introduite par l'utilisation de cette paramétrisation est de l'ordre de 1%. Les facteurs de rejet obtenus à l'aide de la coupure sur ce deuxième moment sont présentés sur la figure 2.33. Comparant

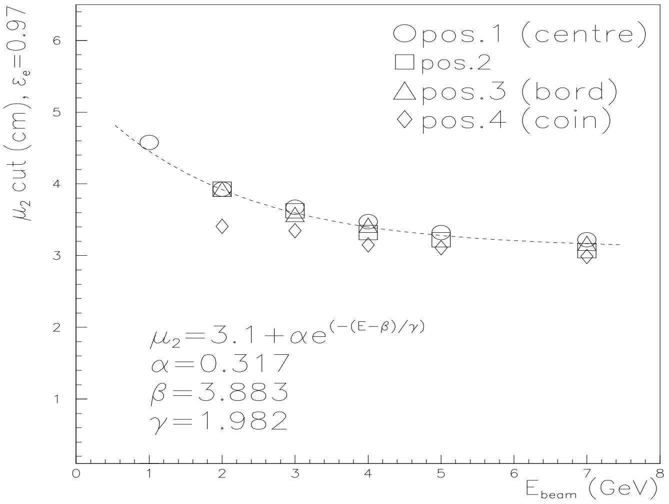


Figure 2.32: Les coupures en μ_2 d'une efficacité de 97% pour des électrons en fonction de l'énergie et pour les différents points d'impact.

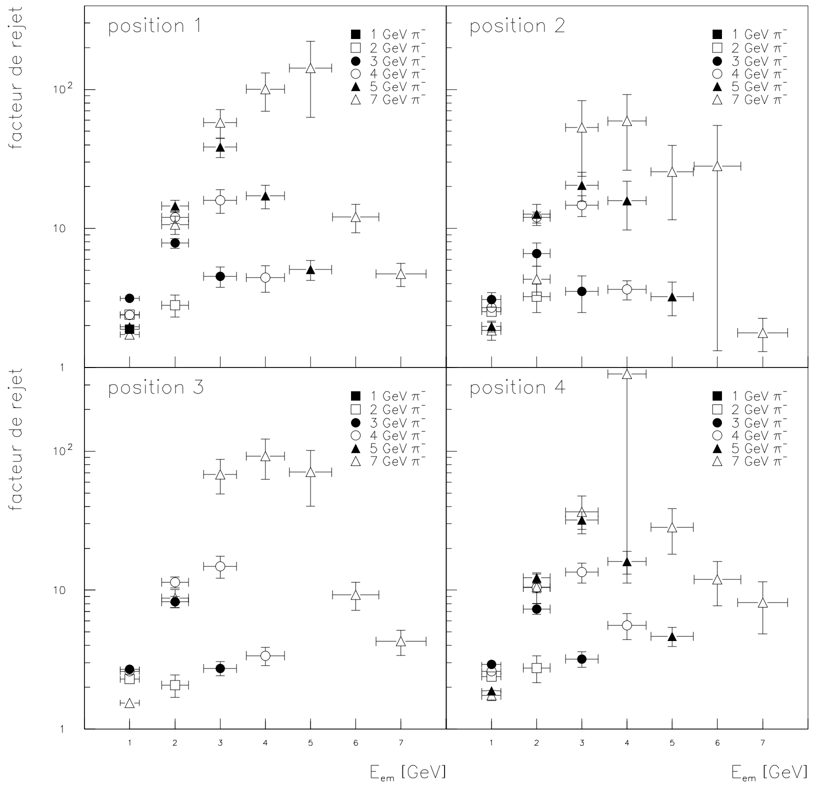
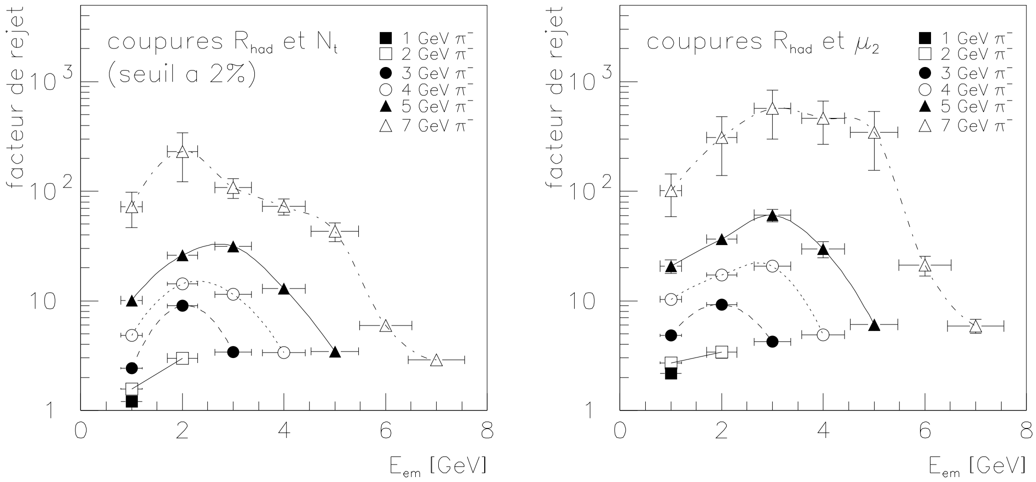


Figure 2.33: Facteurs de rejet obtenus à l'aide d'une coupure en μ_2 pour les quatres points d'impact. Les facteurs pour des pions à différentes énergies nominales sont donnés en fonction de E_{em}. Les facteurs de rejet atteignant 100 pour des pions de 7 GeV ne dépendent pas significativement du point d'impact.

ces facteurs à ceux de la figure 2.30, nous voyons que cette méthode basée sur l'estimateur μ_2 est en moyenne 2 à 5 fois plus efficace que celle basée sur le comptage des tours.

2.4.5 La combinaison des critères de séparation

Jusqu'à présent nous avons étudié indépendamment les estimateurs de séparation e/π. Nous présentons, sur la figure 2.34, les facteurs de rejet combinés: la coupure en R_{had} et celle en nombre de tours ainsi que la coupure en R_{had} et celle en μ_2. Nous voyons que la coupure en deuxième moment est plus puissante que celle du comptage de nombre de tours. Cependant, on peut remarquer que pour une



E [GeV]	acceptance e^- [%] R_{had} & N_t
1	98.1
2	95.1
3	93.8
4	96.0
5	92.0
7	98.5

E [GeV]	acceptance e^- [%] R_{had} & μ_2
1	95.4
2	97.1
3	95.1
4	96.0
5	90.8
7	95.5

Figure 2.34: Les facteurs de rejet en fonction de E_{em} pour différentes énergies nominales des pions. Ces facteurs ont été obtenus à l'aide de la combinaison respectivement des deux critères de rejet:

- la coupure en nombre de tours (seuil: 2% de l'énergie de la tour la plus chaude) et la coupure en R_{had} (à gauche).
- la coupure sur le deuxième moment μ_2 et la coupure en R_{had} (à droite).

Les acceptances pour les électrons sont respectivement indiquées sur les tableaux en dessous des figures.

énergie déposée de 1 GeV, seul le critère longitudinal est efficace quelque soit le critère transversal.

La figure 2.35 montre l'effet de l'application successive des deux critères de séparation R_{had} et μ_2. On constate que presque tous les pions interagissant dans la section électromagnétique sont rejetés par la coupure μ_2 et qu'après la coupure en R_{had}, il ne reste que quelques événements. Nous pouvons interpréter ces événemements résiduels soit comme étant des électrons non identifiés par les compteurs de Čerenkov ($\epsilon < 0.1\%$), soit comme des π^- qui créent un ou plusieurs π^0 lors de l'interaction, par exemple par le processus d'échange de charge. Ces π^0 se desintègrent respectivement en deux photons initiant une gerbe électromagnétique, ce qui peut rendre un tel événement indiscernable de la réponse d'un électron. A ce niveau, nous ne pouvons conclure fermement sur l'origine de ces pions résiduels.

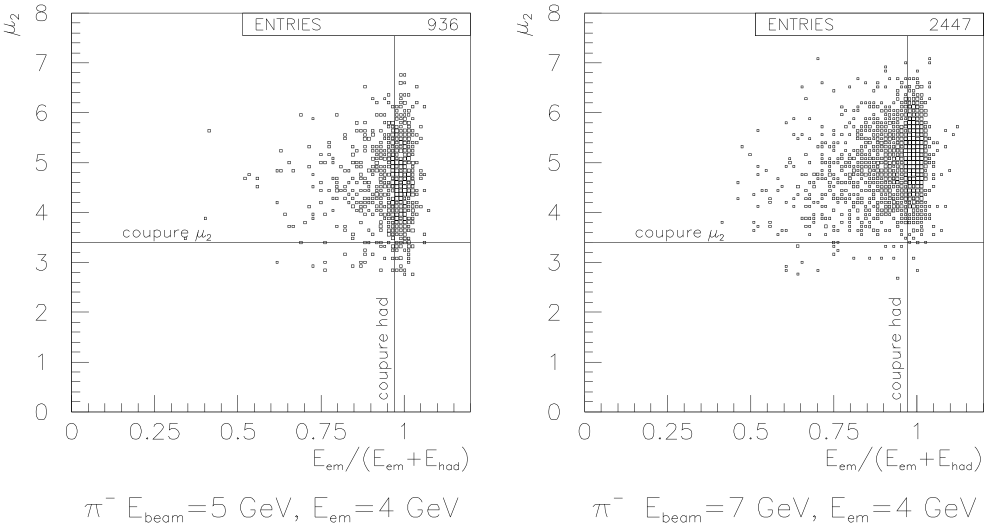


Figure 2.35: L'estimateur μ_2 en fonction de l'estimateur R_{had} pour des pions déposant 4 GeV dans la section électromagnétique avec une énergie nominale de 5 GeV (gauche) et 7 GeV (droite). Les lignes superposées montrent la coupure pour les deux estimateurs pour $E_{em} = 4$ GeV. Pour $E_{beam} = 7$ GeV, seul 5 des 2247 pions passent les deux coupures.

Nous concluons que le rejet du bruit de fond des $\pi^{\pm}$ de photoproduction au niveau de 1% est possible en gardant 95% des électrons. Soulignons cependant que dans l'expérience H1 $\sim$ 30% des pions de la photoproduction sont des π^0 et que la soustraction finale de la contamination en π^0 de ce qui s'appellera “électron” ne sera faite que statistiquement, comme nous l'avons indiqué au paragraphe 2.1.1.

2.5 Réponse aux MIP

D'une manière générale, pour une énergie déposée par des MIP, le signal lu n'aura pas la même amplitude que celle obtenue avec un électron. Nous allons calculer la réponse e/MIP où e/MIP représent le rapport du signal d'un électron sur celui d'un MIP. Pour obtenir le rapport e/MIP nous calculons à l'aide de la simulation détaillée du SpaCal [73], la perte d'énergie E^s la plus probable d'un MIP. Le rapport e/MIP est alors donné par $e/MIP = E^m/E^s$, où E^m est l'énergie la plus probable, mesurée en faisceau à l'échelle de l'électron, les ajustements des gains des photomultiplicateurs ayant été réalisés avec ces derniers.

Pour obtenir E^m nous devons nous affranchir d'un effet expérimental bien particulier au SpaCal, dû au faisceau ("bundle") arrière des fibres. En effet, quand un MIP traverse ce faisceau, il dépose une petite énergie ΔE_{faisc} comparable à celle déposée dans les fibres du SpaCal proprement dit. Nous pouvons calculer les ordres de grandeur en supposant une longueur moyenne du faisceau de fibres de 5 cm; l'énergie déposée est égale à: $\Delta E_{faisc} \sim 2$ MeV/(g/cm^2)$\times$1 g/cm$^3 \times$5 cm $\sim$ 10 MeV. L'énergie la plus probable déposée par un MIP dans le SpaCal + faisceau de fibres vaut ~ 300 MeV (figure 2.25); en supposant une fraction d'échantillonage[1] ~ 5%, l'énergie réellement déposée par ionisation dans les fibres vaut environ 15 MeV ce qui est bien de l'ordre de ΔE_{faisc}. Nous étudions quantitativement cet effet sur les données acquises pour différentes positions moyennes du faisceau par rapport aux tours SpaCal (cf fig. 2.22). Sur la figure 2.36, nous présentons l'énergie la plus probable déposée par un MIP en fonction de son paramètre d'impact à l'entrée du calorimètre pour les 6 énergies nominales du faisceau. A 7 GeV, on voit que l'effet de variation atteint 150 MeV. Il est intéressant de noter que plus l'énergie nominale du faisceau est petite, moins cette variation est prononcée; nous l'expliquons par le fait qu'à basse énergie la direction incidente du MIP est perdue à cause de la diffusion multiple. Nous avons réalisé un ajustement de ces données pour ces différentes énergies avec la fonction suivante:

$$E_{dep} = P1 + P2 \sin(P3 \cdot x + P4) \tag{2.17}$$

Sur la figure 2.37 nous présentons ces valeurs d'ajustement. Le paramètre P1 correspondant au dépôt d'énergie moyen est à peu près constant et vaut (340 ± 10) MeV. On peut voir que la valeur de P3 qui correspond à la période spatiale

---

[1] La fraction d'échantillonage f_{ech} pour des particules au mimium d'ionisation peut être estimée par le rapport de la perte d'energie dans le milieu actif par rapport à la perte totale d'energie dans le calorimètre:

$$f_{ech} = \frac{dE/dx[\text{1 fibre}]}{dE/dx[\text{1 fibre + 1 carré de plomb}]} \sim 5\%,$$

où les valeurs pour dE/dx sont prises de la "Particle Data Book" [74] et un rapport volumique plomb:fibre 2.27:1 est supposé.

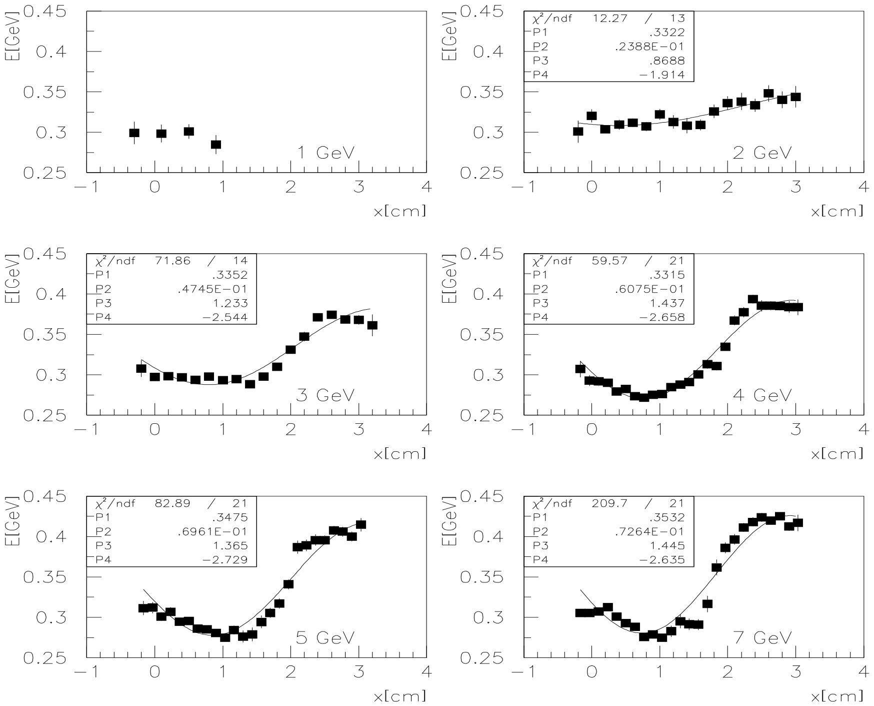


Figure 2.36: Dépôts d'énergie des MIP mesurés à l'échelle de l'électron pour différentes énergies nominales et en fonction de la position d'impact en direction x.

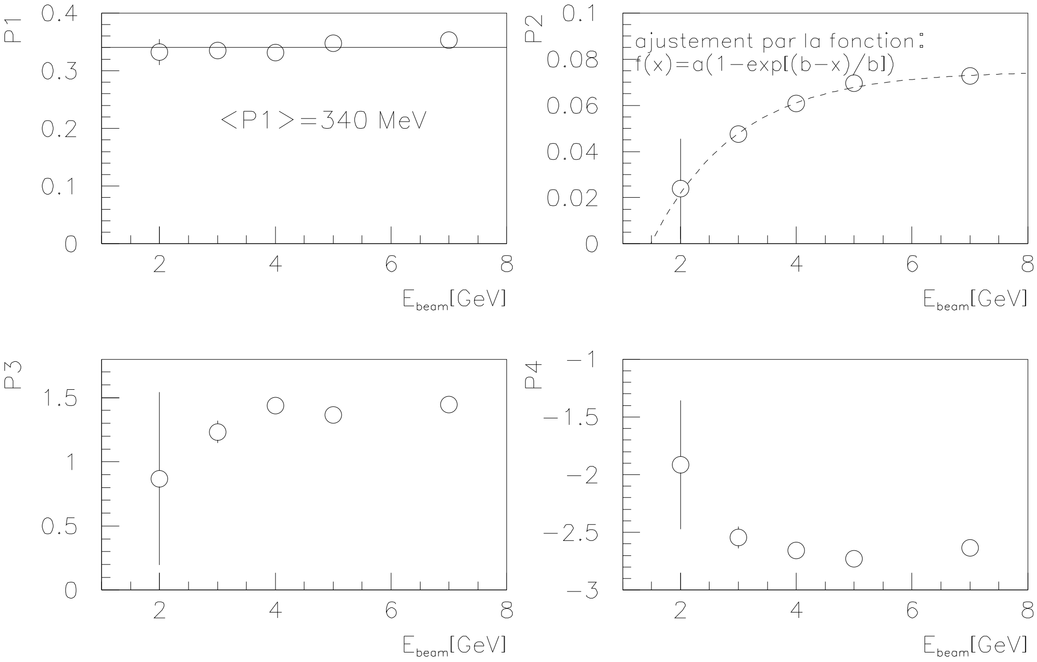


Figure 2.37: Paramètres d'ajustement P1, P2, P3 et P4 des valeurs sur la figure 2.36 en fonction de l'energie du faisceau. La valeur moyenne de P1 est (340 ± 10) MeV. Les valeurs P2 ont été ajustées à l'aide de la fonction indiquée sur la figure. Pour cela on a trouvé: a= (75 ± 3) MeV, b= (1.5 ± 0.1) cm.

des tours, vaut bien $2\pi/4$ cm ~ 1.5 cm^{-1}. Pour les valeurs de P2, correspondant à l'amplitude de l'oscillation des courbes sur la figure 2.36, on constate un comportement asymptotique pour une augmentation de E_{beam}. La valeur a de convergence P2, a été trouvée à l'aide de la fonction d'ajustement indiquée sur la figure. Nous avons obtenu $a = (75 \pm 3)$ MeV. Nous considérons alors que l'énergie la plus probable déposée par un MIP égal à $E^m = \mathrm{P1} - a$. Nous obtenons $E^m = 265 \pm 10$ MeV pour la section électromagnétique à l'échelle de l'électron. Pour la section hadronique, à cause de notre bruit cohérent, nous n'avons pas pu extraire la valeur E^m mais ceci à pu être fait à l'aide des tests CERN-SPS avec des MIP à 10 GeV [73]. La valeur obtenue vaut $E^m = (400 \pm 15)$ MeV; la contribution apparente du faisceau de fibre pour cette section a une amplitude de 300 MeV. Nous avons calculé l'énergie réellement déposée à l'aide de la simulation GEANT; nous calculons ainsi les rapports e/MIP pour les deux SpaCal (cf tableau 2.2). On peut comprendre qualitativement que les rapports e/MIP soient inférieurs à 1 en se rappelant [75] qu'une partie importante du signal d'une gerbe électromagnétique est due à l'ionisation du milieu actif par les électrons créés par effet Compton ou photoélectrique dans le milieu *absorbeur* [2]. Par contre, pour un MIP, le signal obtenu est généré par l'ionisation directe dans le milieu actif. C'est cette différence d'origine du signal entre un électron et un MIP qui conduit à un rapport $e/MIP < 1$ pour des calorimètres avec un milieu $Z_{abs} > Z_{act}$. Ceci explique donc aussi que le rapport $(e/MIP)^{had}$ est inférieur à $(e/MIP)^{em}$ à cause de la différence des rapport plombs/fibres. Indiquons que le rapport e/MIP, mesuré pour le prototype SpaCal (rapport plomb:fibre de 4:1) du projet LAA au CERN était égal à 0.72 [75].

	E^m(MeV)	E^s(MeV)	e/MIP
EM	265 ± 10	231	0.87 ± 0.03
HAD	400 ± 15	280	0.70 ± 0.03

Tableau 2.2: Les rapports e/MIP pour les deux sections SpaCal.

Nous pouvons utiliser nos simulations des MIP dans les deux SpaCal pour vérifier la loi de la résolution en énergie pour des gerbes électromagnétiques. En effet, l'origine du signal d'une gerbe électromagnétique implique que seuls les photoélectrons crées près de la surface du milieu actif sont détectés. Ceci implique que l'on s'attend à avoir une meilleure résolution électromagnétique si :

- on augmente la fraction d'échantillonage f_{ech} en diminuant le rapport plomb:fibre pour un diamètre de fibre fixé; où l'on définit f_{ech} comme étant le rapport

---

[2] Remarque: ceci est vrai seulement si le Z de l'absorbeur est très supérieur à celui du milieu actif , ce qui est notre cas.

entre l'énergie déposée dans les fibres sur l'énergie totale déposée par un MIP.

- on augmente la fréquence d'échantillonage, en diminuant le diamètre d des fibres pour un rapport plomb:fibre fixé.

On attend donc la dépendance suivante de la résolution en énergie [75]:

$$\sigma(E)/E = c\sqrt{d/f_{ech}} \tag{2.18}$$

qui a été vérifiée pour différentes réalisations de détecteurs SpaCal [75]. La résolution de la section hadronique a été mesurée [65] égale à $\sigma_e^{had}(E)/E = (12.5\pm 3.0)\%/\sqrt{E}$ à l'aide de mesures en faisceau test d'électrons à ITEP à Moscou [65]. Ainsi nous obtenons un rapport des résolutions égal à:

$$\frac{\sigma_e^{had}}{\sigma_e^{em}} = \frac{12.5\%}{7.1\%} \simeq 1.8 \ . \tag{2.19}$$

A partir de nos simulations, nous calculons les f_{ech} pour les MIP pour chaque section et à l'aide de la formule 2.18, on obtient:

$$\frac{\sigma_e^{had}}{\sigma_e^{em}} = \sqrt{\frac{d^{had} \cdot f_{ech}^{em}}{d^{em} \cdot f_{ech}^{had}}} \simeq 1.9 \ , \tag{2.20}$$

où $f_{ech}^{em} = 5.54\%$ et $f_{ech}^{had} = 3.06\%$. La valeur $\sigma_e^{had}/\sigma_e^{em}$, ainsi obtenue est compatible avec celle du rapport des résolutions en énergie électromagnétique (équation 2.19).

Chapitre 3

L'électronique associée aux SpaCal-H1

3.1 Introduction

De façon à exploiter au mieux les performances potentielles des détecteurs SpaCal, l'électronique devra obéir principalement aux exigences suivantes:

1. Pour les événements physiques, déclencher à bas seuil avec la meilleure uniformité spatiale possible pour la section électromagnétique.
2. Sélectionner les événements provenant des collisions e/p parmi les collisions proton-gaz et proton-collimateur. Rappelons en effet que l'ancien véto a été retiré pour l'installation de la section hadronique.
3. Pouvoir se connecter sur l'acquisition du calorimètre Argon liquide aussi bien pour la lecture des quantités analogiques (énergie, temps) ou digitales ("trigger bits" et autres).

Nous discuterons successivement les exigences 1. et 2. après avoir présenté le schéma d'ensemble de l'électronique SpaCal dans l'environnement H1 au paragraphe suivant. Nous discutons, en guise d'introduction à ce chapitre, la position du problème pour la réalisation du déclenchement uniforme spatialement sur "l'électron" et celui du rejet en ligne des événements de bruit de fond généré par le faisceau de protons.

Le déclenchement spatial: Nous avons vu (paragraphe 2.3) que les non-uniformités résiduelles au bord des sous-modules sont au pire de 8% pour des gerbes électromagnétiques. L'empilement des supermodules n'introduit pas de zones mortes observables. L'idée de base pour conserver cette bonne uniformité au niveau de l'électronique de déclenchement est d'effectuer des sommes glissantes des énergies déposées dans chaque tour. De cette façon, un électron dont le point d'impact est tel que l'énergie est partagée entre 2 ou 4 tours (fig. 3.1) sera détecté

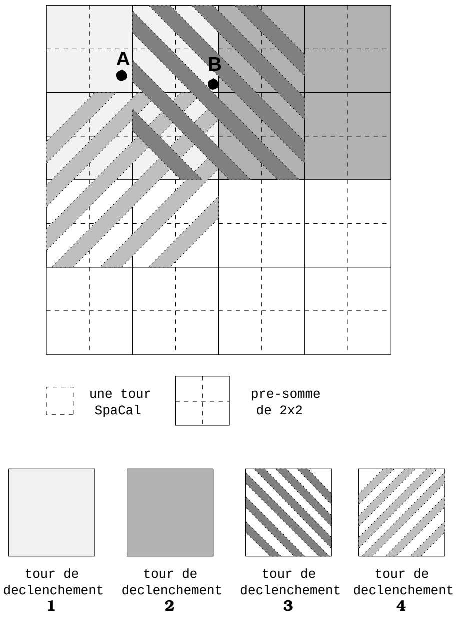


Figure 3.1: La fonction des fenêtres glissantes: Pour un électron dont le point d'impact est situé à la position A l'énergie va être récupérée dans la tour de déclenchement 1. Un électron entrant en B dépose son énergie partiellement dans les tours de déclenchement 1 et 2, mais toute l'énergie est récupérée dans la tour de déclenchement 3. La tour 4 est montrée pour signifier le principe des fenêtres glissantes en deux dimenssions.

avec la même efficacité que pour un point d'impact situé au centre d'une tour. Comme nous le montrons dans la figure 3.1, les sommes sont effectuées à partir de pré-sommes de 2×2. Nous discuterons en détail l'ensemble de l'électronique de déclenchement au paragraphe 3.6.

Le déclenchement en temps: La différence de temps d'arrivée des particules provenant d'une collision physique ou d'un bruit de fond peut être calculée dans la figure 3.2 à l'aide d'un diagramme z-t où z est exprimé en ns. Sur ce diagramme, sont indiquées en z, la position moyenne d'interaction e/p, (0), ainsi que celles des calorimètres SpaCal; les deux temps indiqués entre parenthèses représentent la séparation en temps entre la face avant et le faisceau arrière des fibres. La ligne de pente (-1) indique que les protons viennent de la droite, les 2 lignes en pointillés indiquant la taille du faisceau de protons à 2σ ($\sigma = 0.4$ ns). Le paquet d'électrons arrive par la gauche, sa taille de 1 cm étant négligeable. On voit que le temps moyen de séparation des événements est de 11 ns, 14 ns pour la section électromagnétique et hadronique respectivement. Pour un bruit de fond créé par le début du paquet de protons à la face avant d'entrée du SpaCal, ces temps sont réduits à 9.6 ns et 13 ns respectivement. Nous avons aussi indiqué un bruit de fond très en amont de H1 (A). Pour ces événements, on peut voir que les produits de réinteraction (B) peuvent arriver bien plus tard et diminuer le temps de séparation entre les deux types d'événements.

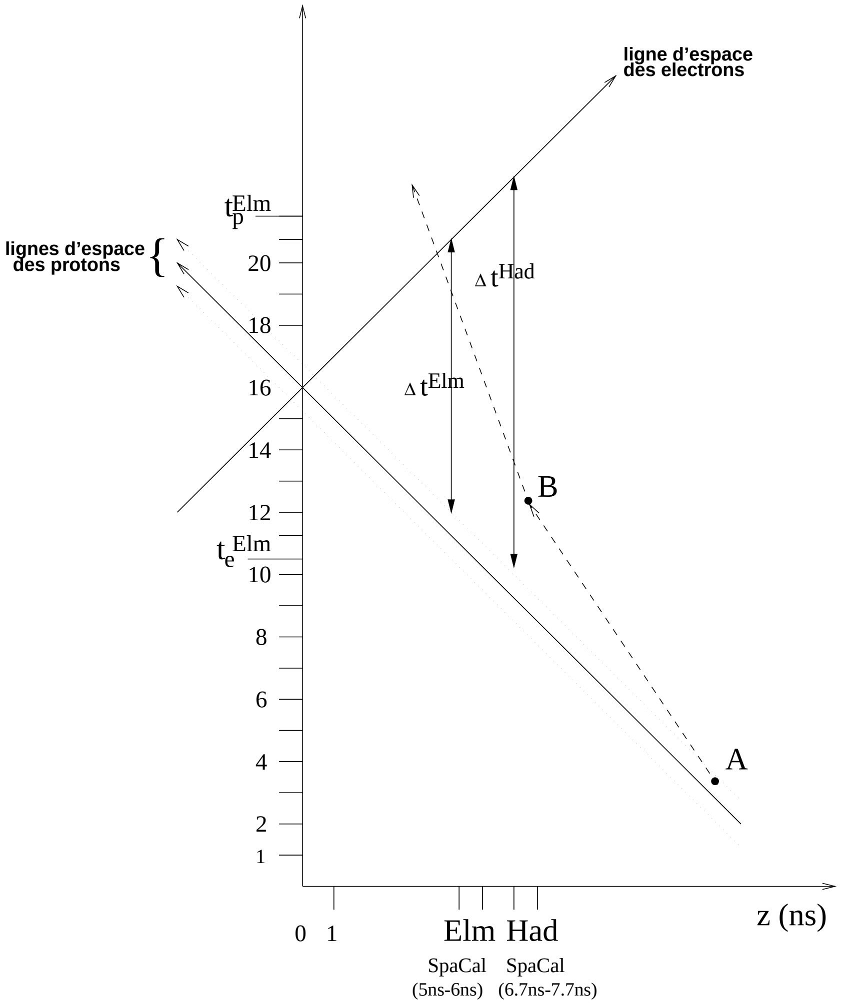


Figure 3.2: La différence en temps de vol entre des particules issues d'une collision e/p et celles provenant d'un bruit de fond dans les deux calorimètres SpaCal.

D'une manière générale, la mesure du temps d'un signal à seuil de discrimination fixé dépend de l'amplitude du signal d'entrée (effet de “walk”, fig. 3.3 a) ainsi que des variations éventuelles de la pente de ce signal d'une voie à l'autre ou à l'intérieur de la gamme dynamique. La technique bien connue pour compenser cet effet est la discriminaison à fraction constante (**CFD**). Son principe consiste à obtenir (fig. 3.3 b) un croisement à la ligne de base (zero crossing) indépendant de l'amplitude et placer le seuil d'un comparateur le plus près possible de ce “zéro”. Mais, à cause du bruit inhérent à toute électronique ce passage à zéro s'effectue fréquemment et un signal est validé en parallèle par un discriminateur du type indiqué en 3.3 a. De façon à obtenir une information en temps indépendante de l'amplitude à la sortie de la coïncidence on s'arrange pour que les signaux logiques (fig. 3.3 b) soient retardés d'un temps égal approximativement au temps de montée t_m du signal. Pour notre sélection en ligne des événements physiques, le temps de décision devant être de l'ordre 4 ns (paragraphe 3.5), l'utilisation d'une validation en énergie ne sera pas, comme nous le verrons, réalisée.

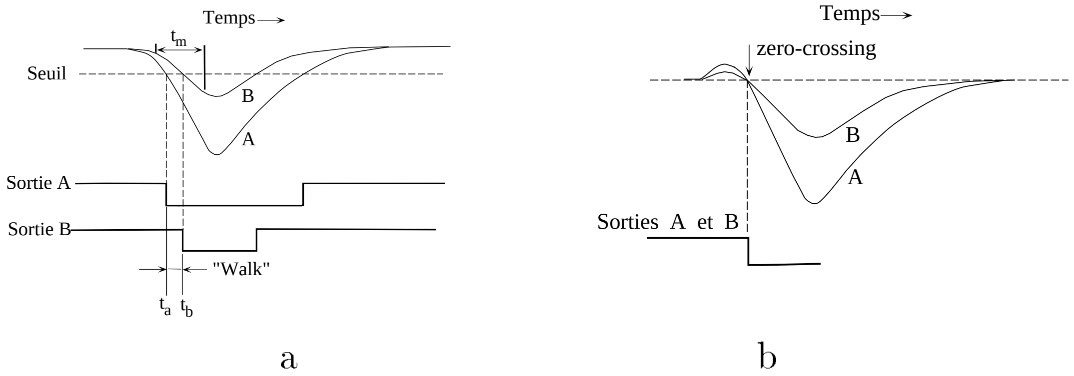


Figure 3.3: L'erreur systématique pour la résolution en temps d'un discriminateur classique: L'effet de “walk”(a) et la compensation du “walk” par une discriminaison à fraction constante (b).

3.2 Vue d'ensemble

La figure 3.4 présente l'ensemble de l'électronique réalisée pour la section *électromagnétique*. Cette électronique produit les grandeurs utiles pour l'analyse (énergie, temps, bits) ainsi que des éléments utilisés pour le déclenchement de niveau 1 de l'expérience H1. Nous décrivons plus en détail cette figure.

Les signaux de scintillation sont lus par un photomultiplicateur et intégrés par une électronique située sur ce photomultiplicateur; nous les décrivons au paragraphe 3.3. Les signaux sont reçus par la carte analogique avec laquelle on mesure l'énergie déposée dans chaque tour (paragraphe 3.4). Le signal reçu par cette carte est envoyé vers la carte “front end” décrite au paragraphe 3.5; cette dernière réalise la discriminaison en ligne des événements de bruit de fond

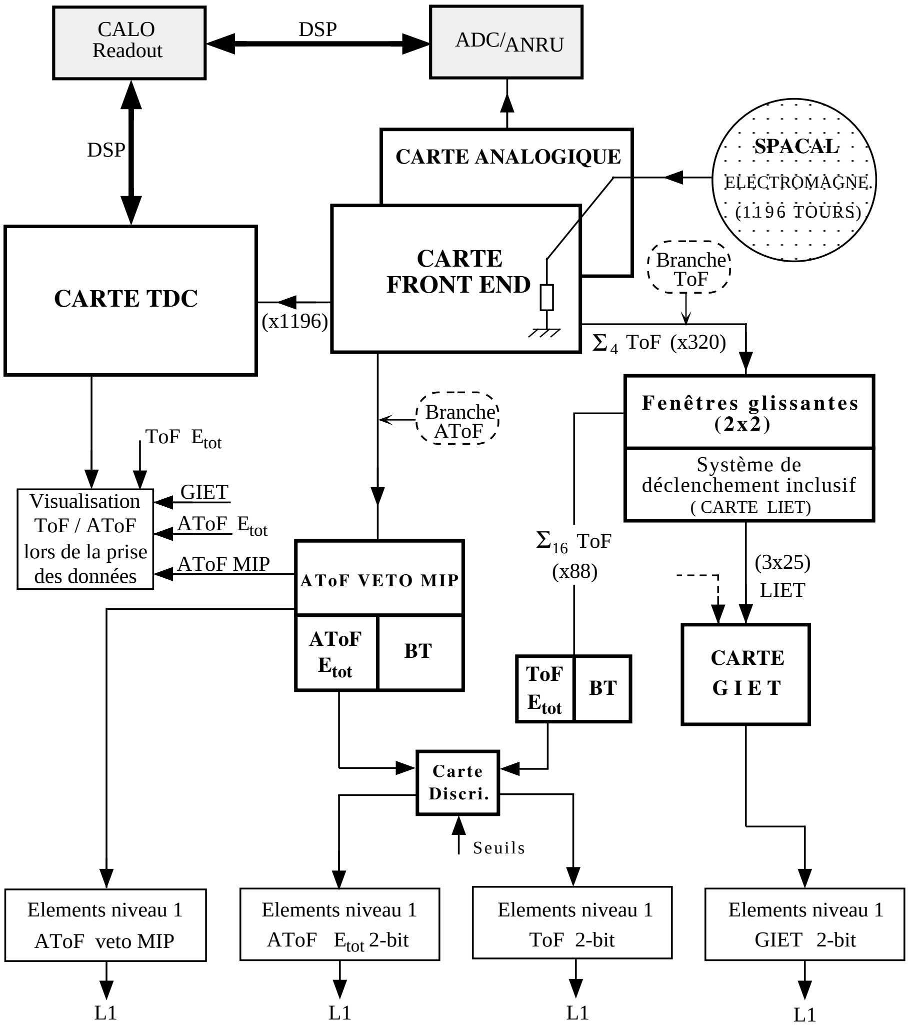


Figure 3.4: Schéma des modules électroniques associés au détecteur SpaCal-H1 électromagnétique.

(proton-gaz) de ceux de physique (e-p). En fonction du temps d'arrivée du dépôt d'énergie dans chaque tour, les signaux sont envoyés dans une branche **ToF**[1](ep) ou **AToF**[2](p-gaz); les mises en forme pour ces deux électroniques ainsi que des pré-sommes analogiques, sont effectués sur cette même carte "front end" (paragraphe 3.5). Elle fournit aussi le signal contenant l'information en temps, numérisée par les cartes TDC; ces dernières sont décrites en détail au paragraphe 3.4. L'électronique de déclenchement spatial (branche ToF) inclut les cartes qui réalisent les sommes analogiques glissantes. Les signaux sont ensuite comparés à 3 seuils dans les cartes LIET (**L**ocal **I**nclusive **E**lectron **T**rigger). Le OU global définissant le déclenchement inclusif pour le niveau 1 est effectué dans la carte GIET. Cette électronique est décrite en détail au paragraphe 3.6.

On effectue aussi le calcul de l'énergie "Big Tower"(BT) et de l'énergie totale déposée dans le SpaCal électromagnétique dans cette branche ToF. Ce calcul est réalisé à l'aide d'une électronique de somme analogique qui est décrite au paragraphe 3.8.

L'énergie discriminée en AToF va être utilisée pour générer un signal de véto. Dans l'électronique notée "AToF veto MIP" (fig. 3.4), on calcule les sommes 2×2 des signaux reçus, correspondant ainsi à 64 tours SpaCal, et on les compare à un seuil; le résultat de cette comparaison génère l'élément de déclenchement de niveau 1. En parallèle on calcule aussi l'énergie totale AToF et l'énergie "Big Tower".

Les énergies totales ToF et AToF sont comparées chacune à 2 seuils ($\sim$ 500 MeV, 4 GeV) qui sont chacun un élément de déclenchement de niveau 1.

L'électronique pour la section *hadronique* est identique sauf que les $\sum_4$ToF sont envoyées directement dans le calcul de l'énergie totale, le déclenchement sur un électron n'ayant pas évidemment de sens pour ce détecteur.

Nous résumons sur le tableau 3.1 les différents éléments de déclenchement pour le niveau 1 pour les 2 détecteurs SpaCal.

3.3 Le photomultiplicateur et la base active

3.3.1 Le photomultiplicateur

Le choix d'un dispositif de mesure de la lumière sortant du calorimètre SpaCal est contraint par les principales exigences suivantes:

1. Surface de collection (S_{eff}) de lumière correspondant à la surface de ~ 3 cm^2 du mélangeur de lumière.

---

[1] Time of Flight

[2] Anti Time of Flight

	EM			HAD		
	nom	seuils	bits	nom	seuils	bits
ToF (ep)	IET	3	2	-	-	-
	E_{tot}	1	1	E_{tot}	2	2
AToF (p-gaz)	veto MIP	1	1	veto MIP	1	1
	E_{tot}	1	1	E_{tot}	2	2

Tableau 3.1: Le nombre des seuils et bits pour les différents éléments de déclenchement de premier niveau pour les détecteurs SpaCal-H1.

2. Opération dans un champ magnétique d'environ 1.2 T.
3. Résolution en temps de déclenchement pour des particules au minimum d'ionisation (MIP) de l'ordre 2-3 ns.
4. Transmission adaptée (sur 50 Ω ou 100 Ω) des signaux analogiques entre le détecteur et l'électronique de décision en temps, pour éviter des redéclenchements dûs à des réflections du signal.

Pour un détecteur SpaCal, lu avec des photomultiplicateurs standards, le nombre de photoélectrons (p.e.) mesurables est de l'ordre de 1 p.e./MeV [79]. Pour une particule au minimum ionisant cela correspond à 300 p.e.. Dans un intervalle de temps de 3.2 ns, égal à la constante de temps de scintillation pour des fibres BCF-12 [60], on récolte environ 63% des photons. Le courant moyen ainsi obtenu est de l'ordre de:

$$(1.6\ 10^{-19}\ C \times 300 \times 63\%)/3.2\ ns \simeq 10^{-8}\ A$$

En supposant un amplitude maximale du signal (correspondant à l'électron de 30 GeV) égale à 4 V, on obtient une valeur de gain G nécessaire de l'ordre:

$$G = \frac{40mV}{50\Omega} \times \frac{1}{10^{-8}A} = 6\ 10^4.$$

On voit qu'on doit donc rechercher un gain de l'ordre quelques 10^4. Ce gain peut être fourni soit par un photodétecteur seul, soit combiné avec une électronique d'amplification. Différents détecteurs de photons peuvent être considérés:

- Les photodiodes PIN (Efficacité[3] quantique $\epsilon \simeq 70\%$, $G = 1$, $S_{eff} \leq 1$ cm^2) sont exclues à cause de l'absence d'amplification. De plus elles ont l'inconvenient qu'un MIP ou une particule issue d'une gerbe la traversant,

---

[3] L'efficacité quantique correspond à l'efficacité de détection des photons crées par le dispositif de détection de lumière.

peuvent simuler un dépôt de grande énergie ("nuclear counter effect"). Ceci peut être néanmoins signé en installant une deuxième photodiode derrière la première.

- Les APD[4], ($\epsilon \simeq 70\%$, $G \sim 100$, $S_{eff} \sim 0.3$ cm^2) des photodiodes qui réalisent une amplification du signal par effet d'avalanche, présentent l'inconvénient d'avoir une surface très petite. Soulignons que pour les APD les plus récentes développées pour les expériences du LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) au CERN, le "nuclear counter effect" a pu être supprimé [80]. Ces APD ont en plus un bas niveau de bruit.

- Les HPD[5] ($\epsilon \simeq 20\%$, $G \sim 10^3$, $S_{eff} \sim (5$ - $75)$ cm^2), ce type de détecteur est constitué d'une photocathode en regard d'un détecteur au silicum. Les photoélectrons sont accélérés par un champ électrique de l'ordre 10 kV sur 1 cm et déposent par ionisation leur énergie dans le détecteur de silicium (PIN ou APD). Des études recentes [81] ont démontré qu'un gain de l'ordre 1000 peut être obtenu dans des champs magnétiques supérieurs à 1 T. La performance concernant la résolution en temps (temps de montée des signaux $\sim$ 8 ns) est satisfaisante. Ce genre de détecteur convenait à priori pour notre application, mais au moment de l'évaluation du projet SpaCal la technique des HPD n'était qu'au stade de développement.

- Des FMPMT[6] ($\epsilon \simeq 20\%$, $G \sim 10^4$,$S_{eff} \sim (5$ - $75)$ cm^2), des photomultiplicateurs possédant un gain élévé dans un fort champ magnétique. Les dynodes d'un FMPMT sont des grilles parallèles espacées d'une distance de l'ordre de 1.5 mm. Les électrons produits à la photocathode ont des trajectoires courbées par le champ magnétique intense. Cependant, une partie des électrons atteint l'étage suivant. Le choix de la collaboration s'est porté sur ces FMPMT après que le groupe de Dortmund ait montré la faisabilité de cette technique [82]. Une image d'un photomultiplicateur FMPMT est présentée dans la figure 3.5.

Les photomultiplicateurs proposés par le fabricateur Hamamatsu au début du projet SpaCal convenait pour équiper la section hadronique. Ces photomultiplicateurs (R2490-05) ont une surface active de 10.2 cm^2 correspondant à la face du mélangeur de lumière. Pour la section électromagnétique, les photomultiplicateurs de 1 pouce disponibles étaient trop longs pour l'espace restreint du SpaCal dans H1. Hamamatsu a modifié ce modèle de photomultiplicateur de 1 pouce pour l'adapter à notre besoin. De plus, pour pouvoir fournir les 1320 tubes dans les délais courts du projet, ce fabricant a mis en œuvre une chaîne de production dédiée pour ce photomultiplicateur (R5505). Dans le tableau 3.2 nous avons

---

[4] Avalanche Photo Diode

[5] Hyprid Photo Diode

[6] Fine-Mesh Photomultiplier Tubes

Figure 3.5: Image d'un photomultiplicateur Hamamatsu R5505 équipant le calorimètre électromagnétique. On peut voir les étages de dynodes parallèles.

résumé les caractéristiques de ces photomultiplicateurs pour les deux sections SpaCal.

paramètre	R5505	R2490-05
longueur	40.0 ± 1.5 mm	50.0 ± 2.0 mm
diamètre effectif de la cathode	17 mm	36 mm
matériau de la fenêtre	borosilicate	borosilicate
matériau de la cathode	bialkali	bialkali
Domaine de longeur d'onde	(300-650) nm	(300-650) nm
Sensibilité maximum	420 nm	420 nm
nombre de dynodes	15	16
haute tension nominale	2000 V	2500 V
haute tension maximale	2500 V	2700 V
gain sans champ magnétique	$\simeq 10^6$	$\simeq 10^7$
perte de gain pour $B = 1.2$ T	90	160

Tableau 3.2: Les principaux paramètres des photomultiplicateurs Hamamatsu équipant la section électromagnétique (R5505) et hadronique (R2490-05).

Soulignons que la sensibilité de la photocathode présente un maximum vers 420 nm, ce qui a influencé le choix des fibres scintillantes: le maximum du spectre d'émission des fibres BCF-12 est de 435 nm, une valeur bien assortie aux sensibilité de la photocathode.

Les collaborateurs de Heidelberg en Allemagne ont testé tous les photomultiplicateurs équipant les deux sections SpaCal selon les performances suivantes [83]:

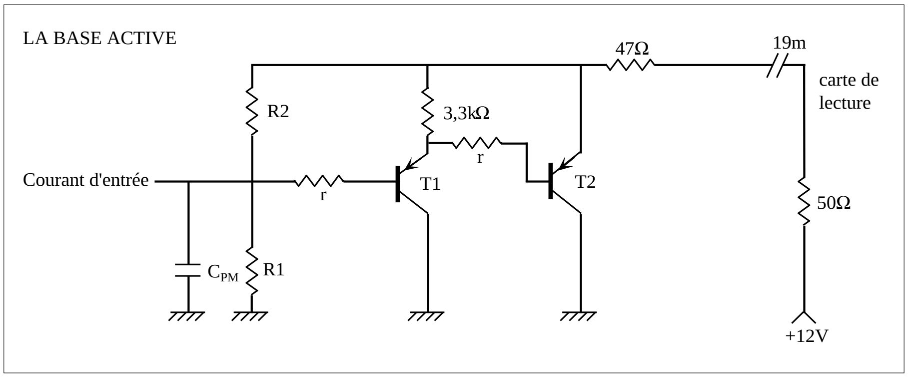
- Le gain sans champ magnétique.
- La réduction du gain dans le champ magnétique de 1.2 T.
- L'homogénité de la réponse de la photocathode.

3.3.2 La base active

Même avec ce choix du FMPMT, on peut remarquer que pour un signal d'une particule MIP, la tension sera de l'ordre:

$$V_{MIP} \sim 10^4 \times 10^{-8} \times 50\ \Omega = 5\ mV \quad ,$$

ce qui dans H1 est proche des valeurs de bruit systématique en tension dû à l'environnement [84]. Nous avons décidé d'adjoindre une électronique active à la sortie du photomultiplicateur ce qui permet de transmettre le signal sur 50 Ω tout en conservant la bande passante complète du signal (nécessaire pour la sélection en temps ToF/AToF). Au lieu d'employer un préamplificateur de charge à contre réaction, nous avons utilisé le schéma de la figure 3.6. Le signal en courant est intégré sur la capacité anode-dernière dynode du photomultiplicateur (C_{PM}). Cette capacité se décharge avec la constante de temps donnée par



	EM	HAD
C_{PM} (pF)	15	50
R1 (kΩ)	12	3.3
R2 (kΩ)	1.8	0.51

Figure 3.6: Schéma électronique d'une "base active". Le tableau ci-dessous montre respectivement les valeurs de résistance et la capacité de la dernière dynode du photomultiplicateur pour les sections électromagnétique et hadronique. Nous utilisons de transistors BFQ92 du fabricateur Phillips pour T1 et T2.

$C_{PM}R_1$. Les deux transistors montés en suiveur de tension conservent la bande passante du signal. Les valeurs des capacités des deux types de photomultiplicateurs (électromagnétique, hadronique) sont respectivement de l'ordre ~15 pF et ~50 pF. Ceci nous a conduit à choisir des valeurs différentes de R1 (12 kΩ, 3.3 kΩ) de façon à obtenir une valeur de $RC_{PM} \sim 180$ ns; ce temps a été choisi de façon à éviter la saturation due à des empilements. La valeur de résistance R2 est choisi de façon à obtenir un point de polarisation de la base de T1 égale à ~ 10 V. On remarque que sur ce dispositif, la tension d'alimentation (+12V) est amenée par le cable signal de façon à diminuer l'encombrement à l'arrière du SpaCal.

Nous avons mesuré les performances de bruit de ce dispositif à l'aide d'une chaîne de caractérisation de bruit [80]. Le principe consiste à mesurer la tension rms de bruit V_{rms} en fonction de la constante de temps τ de filtrage d'un filtre[7] RC-CR, dans la gamme 10 ns, 1μs. Les valeurs obtenues sont présentées sur la figure 3.7. On voit que le bruit augmente avec τ, comme on s'y attend pour un bruit en courant. La valeur de bruit obtenue pour une constante de temps ~150 ns est de l'ordre 20 μV, ce qui correspond à un bruit intrinsèque de 0.2 MeV.

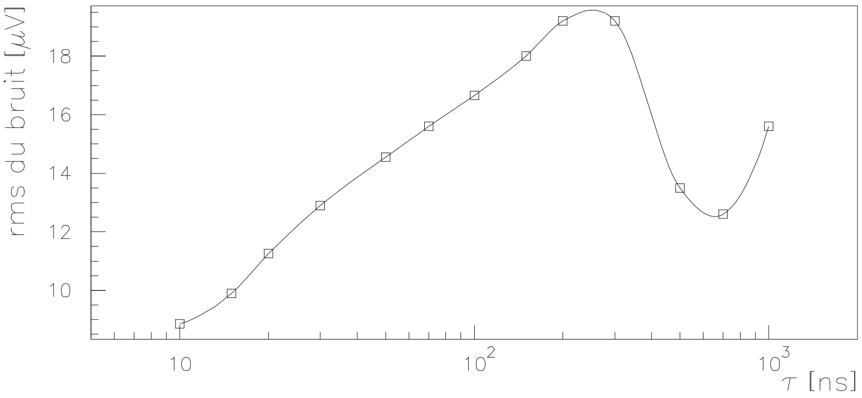


Figure 3.7: Le bruit à la sortie de la base active en fonction de la constante de temps τ du circuit de filtrage. La diminution du bruit à partir d'un temps de mise en forme de 300 ns est un effet de filtrage dû au banc de test.

La réalisation pratique de cette électronique ainsi que le pont diviseur de l'alimentation des dynodes a été faite sur deux circuits imprimés circulaires de même diamètre que le photomultiplicateur. Ces circuits s'embrochent l'un sur l'autre et sur les traversées du photomultiplicateur réduisant ainsi l'encombrement. Les composants utilisés sont des composants de surface, incluant les capacités haute tension de découplage des derniers étages d'amplification du PM. Sur la figure 3.8 nous montrons le montage mécanique de ces circuits sur les photomul-

---

[7] Ce filtre a été developpé au LAL par C. de la Taille

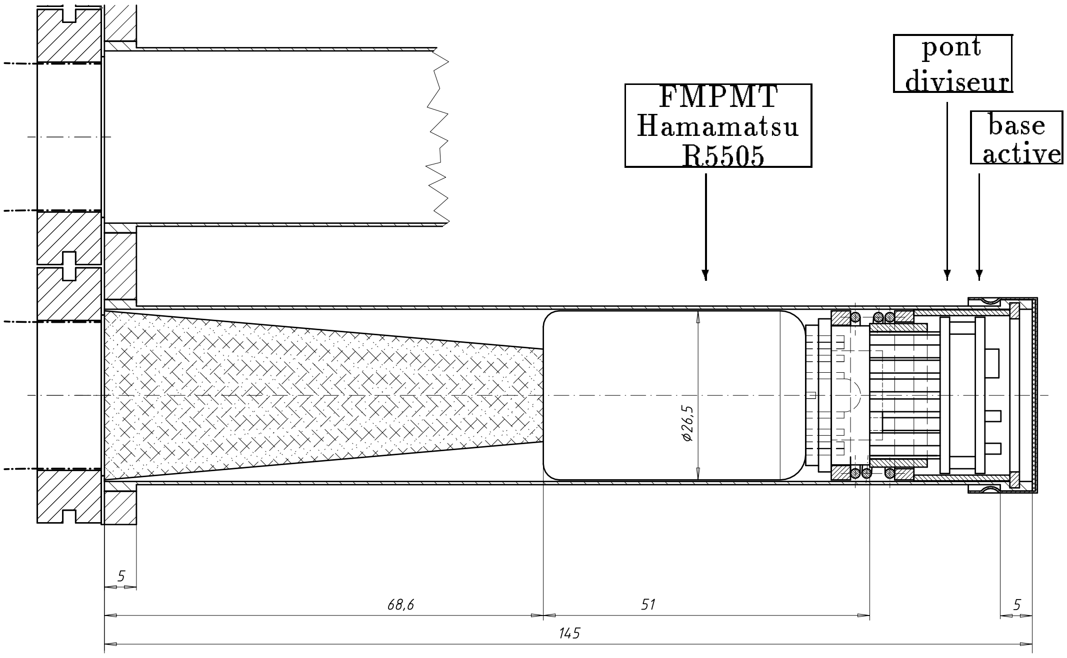


Figure 3.8: La fixation mécanique d'un mélangeur de lumière, un PM et le circuit pont diviseur et la base active pour une tour SpaCal de la section électromagnétique.

tiplicateurs. Tous les dispositifs sont situés dans une boîte métallique pour le blindage contre le bruit de l'environnement.

3.4 La mesure de l'énergie et du temps

La mesure de l'énergie

La lecture de l'énergie déposée dans les tours SpaCal est effectuée par les cartes analogiques, réalisées par les collaborateurs du CEA à Saclay. Chaque carte peut lire 16 canaux SpaCal. Au total, 86 cartes analogiques sont utilisées, dont 9 pour la section hadronique. Les cartes sont groupées dans 12 boîtes analogiques dont chacune peut contenir 8 cartes analogiques. Les boîtes analogiques, situées près du fer instrumenté du détecteur H1, sont des cages de Faraday pour le blindage de l'électronique.

Le schéma électronique d'une carte analogique est présenté dans la figure 3.9. La carte peut être séparée en trois parties correspondant aux différentes cartes filles insérées sur une carte mère.

- *Le module de reception/mise en forme:* il fournit les 12 V pour les bases actives et inclut la 50 Ω d'adaptation du signal provenant de la base active.

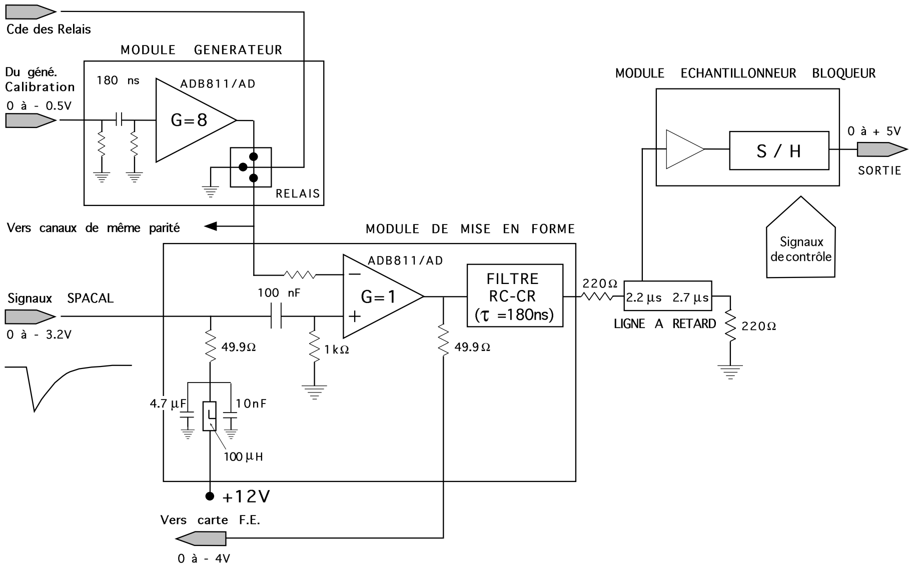


Figure 3.9: Schéma électronique des cartes analogique pour la mesure de l'énergie.

L'amplificateur opérationel ADB811/AD distribue les impulsions provenant des bases actives d'une part vers la carte "front end" et d'autre part vers le circuit RC-CR. Cette amplificateur possède un gain de 1. Le signal à la sortie de la photocathode décroissant exponentiellement (paragraphe 3.3.1), le signal à la sortie du filtre RC-CR est bipolaire, avec un retour à la ligne de base au niveau de 1% en environ 1.5 μs. Sur la figure 3.10 nous présentons la forme de ce signal. Nous avons choisi ce type de filtrage de façon à minimiser pour cette mesure d'énergie les effets d'empilement près du tube à vide; dans cette région, l'empilement entre des événements de bruit de fond proton-gaz et les événements physiques n'est pas négligeable.

- *La ligne à retard:* celle-ci, ajustable entre 2.2 μs et 2.7 μs peut être considérée comme une pipeline analogique qui garde l'information pendant le temps d'attente nécessaire à la réception d'un éventuel signal "L1keep" provenant du niveau de déclenchement L1.

- *Le module échantillonneur/bloqueur* (**S/H**[8]): ce module sert pour le stockage de la valeur maximale de l'impulsion. Le module a été refait spécialement pour le SpaCal car celui utilisé pour l'argon liquide possédait une bande passante trop limitée. La digitisation des tensions ainsi échantillonées et la lecture des ADC par les DSP (**S**ignal **P**rocessor") sont identiques à ceux réalisés pour le calorimètre à argon liquide [85, 86].

---

[8] Sample/Hold

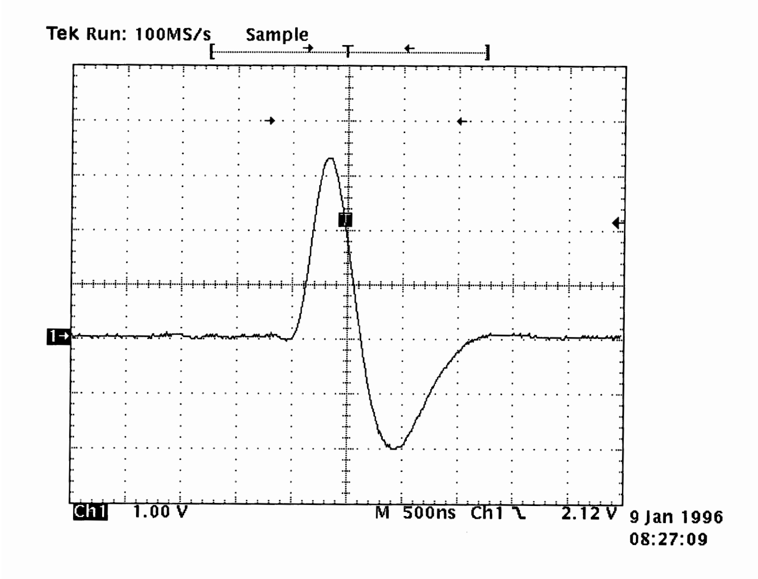


Figure 3.10: Signal d'une carte analogique mesuré à l'entrée du module échantilloneur-bloqueur. Ce signal a été créé à l'aide de la calibration électronique (cf. texte).

- *Le module générateur:* un module générateur alimente 8 canaux d'une carte analogique. Pour tester la chaîne électronique, nous avons voulu utiliser le système de calibration électronique développé par le Laboratoire de l'Accélerateur Linéaire (LAL) [85]. Celui ci fournit un signal rectangulaire d'une durée de 20 μs avec une amplitude programmable de 1 V maximum. Comme les signaux provenant de la base active ont une amplitude maximale de 8 V, il a été nécessaire d'introduire un amplificateur rapide, associé à un circuit RC adéquat pour simuler la décroissance exponentielle. Cet amplificateur permet de conserver le front de montée rapide ($\sim$ 5 ns) du signal fourni par le système de calibration. Cependant, il introduit un bruit non négligeable équivalent à 6 MeV. Ce bruit est encore plus critique pour le système de déclenchement en temps comme nous le verrons. Pour éviter cet inconvénient lors des prises des données, on interrompt la connection du module générateur avec le reste de l'électronique à l'aide d'un relais pendant les prises de données.

Le bruit équivalent en énergie ainsi obtenu pour la mesure de l'énergie est de l'ordre de $\sigma \sim 2$ MeV pour une voie.

La mesure du temps

La mesure du temps associé à un dépôt d'énergie dans une tour SpaCal est effectuée par un système TDC développé spécialement pour ce projet par les laboratoires Rutherford Appleton, Queen Mary & Westfield College et l'Université de

Birmingham [87]. Les cartes THM (**T**DC and **H**istogrammer **M**odules) traitent respectivement 64 canaux SpaCal. Les 22 cartes THM nécessaires sont situées dans deux chassis VME 9U. Chaque chassis contient en plus une carte "Mac VEE". Le contrôle des deux chassis VME est réalisé par un système VIC/VBR et comme pour la lecture d'énergie, celle des modules THM se fait par des DSP.

Le cœur d'une carte THM est constitué de 16 puces TMC 1004 (**T**ime **M**emory **C**ell) développées par le laboratoire KEK au Japon et produites par l'entreprise AMSC Co. Ltd. [88]. Chaque puce peut traiter 4 canaux. La TMC 1004 est fabriquée à l'aide d'une technologie 0.8 μm CMOS qui permet une haute densité d'intégration ainsi qu'une faible consommation de puissance (7 mW/canal à un taux de lecture de 100 kHz). La résolution obtenue avec ce composant a été mesurée de 0.52 ns, incluant l'erreur de la digitisation $\sigma_{dig} = 1/\sqrt{12}$ ns $= 0.29$ ns, correspondant au pas de 1 ns [88]. Cette puce a 4 mémoires, chacune étant associée à un canal de mesure de temps. Une mémoire est structurée en 32 lignes à 32 bits (1024 bits). Au temps de lecture, chaque ligne de cette mémoire est codée en un mot de 6 bits.

Pour un pas de digitisation de 1 ns, on ne peut obtenir une profondeur en temps que de 1μs seulement, alors que le temps d'attente pour le signal L1 dans H1 est de 2.5 μs. Pour étendre cette profondeur en temps, on peut soit augmenter le pas à 3 ns ou bien limiter le domaine actif de mesure du temps à une fenêtre de 32 ns par cycle de 96 ns de l'horloge HERA (**HC**[9]). Nous avons choisi la deuxième possibilité de façon à optimiser la précision de la mesure du temps.

La figure 3.11 illustre le principe de la sélection de la région active. L'inconvénient est que nous avons une plage de temps de 64 ns pendant laquelle nous

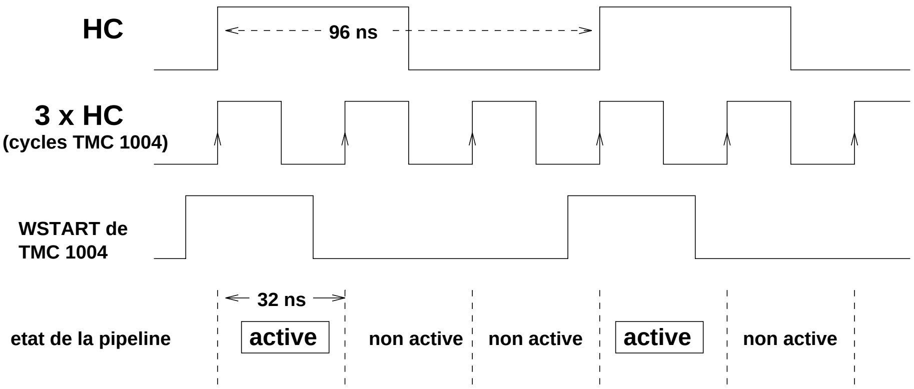


Figure 3.11: La fréquence de l'horloge HERA (**HC**) est multipliée par trois afin de définir les cycles de 32 ns. Le signal WSTART ("Write Start") définit la région active: en dehors d'un cycle actif l'écriture dans des registres à décalage ("shift register") n'est pas permise.

---

[9] **H**ERA clock

sommes aveugles. Cependant certains informations sont disponibles pour des signaux générés en dehors de la fenêtre active comme indiqué sur la figure 3.12. A l'aide du codage spécifique dans la puce TMC1004, on peut retirer l'information suivante pour les 4 configurations des impulsions illustrées dans la figure 3.12:

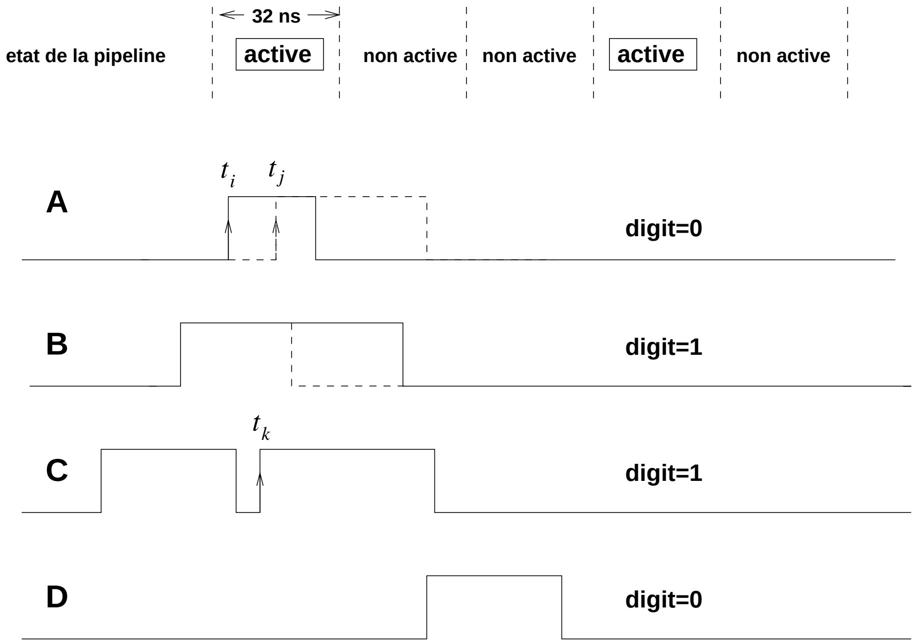


Figure 3.12: La reconnaisance est le mesure de temps pour différentes configurations de pulses. Pour l'expliquation voir texte.

A Pour les deux impulsions ayant des fronts de montée à l'intérieur de la fenêtre active les temps t_i, t_j sont mesurés.

B Aucun temps n'est mesuré pour ces impulsions, mais on étiquette l'occurence d'un tel événement (digit=1).

C Dans le cas d'un redéclenchement, le temps t_k de la deuxième impulsion est enregistré lorsque le front de montée est situé dans la fenêtre active. De plus, l'événement est étiquetté.

C Pour une telle impulsion aucune information n'est enregistrée.

Il s'avère que cette possibilité d'une fenêtre en temps active restreinte nous convient puisque les événements de bruit de fond sont seulement séparés de 10 ns par rapport au signal, comme nous l'avons vu auparavant. Après un ajustement adéquat du retard de l'horloge qui commande le THM on peut inclure des événements ToF et AToF dans la fenêtre active de 32 ns; de cette façon nous pouvons conserver un pas de digitisation de 1 ns.

En plus de cette mesure du temps, les cartes THM réalisent deux autres fonctions:

- Compter le nombre de signaux provenant de l'électronique "front end". Ce comptage est essentiel car c'est l'unique moyen pour mesurer la position relative des seuils des discriminateurs CFD (voir plus bas) par rapport au bruit.
- Réaliser en ligne des histogrammes des temps d'arrivée des dépôts d'énergies. Ces histogrammes peuvent être effectués en fonction des conditions de déclenchement L1 des calorimètres SpaCal.

Ces deux fonctions sont réalisées en parallèle de l'acquisition centrale et pendant une prise de données, les taux de comptage ou histogrammes sont visualisés sur un ordinateur MacIntosh, via la connection "Mac VEE". L'avantage d'établir les histogrammes dans les cartes THM consiste à pouvoir surveiller la position en temps des informations SpaCal indépendamment des autres sous-détecteurs.

Corrélation temps-énergie

Pour chaque tour nous avons une information énergie-temps. Il est très intéressant d'histogrammer l'une de ces grandeurs en fonction de l'autre (fig. 3.13) aussi bien pour les événements e/p que pour les bruits de fond générés par le faisceau de protons. Nous indiquons aussi sur cette figure l'énergie la plus probable déposée par une particule au minimum ionisant (MIP). Sur cette figure on voit que la mesure du temps dépend de l'énergie de dépôt et glisse de $\sim$ 8 ns pour des énergies déposées de $\sim$ 30 MeV. Ce glissement correspond au "walk" résiduel du CFD inclus dans la carte "front end" que nous détaillerons au paragraphe 3.5. Il est important de noter que pour un seuil de CFD plus élevé on obtiendrait le même glissement en temps mais à une énergie supérieure; ici nous avons supposé un seuil de déclenchement du CFD de $\sim$ 20 MeV.

Ce glissement de $\sim$ 8ns implique que le temps apparent de dépôt d'énergie (E $\lesssim$ 30 MeV) du bruit de fond est le même que celui dû aux collisions *ep*. Ainsi, quand on veut parler d'un déclenchement *en temps* pour une particule au minimum ionisant ($\sim$ 300 MeV), ceci implique:

- de mettre le seuil CFD le plus bas possible de façon à ce que la somme des petits dépôts d'énergie qui ont glissé reste inférieure au seuil du déclenchement ToF (IET1 sur la figure 3.13). Rappelons que ce bruit de fond est de 4 à 5 ordre de grandeurs plus fréquent que le signal.
- pour être capable de déclencher sur des MIP provenant d'une collision *ep*, il faut tenir compte du partage de cette énergie entre plusieurs tours. On

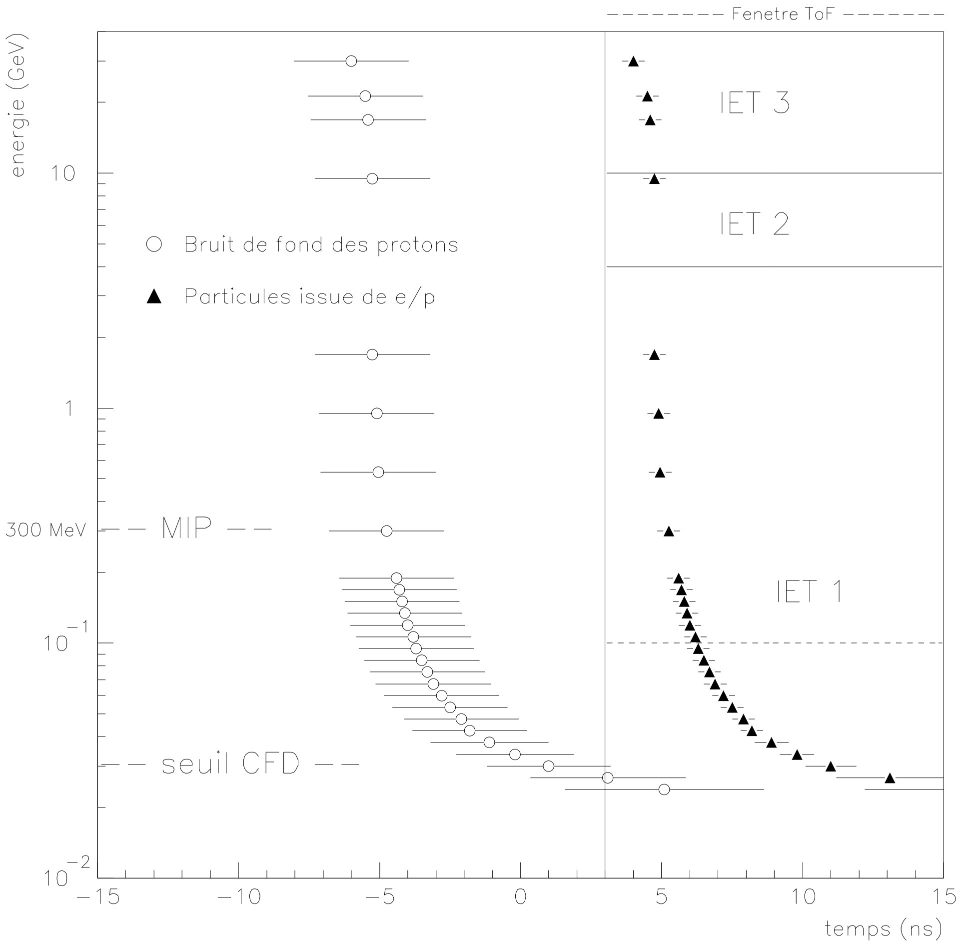


Figure 3.13: La relation énergie-temps pour les dépôts d'énergie des événements physiques (ToF)(triangle noir) et de bruit de fond (AToF)(cercle blanc). Les barres d'erreur des événements ToF signifient l'erreur de mesure de temps introduit par le bruit électronique. Pour les barres d'erreurs des événements AToF la longueur du paquet de protons est ajoutée quadratiquement.
La forme de dépendance du temps mesuré en fonction de l'énergie déposée ("walk") correspond à celle de l'électronique incluse dans la carte "front end" (paragraphe 3.5).
Les différentes régions IET1, IET2, IET3 ainsi que les niveaux de déclenchement AToF sont définies par les seuils en énergie du système de déclenchement ToF et AToF respectivement.

voit donc que la condition d'un seuil CFD le plus bas que possible est aussi nécessaire.

Nous décrivons maintenant le système de déclenchement en temps inclus dans les cartes "front end"(FE).

3.5 La sélection en ligne des événements *ep*

Au total on dispose de 86 cartes FE, alternées avec les cartes analogiques dans les 12 boîtes analogiques. Chaque carte FE couvre 16 canaux SpaCal. Sa conception et sa réalisation ont été effectuées par le groupe LPNHE de l'Université de Paris VII.

Le principe de la décision en temps, à chaque croisement de faisceau, est représenté sur la figure 3.14. Le temps d'arrivée des particules étant synchrone avec l'horloge HERA, on ne va considérer, pour chaque croisement de faisceau, qu'une fenêtre en temps (fenêtre ToF notée ToFW) pendant laquelle tout dépôt d'énergie est considéré comme "physique". Ainsi, l'énergie est aiguillée en permanence en AToF, le basculement en ToF étant généré par la coïncidence de la sortie CFD avec cette fenêtre ToFW. Ce basculement en ToF reste permanent pendant

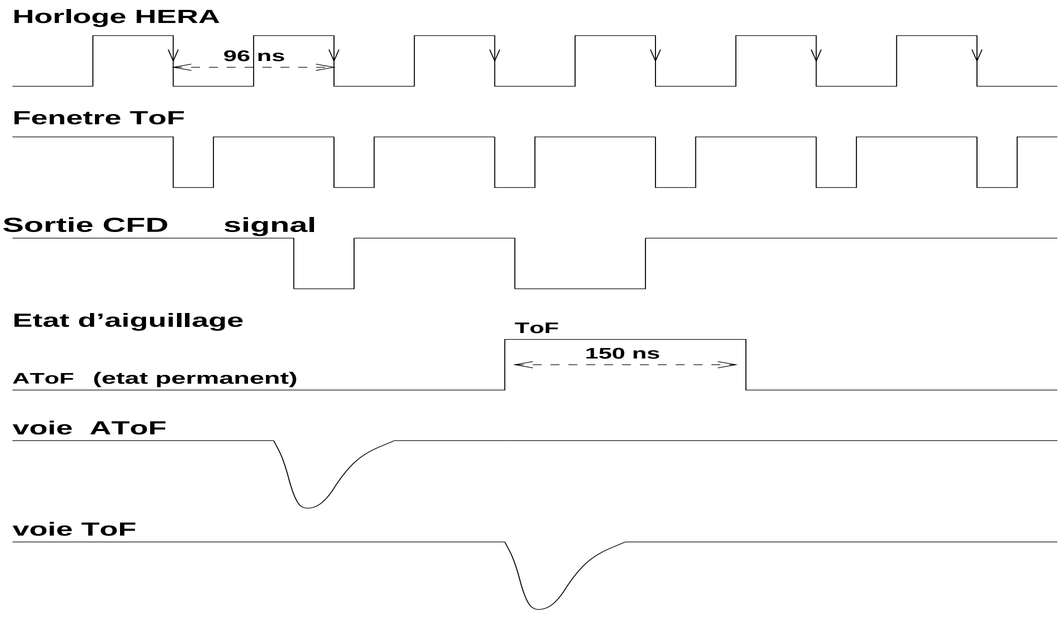


Figure 3.14: Chronogramme des signaux pour l'aiguillage ToF/AToF. Le signal du CFD va introduire un basculement AToF→ ToF quand son front de descente est en coïncidence avec la fenêtre ToF. Le retour en fonction AToF (état permanent) se fait automatiquement 150 ns plus tard. Ce temps de 150 ns introduit un temps mort interne pour la sélection ToF/AToF.

150 ns de façon à éviter des retours en AToF, dus à des bruit par exemple, dont la conséquence serait de partager le signal dans les deux branches ToF et AToF. Ce temps de 150 ns introduit un temps mort pour la sélection ToF/AToF dont la conséquence pourrait être d'aiguiller en ToF un dépôt d'énergie d'un événement AToF généré au croisement de faisceau suivant l'événement ToF initial; une telle probabilité est en fait négligeable.

La figure 3.15 présente d'une façon globale les différentes fonctions de la carte FE. Les impulsions provenant de la base active sont distribuées dans deux circuits PZC ("**P**ole-**Z**ero **C**ompensation") différents:

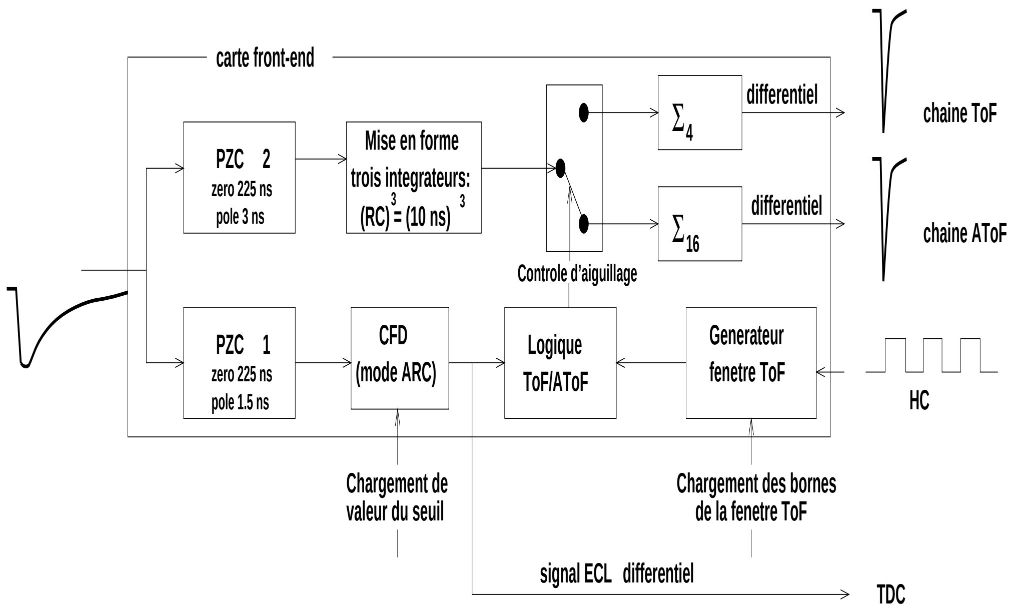


Figure 3.15: Vue globale du fonctionnement d'une voie de la carte FE.

- A la sortie du PZC2, le signal subit une mise en forme unipolaire, comme indiqué sur la figure. Son temps de montée est de $\sim$ 15 ns (entre 10% et 90%) avec un retour à la ligne de base au niveau de de 1% en 140 ns. Cette mise en forme, bien plus rapide que celle de la carte analogique est nécessaire pour minimiser les effets d'empilement pour le déclenchement spatial. Ce signal est aiguillé, ensuite, vers la branche ToF ou AToF en fonction de l'état de commutateurs ("switch") commandés par l'autre voie. Soulignons que le signal à la sortie de cette mise en forme est retardé de $\sim$ 5 ns. Pendant ce temps, la décision et la réalisation du basculement AToF→ToF doivent être effectuées par l'autre voie.

- Après la dérivation de 1.5 ns, le signal très court (fig. 3.16) est traité avec

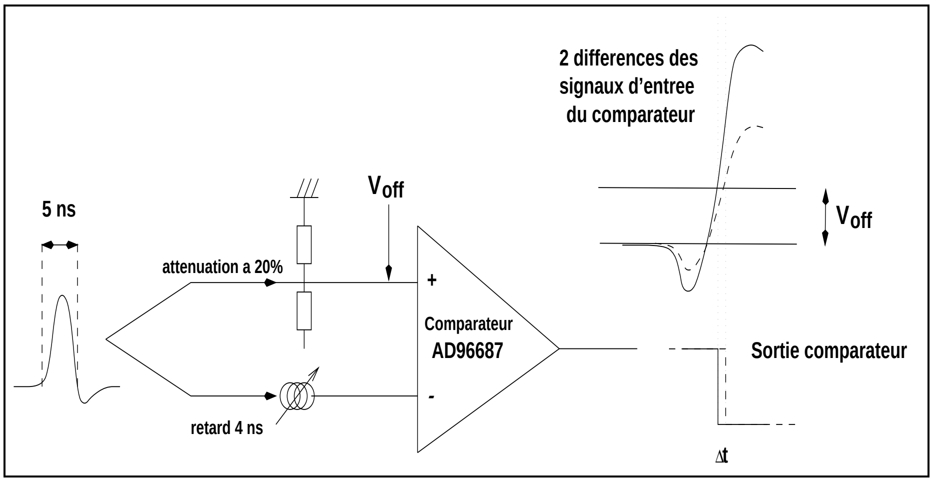


Figure 3.16: Détail du CFD.

une fraction de 20% et un retard de 4 ns, la valeur de ce dernier est choisi pour permettre la prise de décision rapide du basculement des commutateurs vers la voie ToF; une tension de décalage (V_{off} dans la figure 3.16) doit être maintenue à l'entrée du comparateur à au moins 4σ pour ne pas générer de déclenchements intempestifs.

Cette tension V_{off} va induire un glissement résiduel de la mesure de temps en fonction de l'amplitude. Il n'est pas possible de descendre cette tension V_{off} dans le bruit, comme dans un CFD classique, car nous ne pouvons pas utiliser une validation en énergie: il est en effet nécessaire que les commutateurs ToF/AToF soient basculés en moins de 5 ns. Ceci implique, à priori, une perte de gamme dynamique, prix à payer pour effectuer le basculement en temps, mais nous verrons que la performance de bruit à l'entrée du CFD est si bonne que le fonctionnement optimal de la sélection en temps peut être néanmoins obtenu.

La coïncidence entre le signal de sortie CFD et la fenêtre ToF commande l'aiguillage des signaux. Ce contrôle d'aiguillage est une tâche difficile quand on veut minimiser le bruit parce qu'en cas du basculement de l'état d'un transistor, on va injecter toujours une charge à sa sortie ce qui se traduit par une très courte impulsion ("glitch") se rajoutant au signal de sortie ToF (AToF). La solution trouvée par l'équipe de l'Université Paris VII pour éviter ce bruit consiste à employer deux transistors NMOS pour chaque voie dont l'un commande le basculement et l'autre doit récolter la charge injectée par le premier (fig 3.17). Nous indiquons que les signaux de commande (SWPT, SWMT et SWPA, SWMA) sont créés à l'aide d'une amplification des signaux respectifs ECL de sortie du module logique ToF/AToF. Sur la figure 3.18 nous présentons

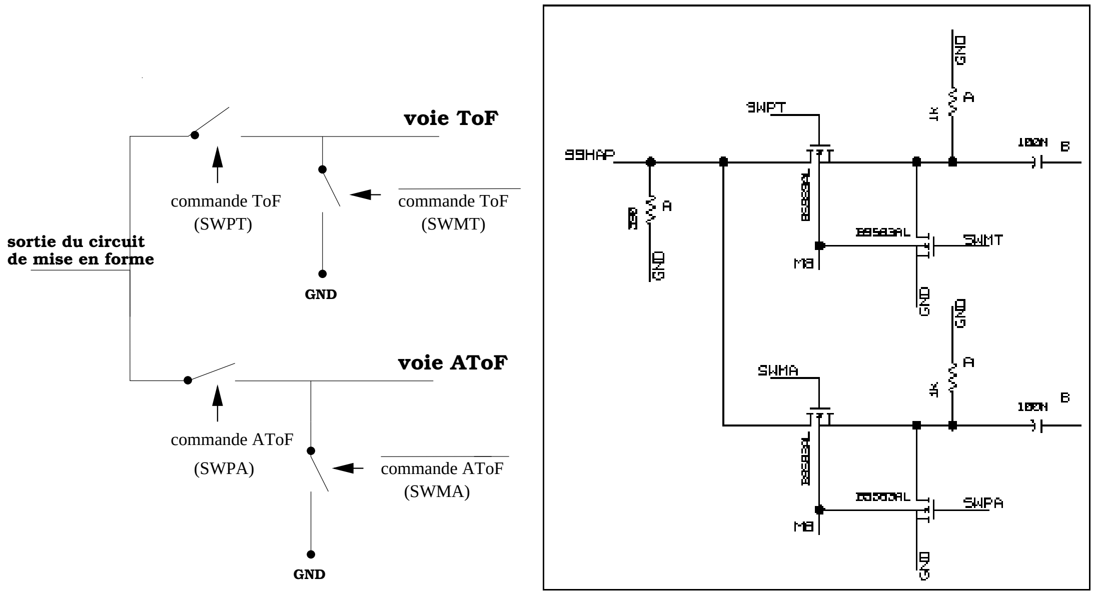


Figure 3.17: Schéma de principe (à gauche) et l'extraction du dessin CAO (à droite) du circuit d'aiguillage ToF/AToF. Lorsque l'interrupteur de série est ouvert l'interrupteur parallèle est fermé et le signal ne peut pas passer. Quand un événement ToF arrive, l'interrupteur de série se ferme, le signal peut passer et la charge induite par le basculement de l'état du transistor de série est compensée par l'ouverture du transistor en parallèle.

deux signaux ToF différentiels après la sommation. Les courtes impulsions bipolaires au début de chaque signal s'expliquent par un petit décalage en temps (quelques nano-secondes) des signaux de commande SWPT et SWMT. Nous soulignons que les signaux présentés ont été enregistrés au début de la période de développement de la carte FE. Pour la version finale de cette carte, le décalage en temps est de l'ordre 1 ns et le signal de "glitch" est absent [89].

Après l'aiguillage des signaux, la carte FE effectue, pour la chaîne ToF, la présommation de 4 signaux provenant d'une matrice de 2 × 2 tours SpaCal. Pour la chaîne AToF, une somme de 16 signaux associés à une matrice de 4 × 4 tours SpaCal est réalisée.

Il est nécessaire de prévoir un ajustement des paramètres principaux de la carte FE à l'environnement H1 (bruit, décalages en temps). Pour cela on réalise, à l'aide d'un bus série, le chargement des paramètres suivants:

- Le niveau du seuil CFD pour chaque voie.
- La valeur de début de fenêtre ToF pour chaque voie.
- Une valeur de fin de fenêtres ToF pour les 16 voies d'une carte FE.

De plus, pour tester le fonctionnement de la carte FE, on peut charger l'état du contrôle d'aiguillage. Nous avons déjà décrit l'aiguillage des signaux selon le

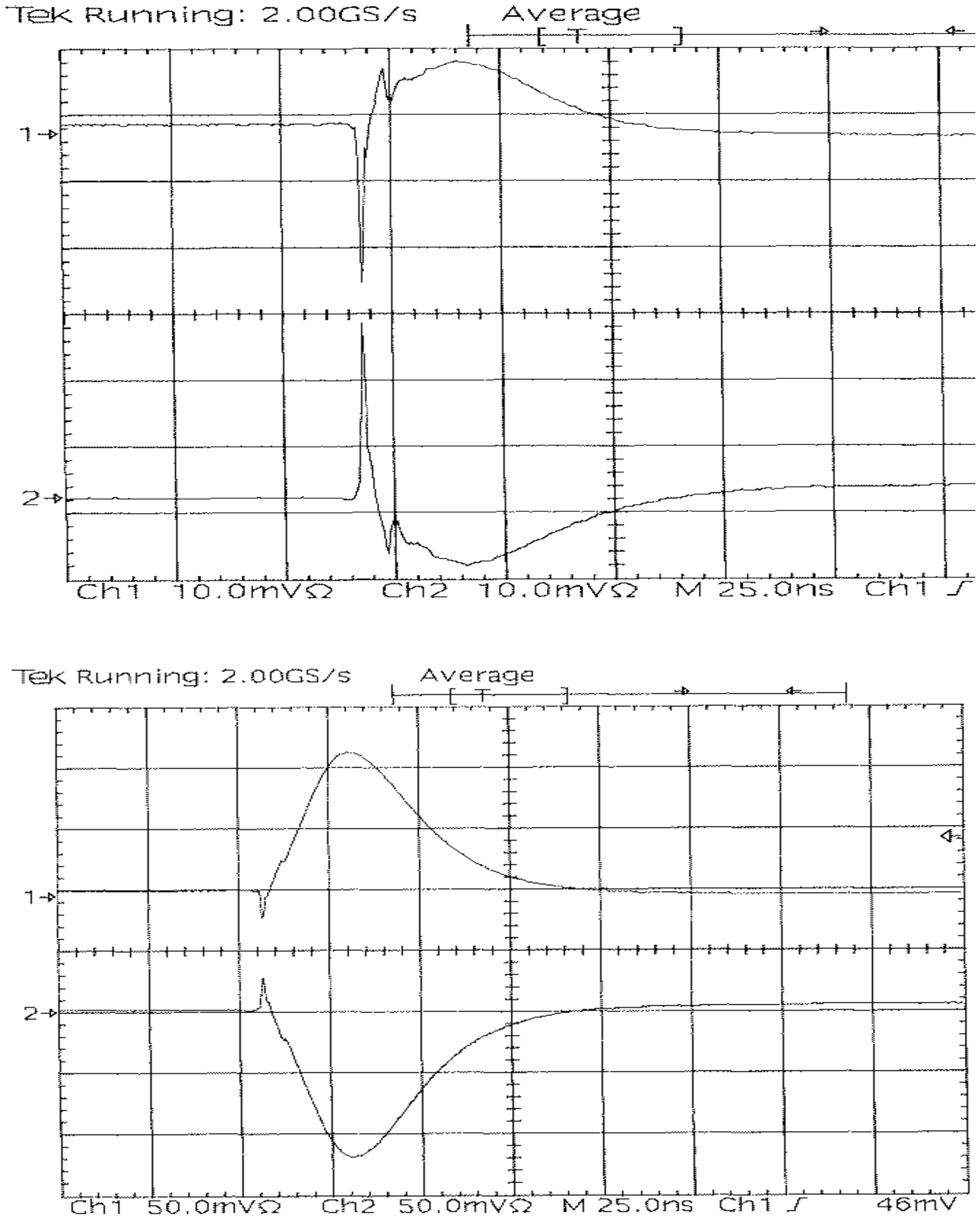


Figure 3.18: Deux signaux $\sum_4$ ToF différentiels pour une amplitude correspondant à $\simeq$ 100 MeV (en haut) et à $\simeq$ 1.3 GeV (en bas). On voit une impulsion bipolaire ("glitch") au début de chaque signal, les deux pics de cette impulsion étant séparés de 5 ns environ. Cette impulsion est due à un décalage en temps des signaux de commande ToF SWPT et SWMT (fig. 3.18). Nous soulignons que pour la version finale de la carte FE, ce décalage à été reduit à $\simeq$ 1 ns ce qui supprime l'impulsion de basculement.

temps d'arrivée. A part ce mode libre, les modes de test suivants peuvent être chargés pour chaque voie:

- Mode forcé ToF: le signal est toujours envoyé dans la chaîne ToF indépendamment du temps d'arrivée.
- Mode forcé AToF: idem vers la chaîne AToF.
- Mode forcé rien: le signal ne passe ni dans la chaîne ToF ni dans la chaîne AToF.

3.6 Le déclenchement sur l'amas en énergie (IET)

Les signaux ToF (branche ToF, fig. 3.4) du SpaCal électromagnétique sont traités de la façon suivante:

- On réalise la sommation analogique de 4 pré-sommes ToF de 2 × 2 tours SpaCal, provenant des cartes "front-end", pour construire des tours de déclenchement correspondant à 4 × 4 tours SpaCal. Pour garantir une efficacité uniforme, la sommation est effectuée à l'aide des fenêtres glissantes en deux dimensions, comme nous l'avons indiqué au paragraphe 3.1 (fig. 3.1).
- On compare l'énergie dans une tour de déclenchement avec trois seuils (T1, T2, T3). Le OU inclusif de toutes les sorties digitales de ces discriminateurs est effectué et codé dans deux bits (envoyés au L1) sans aucun autre critère de selection ; c'est la raison pour laquelle le système de déclenchement sur l'amas en énergie est appelé "**I**nclusive **E**lectron **T**rigger"(**IET**).

Les trois seuils en énergie sont ajustables dans une gamme comprise entre 50-100 MeV jusqu'à 15 GeV. Chaque seuil correspond à un objectif différent:

- 50-100 MeV: seuil très bas pour le déclenchement à biais minimal (seuil T1), correspondant à au moins une particule au minimum d'ionisation.
- 3-5 GeV: pour l'électron issu de la diffusion à petit x (seuil T2).
- 15 GeV: pour la sélection des électrons du pic cinématique afin d'accumuler des données pour la calibration (seuils T3).

3.6.1 Vue d'ensemble

La figure 3.19 montre d'une manière génerale le dispositif de l'IET. Cette électronique comprend deux types de cartes:

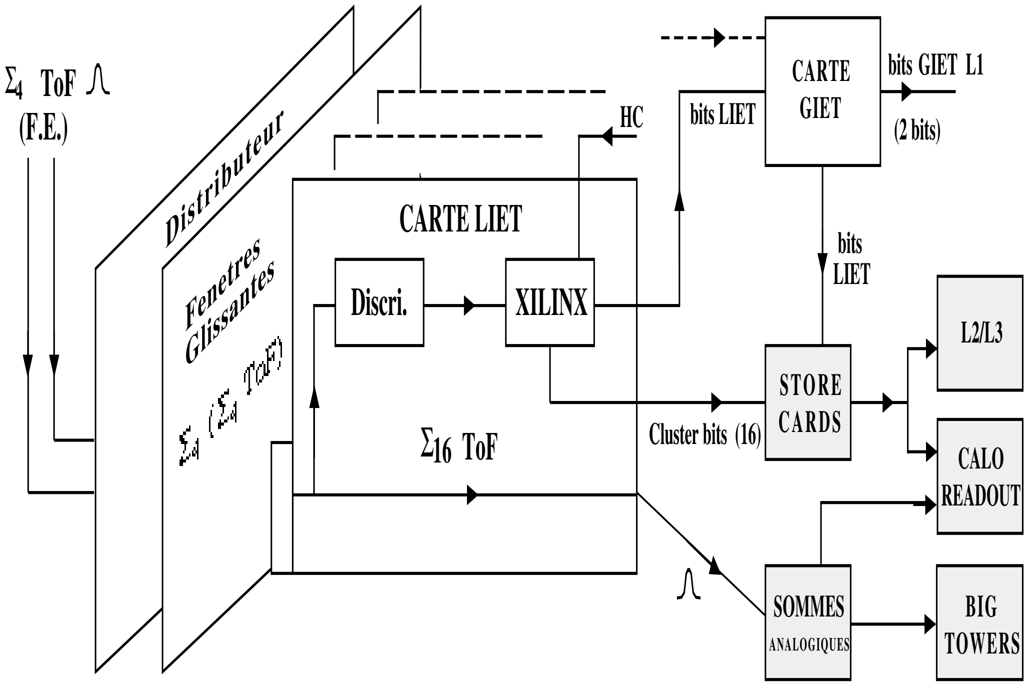


Figure 3.19: Vue d'ensemble de l'IET.

- Des fonds de panier (**SW**[10]) qui réalisent les sommes glissantes décrites au paragraphe 3.6.2.
- Des cartes LIET, qui s'enfichent dans les premières décrites au paragraphe 3.6.

Sur cette figure nous montrons que les signaux provenant du “front-end” arrivent sur les fonds de panier par l'intermédiaire d'un distributeur. En effet, les signaux sont transmis par groupes de 16 voies (en paires différentielles twistées) à l'intérieur d'un même cable blindé. De façon à pouvoir réaliser l'image continue du détecteur, nécessaire au calcul des sommes glissantes, les signaux $\sum_4$ ToF ont chacun une entrée individuelle sur les cartes SW. Le distributeur permet de réaliser ce passage d'un groupe de 16 voies aux entrées individuelles. Le schéma détaillé se trouve dans l'annexe A.

L'ensemble de cette électronique comprend 400 voies. Elle est composée de 5 chassis (format Simple Europe 3U) mais qui doivent être considérés comme un seul chassis ; en effet, le calcul des sommes glissantes impose que certains signaux $\sum_4$ ToF soient distribués d'une carte fond de panier à une autre, rendant ainsi les 5 chassis solidaires. Un chassis 3U, traitant 80 signaux, reçoit 5 cartes LIET,

---

[10] Sliding Window

comme nous le montrons sur la figure 3.20. On peut voir aussi sur cette figure une sixième carte qui affiche les valeurs des trois seuils de discriminaison. Le chargement de ces seuils se fait par un bus série.

Comme indiqué sur la figure 3.19, l'ensemble des informations fournies par les cartes LIET sont transférées à la carte GIET. Nous décrirons cette dernière au paragraphe 3.6.3.

Les "store cards" (fig. 3.19), développées pour H1 par le LAL [90], sont des mémoires digitales qui permettent de stocker des informations digitales pendant les 2.2 μs de temps d'attente d'un éventuel signal L1 ; ces informations disponibles pour l'analyse, sont lues par l'acquisition du calorimétrie H1 (Calo readout). Nous avons détaillé dans l'annexe A, le contenu des bits de notre système de déclenchement ainsi lus. Signalons aussi que les bits stockés sont accessibles par un bus rapide (PQZP [90]) pour être utilisés aux niveaux de déclenchement supérieurs L2/L3.

En plus des informations digitales, les cartes LIET fournissent 4 signaux analogiques, correspondant à 4 matrices non-intersectant de somme de 16 signaux SpaCal chacune ($\sum_{16}$ToF). De cette façon nous pouvons calculer, dans une électronique dédiée les énergies totales et partielles (ToF ou AToF: E_{tot}/BT, figure 3.4) déposées dans le SpaCal; les énergies partielles sont appellés "Big Towers" (BT). Dans l'annexe A nous détaillerons le nombre et le contenu de ces quantités pour la section électromagnétique et hadronique.

3.6.2 La carte "fenêtres glissantes"

Afin de réaliser une électronique qui crée des fenêtres glissantes (SW[11]), chaque signal différentiel $\sum_4$ToF est envoyé à 4 circuits sommateurs de gain unité. La figure 3.21 montre un tel circuit. Pour un signal donné, sa réception se fait sur une résistance de 100 Ω située au quatrième receveur-sommateur. Tenant compte des résistances de 1 kΩ (cf figure 3.21), l'impédance est reduite à 90 Ω (pour une polarité), égale approximativement à celle du câble[12] qui relie le FE à l'IET. On a choisi d'employer un amplificateur opérationel OPA 621 (Burr-Brown) à cause de son bas niveau de bruit et d'une bande passante suffisante pour nos signaux.

3.6.3 Les cartes LIET et GIET

La carte LIET

La fonction de base d'une carte LIET consiste à comparer chaque signal $\sum_{16}$ ToF à trois valeurs de tensions (T1,T2,T3). Les signaux, qui viennent des cartes SW

---

[11] "sliding-window"

[12] câble multiconnecteurs blindé torsadé par paires MCA36P, résistance 45 Ω, catalogue du magasin CERN

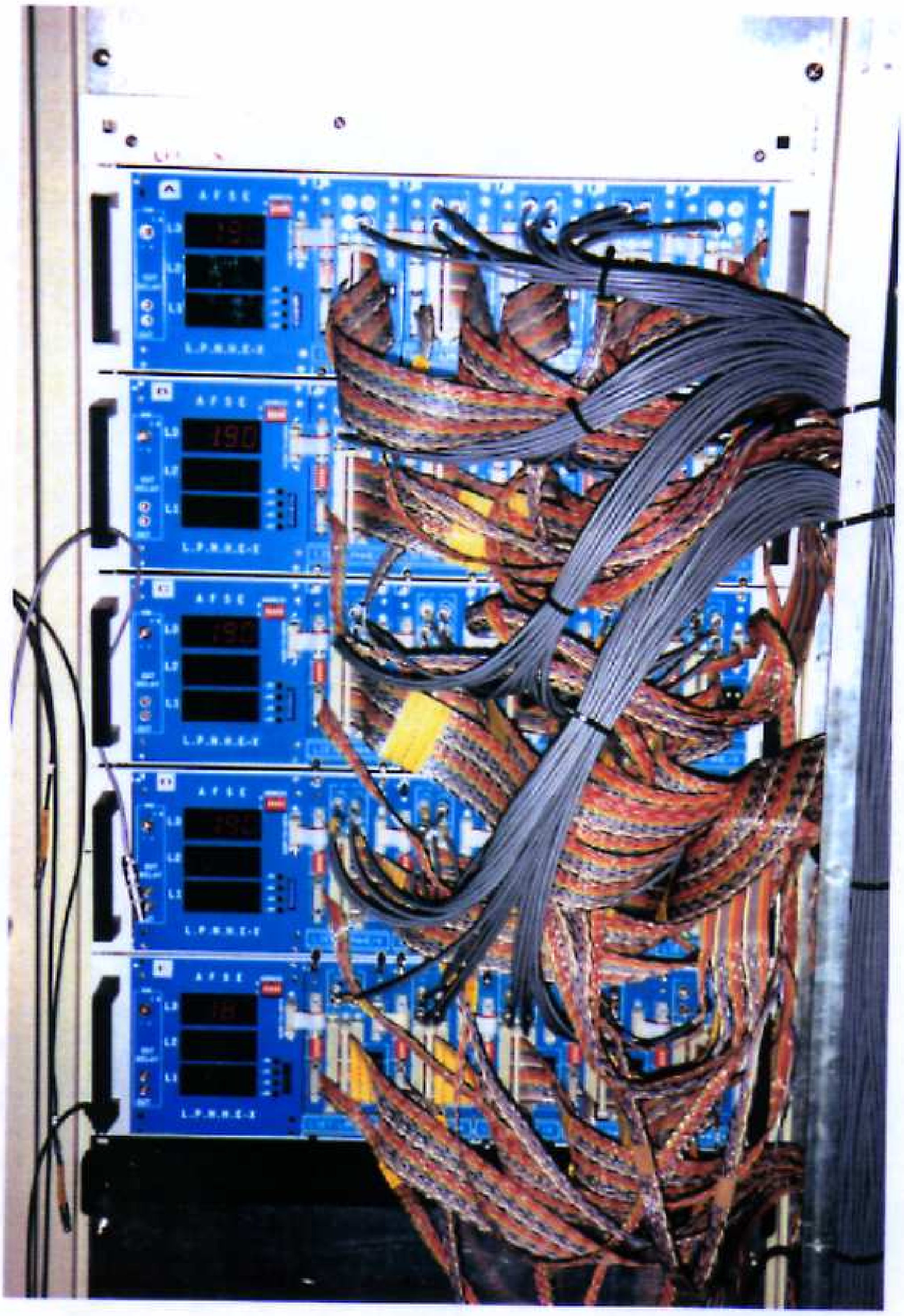


Figure 3.20: Photo de la baie IET. Description voir texte.

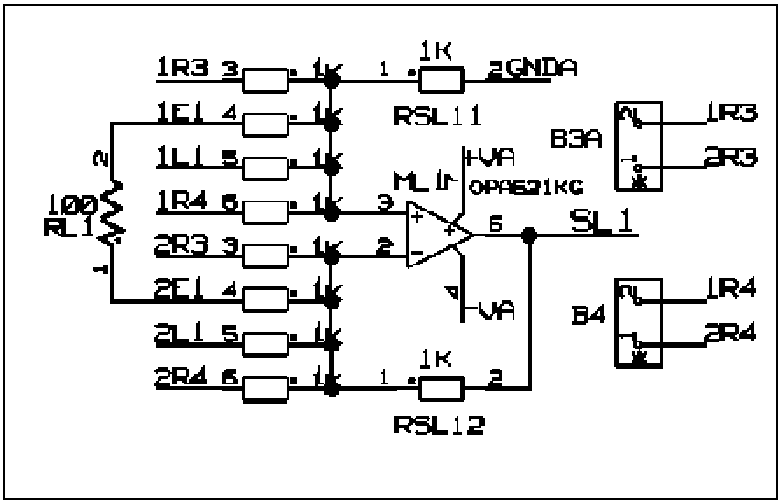


Figure 3.21: L'extraction du dessin CAO: le schéma électronique d'une circuit fenêtre glissante. Une carte fenêtre glissante, situé à l'arrière d'un chassis est composé de 80 tels circuits.

entrent par un connecteur de 64 points (2X32AB) que l'on voit sur la photographie (fig. 3.22) de la carte LIET. Sur cette photographie on peut voir sur la partie gauche les 48 (3 seuils × 16 signaux) discriminateurs AD790JR en boîtiers CMS. Nous avons finalement choisi ce discriminateur alors que, dans un prototype de carte LIET, nous utilisions le AD9696 ; ce dernier, dont la sortie TTL était disponible ~10 ns après la réception du signal, avait tendance à osciller. Sur cette photographie, on peut voir que chaque discriminateur est entouré de capacités de découplage (élements jaunes) pour filtrer au mieux les bruits parasites.

La tension des trois seuils est fournie par un amplificateur opérationel visible à coté des résistances ajustables ; ces dernières permettent d'égaliser les tensions de sortie de repos de toutes les cartes ; nous avons réglé ces tensions à une valeurs de 10 mV.

Sur la figure 3.22 nous pouvons voir 3 Xilinx (1 par seuil) qui reçoivent la sortie TTL de 16 discriminateurs. Le Xilinx, qui est un circuit programmable est chargé automatiquement, à la mise sous tension, à partir d'une PROM ("**P**rogramable **R**ead **O**nly **M**emory"). Le contenu, ineffaçable, de cette dernière est chargé une fois pour toute à l'aide d'un programmateur.

La fonction de ce circuit Xilinx est décrite dans la figure 3.23. Le Xilinx qui reçoit l'horloge HERA, mémorise et synchronise l'ensemble des sorties discriminateurs. Les signaux synchronisés, disponibles en sortie du Xilinx s'appellent cluster bits (CB). Comme indiqué sur cette figure, le Xilinx génère à chaque période de l'horloge HERA une fenêtre en temps de 30 ns. Seuls les signaux discriminés présents pendant cette fenêtre en temps sont pris en compte. On réalise le OU des 16 entrées mémorisées, le résultat synchronisé disponible à la sortie

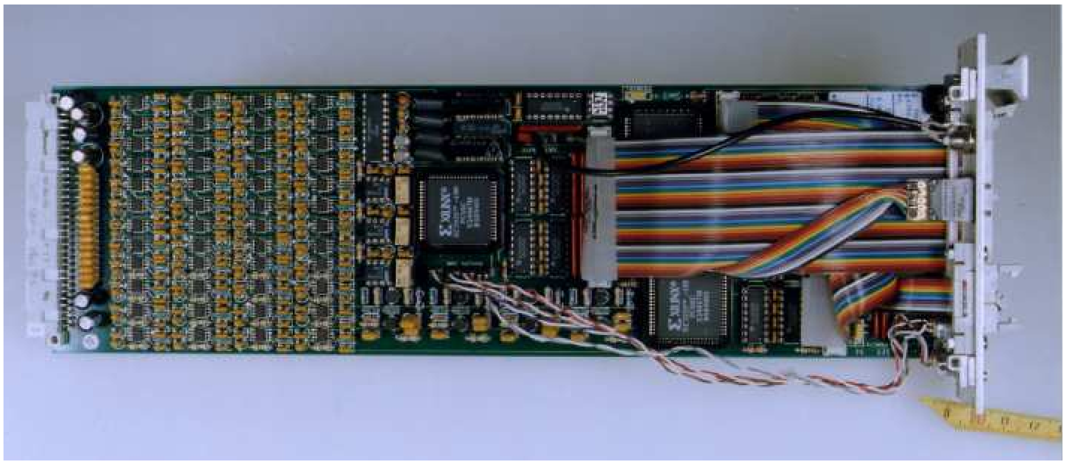


Figure 3.22: La photographie d'une carte LIET.

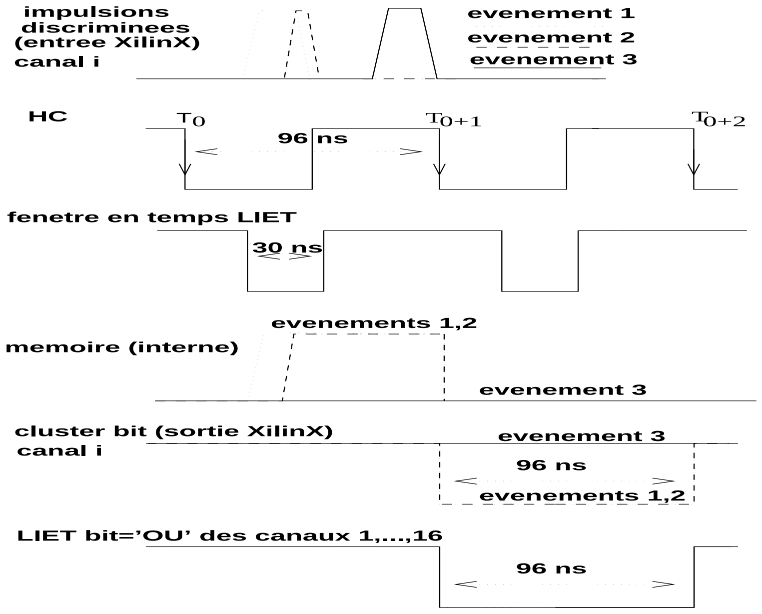


Figure 3.23: Le chronogramme des impulsions d'entrée et sortie du Xilinx XC3020 d'une carte LIET ; HC=Horloge HERA.

formant ce que nous appelerons un “LIET bit”. Ces “cluster bits” et “LIET bits” sont amenés à la face avant de la carte LIET par des cables plats (visibles sur la photographie) après passage dans un translateur de niveau TTL→H1-diff[13]. Les petit cables en paires twistés (photographie) envoient les signaux analogiques $\sum_{16}$ ToF sur la face avant.

La carte GIET

La carte GIET, insérée dans un chassis VME pour l'alimentation, fournit les OU logiques des 25 bits LIET d'un même seuil et encode les résultats des trois seuils comme indiqué sur le tableau 3.3. Cette carte resynchronise les bits LIET reçus avant de former le OU afin de compenser des éventuels petits décalages en temps. Ceci est réalisé à l'aide d'une horloge HERA retardable par pas de 10 ns. De plus, les bits LIET reçus dans cette carte sont émis vers le système de “store card” (paragraphe 3.6.1).

bits GIET	signification
00	aucun amas ToF au-dessus du seuil en énergie T1
01	au moins un amas ToF au-dessus de T1, mais aucun amas ToF à une énergie plus élevée que T2
10	au moins un amas ToF au-dessus de T2, mais aucun amas ToF à une énergie plus élevée que T3
11	au moins un amas ToF au-dessus du seuil T3

Tableau 3.3: Le codage des bits GIET.

Banc de test

Signalons que pour les tests de fabrication en masse des cartes LIET, un banc de test automatique a été développé au laboratoire. Il comprend une carte, format PC, commandée par programme qui réalise les fonctions d'envoi des signaux simulant une carte SW; les contenus des divers bits sont lus par cette même carte et comparés au résultat attendu. Ajoutons qu'avec ce banc de test, nous pouvons tester aussi la carte GIET.

3.7 La fonction véto AToF

Comme on l'a vu (paragraphe 3.2), les cartes FE envoient les signaux analogiques dans la chaîne ToF ou AToF selon le temps du dépôt d'énergie. Les signaux

---

[13] Une logique électronique basée sur des signaux différentiels. Pour une terminaison sur 50 Ω, on reçoit les niveaux suivants: 0 (bas): -0.7 V, 1 (haut): 0 V

AToF, représentant une somme des impulsions provenant de 16 tours SpaCal, sont discriminés par une électronique tout à fait identique à l'IET.

Pour la section électromagnétique les signaux sont reçus sur des cartes de fenêtres glissantes et discriminés ensuite à l'aide des cartes LATOF. Ces dernières cartes sont identiques aux cartes LIET mis à part qu'elles sont équipées d'un seul seuil. Ce seuil doit être le plus bas possible afin de rejeter des MIP hors temps. L'électronique de véto AToF est constituée de 5 cartes LATOF, situées dans un chassis "fenêtre glissante" identique à un chassis IET. Le OU global des bits AToF est envoyé au premier niveau de déclenchement L1.

La fonction véto AToF pour la section hadronique est effectuée par une seule carte AToF située dans un chassis avec une carte de réception en fond de panier sans la fonction de fenêtre glissante. Avant de rentrer dans la carte AToF, des signaux provenant de la carte FE forment 4 pré-sommes. Chaque pré-somme comprend entre 28 et 31 tours SpaCal hadronique. Le OU des 4 bits correspondant au pré-sommes est envoyé au premier niveau de déclenchement L1.

3.8 Grandes Tours et Energies totales

Nous avons déjà mentionné que dans les chaînes ToF et AToF les énergies totales et les énergies Grandes Tours ("Big Towers") sont calculées (paragraphe 3.2). Ces énergies évaluées à l'aide d'une somme des signaux analogiques sont enregistrées par des cartes analogiques. Elles servent d'une part pour l'analyse et pour les tests de la chaîne de déclenchement. D'autre part, à l'aide d'une discriminaison de l'énergie totale, on obtient des éléments de déclenchement utiles par exemple pour la photoproduction.

On dispose de 4 énergies totales (ToF et AToF respectivement pour la section hadronique et la section électromagnétique) et 4 groupes de Grandes Tours associés. Dans la chaîne AToF, on réalise deux Grandes Tours, pour chaque section SpaCal. L'une des deux Grandes Tours correspond toujours à la région centrale du calorimètre, l'autre à la région extérieure. La chaîne ToF comporte pour chaque section, 8 Grandes Tours, dont nous précisons la cartographie à l'annexe A.

La somme des signaux analogiques pour calculer l'énergie Grande Tour est effectuée à l'aide des cartes, dites "Big Sum", réalisées par les collaborateurs de l'Université de Prague dans la Repúblique Tchèque. On emploie 14 cartes "Big Sum" situées dans 3 chassis (format Simple Europe 3U) avec des cartes de réception des signaux au fond de panier. Chaque carte peut recevoir 16 signaux provenant des sorties analogiques des cartes LIET (pour la chaîne ToF de la section électromagnétique), des cartes LATOF (pour la chaîne AToF) ou directement de la carte FE (pour la chaîne ToF de la section hadronique). Une ou plusieurs sommes analogiques peuvent être créées sur chaque carte “Big Sum”. En effet, à l'aide du positionnement de 3 cavaliers sur cette carte on peut réaliser:

- 1 somme de 16 signaux ou
- 2 sommes de 8 signaux ou
- 4 sommes de 4 signaux.

Pour chaque somme créée sur la carte “Big Sum”, on a deux signaux de sortie différentielle et une sortie singulière, la dernière utilisée pour la lecture de l'énergie.

Après la création des signaux Grandes Tours, ceux-ci sont sommés pour former l'énergie totale. Ceci est réalisé en rebouclant les sorties différentielles des cartes Big Sum vers l'entrée du fond de panier. Là les signaux sont reçus par la carte Big Sum sortant le signal de l'énergie totale. Ce signal est ensuite transmis à une carte de discriminaison équipée d'un CFD pour la création des éléments de déclenchement énergie totale. Pour ces éléments de déclenchement nous renvoyons au tableau 3.1.

Chapitre 4

Performances du déclenchement SpaCal-H1

Dans ce chapitre nous discutons les résultats obtenus concernant les études de l'électronique de déclenchement pour le calorimètre SpaCal-H1. Dans la première partie, nous décrivons les résultats des mesures effectuées au laboratoire LPNHE de l'Ecole Polytechnique et pendant plusieurs périodes de tests en faisceau CERN-PS. La deuxième partie sera consacrée aux études de l'électronique de déclenchement pour le détecteur SpaCal installé dans H1 à HERA.

4.1 Résultats des tests

Nous présentons dans cette partie les résultats des études concernant deux types de tests:

- Les tests en laboratoire pour la mesure des performances des cartes fenêtres glissantes (paragraphe 4.1.1).
- Les tests en faisceau CERN-PS pour l'étude de la carte FE et l'IET (paragraphe 4.1.2).

4.1.1 Test des fenêtres glissantes au laboratoire

Le bruit électronique à la sortie d'une fenêtre glissante est de 300 μV (σ), ce qui correspond à 8 MeV environ pour un seuil situé à 4σ. Avec un niveau de bruit aussi bas, on s'attend à des pentes de seuil très raides. De plus, si l'on considère la pente globale, pour tout le détecteur, on attend un bruit moyen pour les quelques 400 voies de l'ordre de 40 MeV. Ceci dit, des effet systématiques vont dégrader cette résolution théorique, à savoir:

- L'ajustement des hautes tensions des photomultiplicateurs pour égaliser, en énergie, les hauteurs d'impulsion qui entrent dans l'IET (cf. paragraphe 4.2.2).
- Les dispersions des receveurs-sommateurs de gain unité sur les cartes fenêtres glissantes (SW).
- Les dispersions des seuils à l'entrée des discriminateurs des cartes LIET que nous supposons négligeables.

Nous avons étudié en détail le deuxième point à l'aide du montage présenté sur la figure 4.1 après avoir réalisé le cablage définitif des voies entre le tableau distributeur et les cartes fenêtres glissantes (fig. 3.19). Nous avons réalisé une carte qui simule les signaux envoyés par le FE. Cette carte EMETH1 reçoit le signal d'un générateur et, après mise en forme, le distribue sur 16 voies de sortie; des commutateurs permettent de sélectionner le numéro et le nombre de voies de sortie actives. La pente de montée et l'amplitude des signaux sortant de la carte EMETH1 peuvent être ajustés en changeant la forme des impulsions du générateur. Pour les mesures décrites par la suite, cette pente des signaux de sortie de la carte EMETH1 est égale à (9.4 ± 0.7) ns.

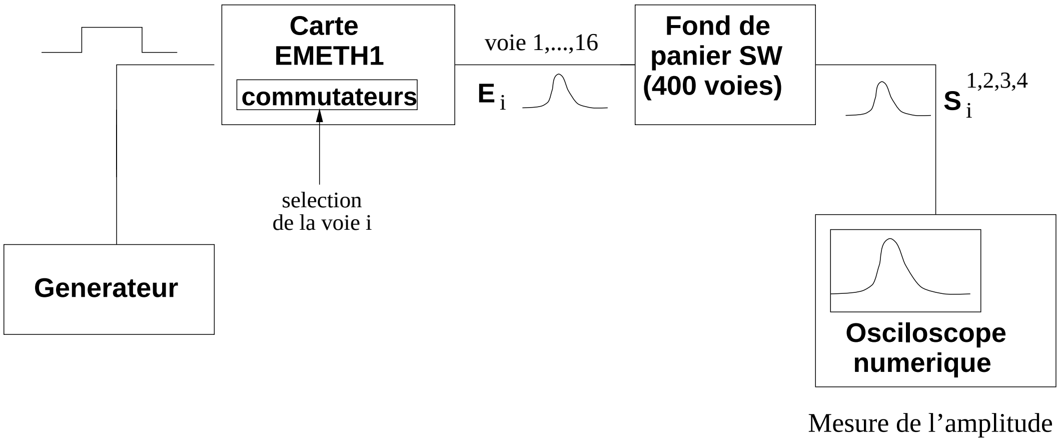


Figure 4.1: Schéma de mesure de la dispersion des gains des sommateurs-receveurs.

Les signaux passent par un câble de 16 paires twistées identique à celui utilisé dans l'expérience, que l'on branche à un des connecteurs d'entrée du tableau distributeur. La sélection d'une voie i EMETH1 parmi les 16 est réalisée avec des commutateurs que l'on retrouve sur la carte. Une mesure des amplitudes de 4 signaux S_i^j pour chaque voie i est effectuée en branchant successivement le câble sortant de la carte EMETH1 à chaque connecteur d'entrée du distributeur.

A partir des quelques 1200 mesures (manuelles !), on réalise les distributions suivantes:

Déviations locales: Pour un signal d'entrée E_i $(i = 1, ..., 16)$, nous avons mesuré l'amplitude de ce signal à la sortie des 4 fenêtres glissantes S_i^j $(j = 1, ..., 4)$. On calcule la valeur moyenne $< S_i >_{locale}$ de ces quatres sorties et on histogramme les quantités $(S_i^j - < S_i >_{locale}) / < S_i >_{locale}$. Nous obtenons ainsi la distribution des dispersions que nous appelons *locales.*

Déviations globales: Pour le même signal E_i de la carte EMETH1, on calcule l'amplitude moyenne: $< S_i >_{global} = 1/n \sum_{j=1}^{n} S_i^j$, $(n \simeq 100)$, où cette fois-ci on fait une moyenne sur toutes les amplitudes S_i^j correspondant au même canal E_i. En effet, nous ne pouvons pas calculer directement la valeur moyenne des 1200 voies car les amplitudes des 16 signaux sortant de la carte EMETH1 ne sont pas égales. On peut donc comparer l'amplitude d'un signal S_i^j donné à l'amplitude moyenne $< S_i >_{globale}$ à l'aide de la quantité $(S_i^j - < S_i >_{globale}) / < S_i >_{globale}$. Cette distribution de dispersion sera appelé *globale* dans la suite.

Sur la figure 4.2 nous montrons les dispersions locales S_i^1 en fonction de la position d'entrée sur la carte fenêtre glissante. Les sources d'erreur pour les voies défectueuses (carrés noirs et dispersions $> \pm 3\%$ sur la figure 4.2) ont été les suivantes:

- Un seul amplificateur receveur-sommateur mort.
- L'absence de résistances de terminaison au bord de cartes SW (fig. 4.2 a) créant des grandes dispersions.
- Faux-contact du câble Tableau distributeur → Carte fenêtre glissante.
- Faux-contact du câble de distribution d'un signal à une voie fenêtre glissante d'un autre chassis (voir paragraphe 3.6.1).
- Erreur de cartographie du cablage Tableau distributeur → Carte fenêtre glissante.

Comme on le voit sur la figure 4.2 b, les déviations sont de l'ordre 1%; une dépendance systématique significative de la déviation en fonction de la position d'entrée n'est pas visible.

Sur la figure 4.3 la distribution des dispersions locales pour toutes les sorties S_i^j est présentée. La largeur de cette distribution est de $\sigma \simeq 1.1\%$

Afin de pouvoir comparer l'amplitude d'une sortie fenêtre glissante à une réponse moyenne pour toutes les voies, on a défini les dispersions globales (voir ci-dessus). Sur la figure 4.3 nous présentons cette distribution. On constate que la dispersion globale est de $\sigma = 1.8\%$.

Nous avons indiqué préalablement qu'en changeant la forme et l'amplitude du génerateur déclenchant la carte EMETH1 (fig 4.1), on a fait varier les impulsions en sortie. Ceci nous a permis d'obtenir les résultats suivants:

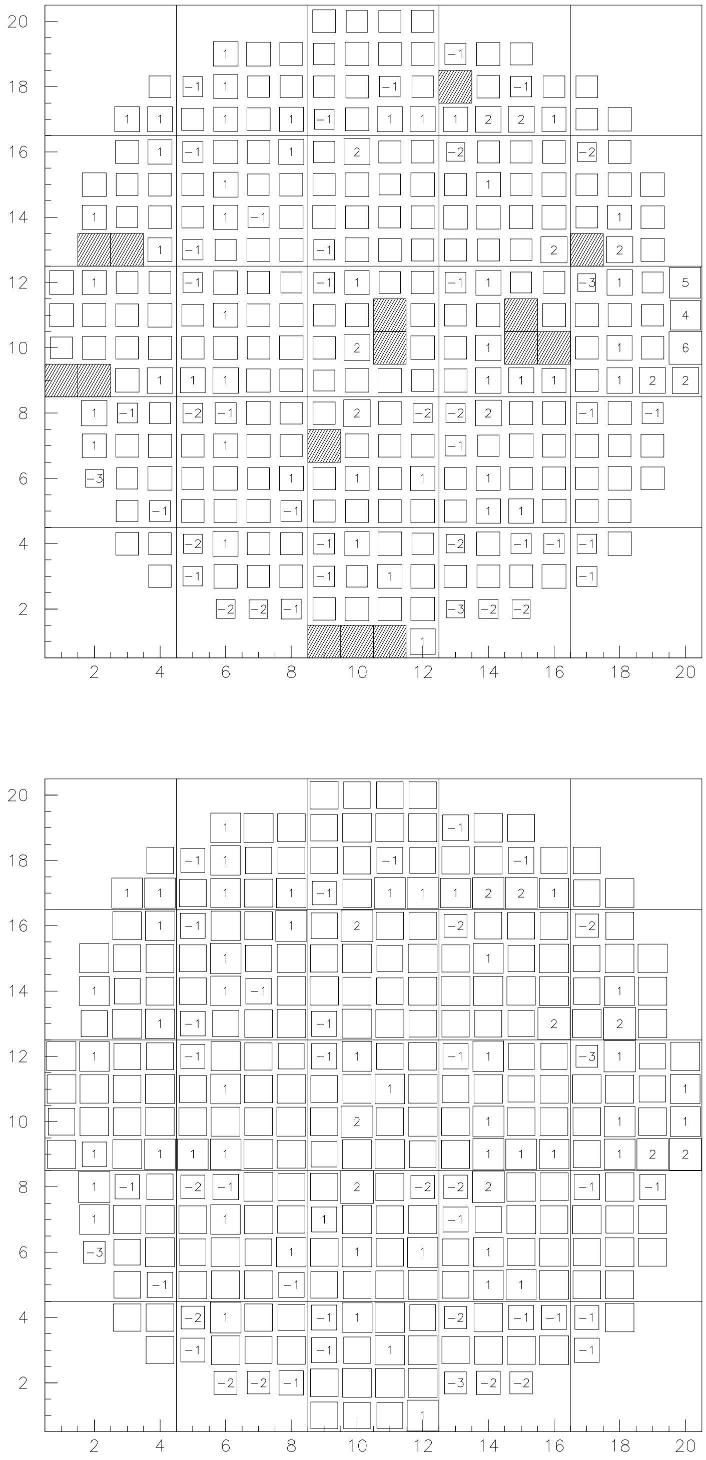


Figure 4.2: Dispersions locales en pour-cent en fonction de la position d'entrée sur les cartes fenêtres glissantes pour les signaux S_i^1. Les lignes horizontales indiquent les chassis de la baie. Les positions d'insertion pour les cartes LIET dans un chassis sont séparées par les lignes verticales. Les chiffres sur les carrés correspondent aux déviations en pour-cent. Quand aucun chiffre n'est donné, la valeur absolue de la déviation est inférieure à 1%.
Figure en haut: Les déviations locales après une première mesure. Les carrés noirs montrent les positions où une erreur est apparue (OPA mort, faux contacts, etc). On remarque à droite des dispersions de l'ordre 5%. Celles-ci étaient dues à l'absence de terminaison 50 Ω.
Figure en bas: Les déviations après la réparation.

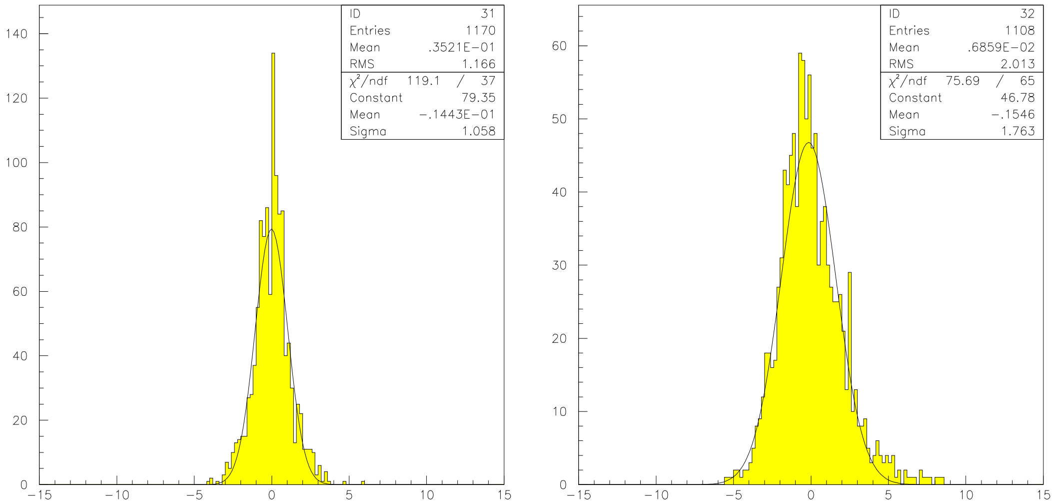


Figure 4.3: La distribution de toutes les dispersions *locales* en pour-cent (figure à gauche). La distribution de toutes les dispersions *globales* en pour-cent (figure à droite).

- Les déviations ne dépendent pas de l'amplitude des impulsions.
- La dispersion dépend fortement du temps de montée des impulsions qui entrent dans les cartes SW, comme on peut le voir sur la figure 4.4.

Concernant le deuxième point, nous avons mesuré à nouveau, pour plusieurs voies, la dispersion globale. La figure 4.4 montre cette dispersion en fonction du temps de montée des impulsions. Le fait que les impulsions plus rapides ont des déviations plus importantes peut être expliqué par un filtrage non-uniforme pour des hautes fréquences. Avec un temps de montée de 14 ns, ce qui correspond à celui des impulsions "front-end", on obtient une dispersion globale de $\simeq 1.3\%$.

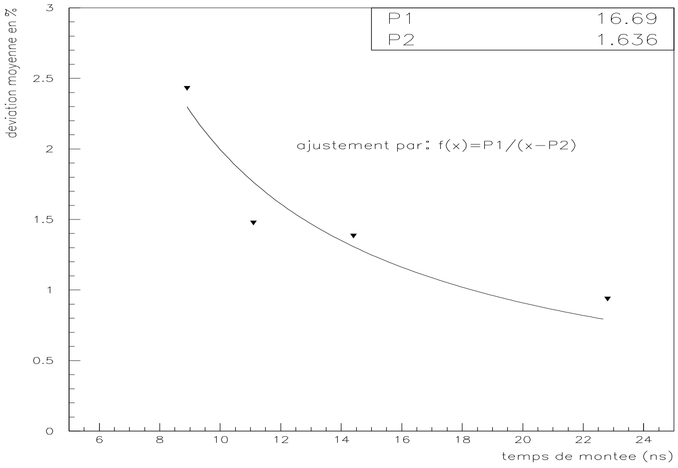


Figure 4.4: La dépendance de la dispersion globale des amplitudes en fonction du temps de montée des signaux.

4.1.2 Résultats en faisceau test

Dans le paragraphe 2.4 nous avons déjà mentionné les tests au faisceau CERN-PS. Ces derniers ont non seulement permis d'étudier la performance du calorimètre SpaCal, mais aussi de tester notre électronique de déclenchement. En fait, pour ce dernier but, plusieurs périodes de prises de données ont eu lieu. Nous nous limitons ici à décrire les tests de la dernière période septembre/octobre 94, les autres tests ayant un dispositif expérimental identique.

Pour ces tests, les valeurs de haute tension des photomultiplicateurs ont été ajustées de façon à obtenir un gain tel qu'on l'attend pour les valeurs de haute tension nominale ($\sim$ 2000 V) dans le champ magnétique de H1 de 1.2 T. Sur la figure 4.5 les modules électroniques utilisés pour l'analyse de notre chaîne de déclenchement sont présentés. Soulignons que l'acquisition d'un événement a été déclenchée par la coïncidence de deux scintillateurs, permettant ainsi d'évaluer les efficacités de notre système de déclenchement. Les signaux de scintillateur sont envoyés dans un CFD classique afin de définir avec précision et indépendamment de la hauteur du signal, le temps de passage de la particule.

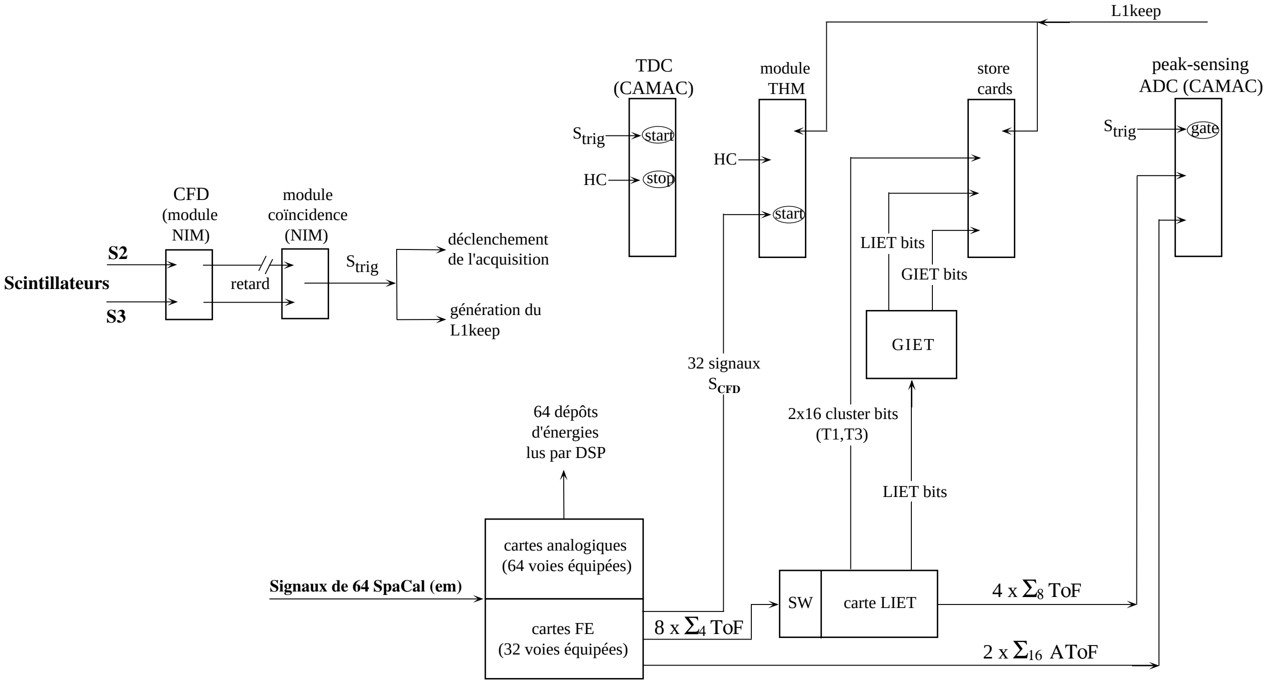
Soulignons que l'ensemble de notre électronique ne peut fonctionner sans une horloge correspondant à celle de HERA. Mais le temps d'arrivée des particules au CERN-PS est aléatoire par rapport à cette horloge. Cette situation est intéressante car elle permet d'étudier la performance de notre système pour tous les canaux en temps, en particulier, le début et la fin de la fenêtre ToF. Ainsi, la variable temps d'une particule est définie comme étant la différence entre le temps de passage de la particule (start du TDC CAMAC) des scintillateurs et le temps du front de montée de l'horloge (stop du TDC CAMAC).

Nous indiquons les modules d'électronique testés, tels qu'ils sont présentés sur la figure 4.5:

- 32 tours SpaCal électromagnétiques ont été équipées par l'électronique FE (2 cartes).
- Une carte SW et une carte LIET.
- La carte GIET qui reçoit les bits LIET.

Les énergies ToF et AToF ont été mesurées à l'aide d'une "peak-sensing" ADC (2259B LeCroy). Les bits IET (cluster bits T1 et T3, LIET bits, GIET bits) ont été lus par des "store cards", comme celles employées dans H1. En dessous de la figure, nous donnons un tableau indiquant la définition des variables que nous utilisons dans la suite.

Lors de ces tests nous avons observé un mauvais fonctionnement de la carte FE pour quelques voies. Soulignons que ces voies correspondent à des tours SpaCal éloignées du point d'impact des particules. Néanmoins nous avons supprimé les signaux de ces voies pour la chaîne de déclenchement: ces voies ont été forcées



variable	signification
t^i_{THM}	temps mesuré par le module TDC “THM” du signal de sortie du CFD.
t_{HC}	temps de l'horloge HERA par rapport au déclenchement $\Leftrightarrow$ temps de la particule.
t^i_E	temps mesuré du dépôt d'énergie: $t^i_E = t^i_{THM} - t_{HC}$ $(i = 1, 32)$
E_{ToF}	énergie totale ToF, correspondant à la somme des 4 signaux $\sum_8 ToF$ mesuré par l'ADC “peak-sensing”
E_{AToF}	énergie totale AToF, correspondant à la somme des deux signaux $\sum_{16} AToF$.
E^i_{DSP}	énergie déposée dans la tour i mesurée par la carte analogique $(i = 1, 32)$
E^i_{CFD}	énergie du seuil CFD de la tour i $(i = 1, 32)$.
E_{DSP}	énergie totale telle que mesurée par les cartes analogiques: $E_{DSP} = \sum_{i=1}^{32} E^i_{DSP}$
$E_{DSP}C$	énergie totale pour toutes les tours contribuant au système de déclenchement FE (cf. texte).

Figure 4.5: Les dispositifs électroniques utilisés au faisceau test CERN-PS. Le tableau en dessous donne la définition des variables pour l'analyse décrite dans ce paragraphe.

en “rien” dans la carte FE (paragraphe 3.5). Les énergies E_{ToF} et E_{AToF} correspondent ainsi à une somme des énergies pour des voies fonctionnant bien. Nous avons défini une énergie totale $E_{DSP}C$ qui correspond à la somme de ces bonnes voies.

Performance de la carte FE

A l'aide des données prises, nous allons discuter successivement des performances de la carte FE concernant les points suivants:

- Les valeurs des seuils CFD.
- La résolution en temps.
- Le fonctionnement de la sélection en temps ToF/AToF.

• *Seuils CFD*: Afin d'étiquetter un événement avec un déclenchement du CFD d'une tour i, nous avons regardé, si le module THM mesurait un temps t^i_{THM}. Mais, comme on l'a vu au paragraphe 3.4, les THM peuvent mesurer un temps seulement dans une fenêtre en temps de 32 ns (région active). Ainsi, nous sélectionnons d'abord des événements avec un temps t_{HC} correspondant à cette région active. Ensuite, nous cherchons, parmi ces événements, ceux ayant un temps t_{THM}. Ceci a été fait pour les spectres d'énergie présentés sur la figure 4.6. Remarquons que nous avons sélectionné seulement une partie de la région active des THM. Cette sélection ($t_{HC} \in [48, 55]$) a été effectuée afin de minimiser la sensibilité à l'effet du glissement en temps pour les petits dépôts d'énergie. Cet effet qui a été discuté au paragraphe 3.4, va être étudié par la suite.

Sur la figure 4.6 on peut voir, pour la tour 40, une valeur du seuil CFD égale à 14 MeV. A l'aide d'une procédure identique, nous avons calculé les valeurs de seuil E^i_{CFD} pour les autres tours. Nous indiquons que ces valeurs sont aussi de l'ordre de 20 MeV. Ces très bonnes valeurs remplissent bien les exigences pour un déclenchement au niveau du MIP, comme on l'a discuté au paragraphe 3.4.

• *La résolution en temps*: Sur la figure 4.7 nous présentons deux histogrammes montrant respectivement la corrélation entre le dépôt d'énergie dans une tour i et le temps t^i_E de dépôt. On obtient une résolution en temps de 0.73 ns pour un dépôt d'énergie supérieur à 200 MeV. Pour des énergies en dessous de cette valeur, on observe une dépendance systématique du temps t^{40}_E de dépôt en fonction de l'énergie E^{40}_{DSP}. Cette dépendance typique, est due au “walk” résiduel du CFD. On constate un glissement en temps de 6-10 ns pour des très petits dépôts d'énergie en dessous de 40 MeV. Ce glissement ne présente pas un inconvénient pour l'IET dont la valeur du seuil T1 est plus élevée.

• *Sélection ToF/AToF*: Afin d'étudier le fonctionnement de la sélection ToF de la carte FE, on peut corréler l'énergie ToF avec l'énergie AToF telles que mesurées par l'ADC CAMAC. Ceci a été réalisé sur la figure 4.8 pour les pions interagissant

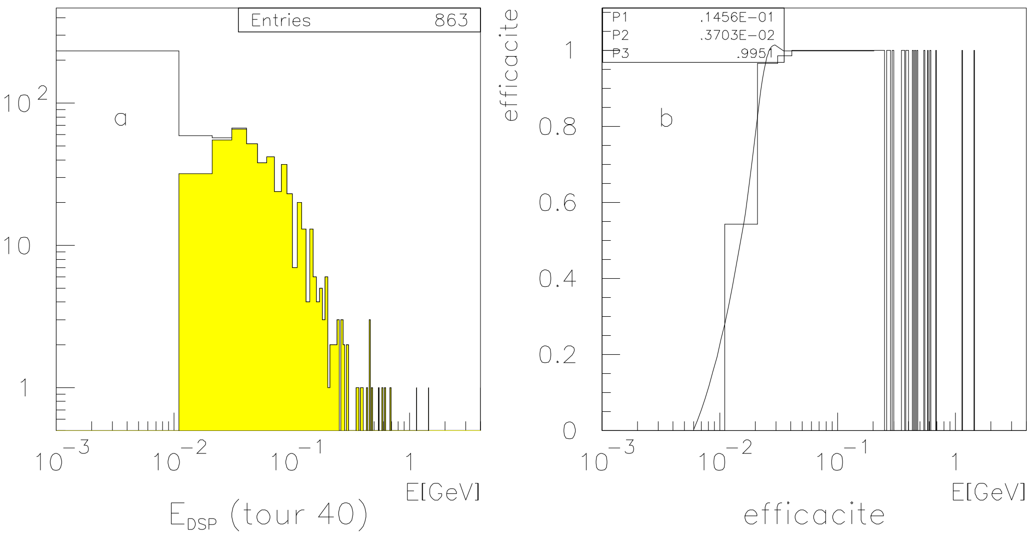


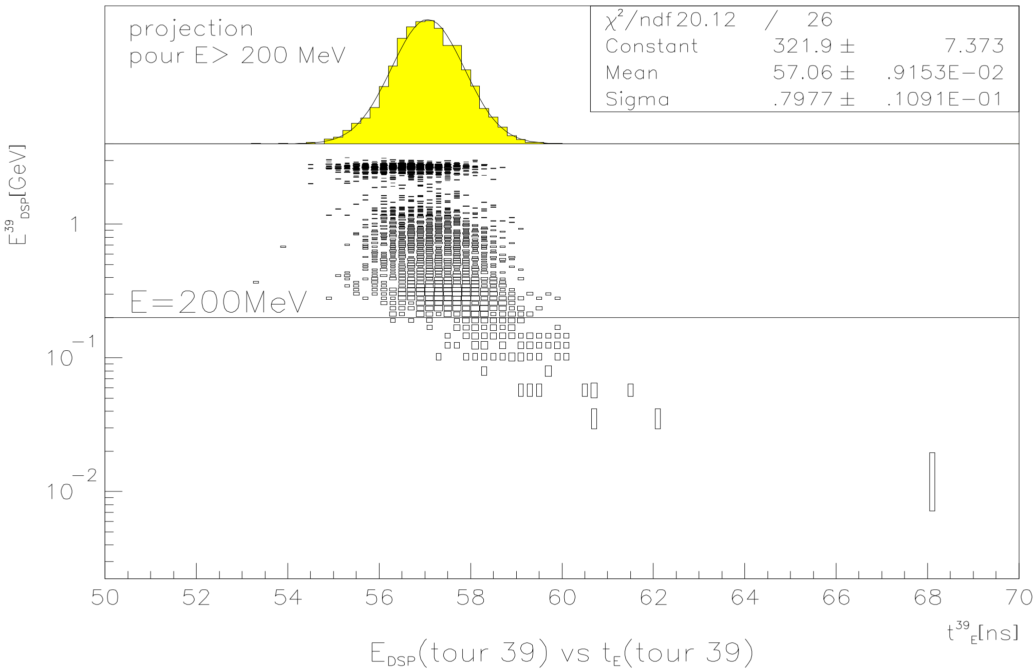
Figure 4.6: Efficacité du CFD pour la tour 40:
Figure a: spectre d'énergie (blanc) pour $t_{HC} \in [48,55]$; spectre d'énergie (gris) pour $t_{HC} \in [48,55]$ et ayant un temps t^{40}_{THM} mesuré.
Figure b: le rapport des deux histogrammes de la figure a. La valeur du seuil CFD est égale à 14 MeV.

dans la section électromagnétique. On voit sur cette figure une anti-corrélation avec l'énergie AToF. Ceci indique qu'un événement n'est pas purement ToF ou AToF mais qu'il existe une fuite de l'énergie ToF dans la branche AToF (respectivement AToF vers ToF) pour les événements ToF (respectivement AToF). Néanmoins, quand on réalise l'histogramme du temps t_{HC}, respectivement pour les régions A et B (figure 4.8), on met en évidence pour la première bande (région A) un domaine en temps correspondant à la fenêtre ToF de $\sim$ 20 ns.

Rappelons que l'état permanent du module d'aiguillage de la carte FE est AToF (paragraphe 3.5). Donc, quand un dépôt d'énergie ToF est en dessous du seuils CFD, cette énergie sera mesurée AToF.

Nous présentons sur la figure 4.9, la distribution à deux dimensions pour l'énergie AToF et la somme des énergies E^i_{DSP} qui sont en dessous des seuils CFD. On remarque qu'il existe une fraction d'événements pour lesquels les deux quantités sont corrélées. La distribution en temps pour ces événements sélectionnés dans la bande est plate, comme on s'y attend, car cette fuite dans la branche AToF n'est pas corrélée avec le temps d'arrivée de la particule dans la fenêtre ToF.

Pour les événements en dehors de cette bande on voit une distribution en temps à peu près plate avec un pic à la fin de la fenêtre ToF. Nous interprétons



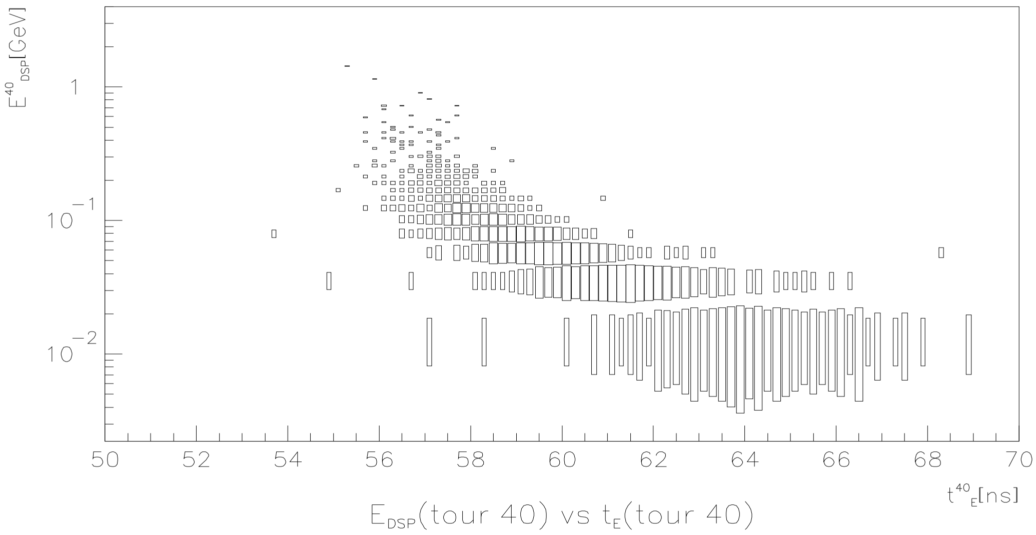


Figure 4.7: Corrélation entre le temps de dépot t_E^i et l'énergie E_{DSP}^i. Cette corrélation est présentée pour deux tours (39,40). Le faisceau (3 GeV, particules: e et π) a été centré sur la tour 39. La tour 40 se trouve à coté de la tour 39. Pour l'histogramme de la tour 39, nous donnons la projection sur l'axe t_E pour des énergies supérieures à 200 MeV. L'ajustement de cette projection a été réalisé à l'aide d'une fonction gaussienne. Nous voyons que:

- La projection a une largeur σ=0.80 ns. Quand on soustrait quadratiquement de cette valeur la résolution en temps des scintillateurs ($\sigma \simeq 0.3\ ns$), on obtient une valeur de résolution totale de notre système de mesure de temps égale à σ=0.73 ns.
- Pour la tour 40, on voit que le décalage en temps, mesuré pour des petits dépôts d'énergie peut aller jusqu'à 6-10 ns.

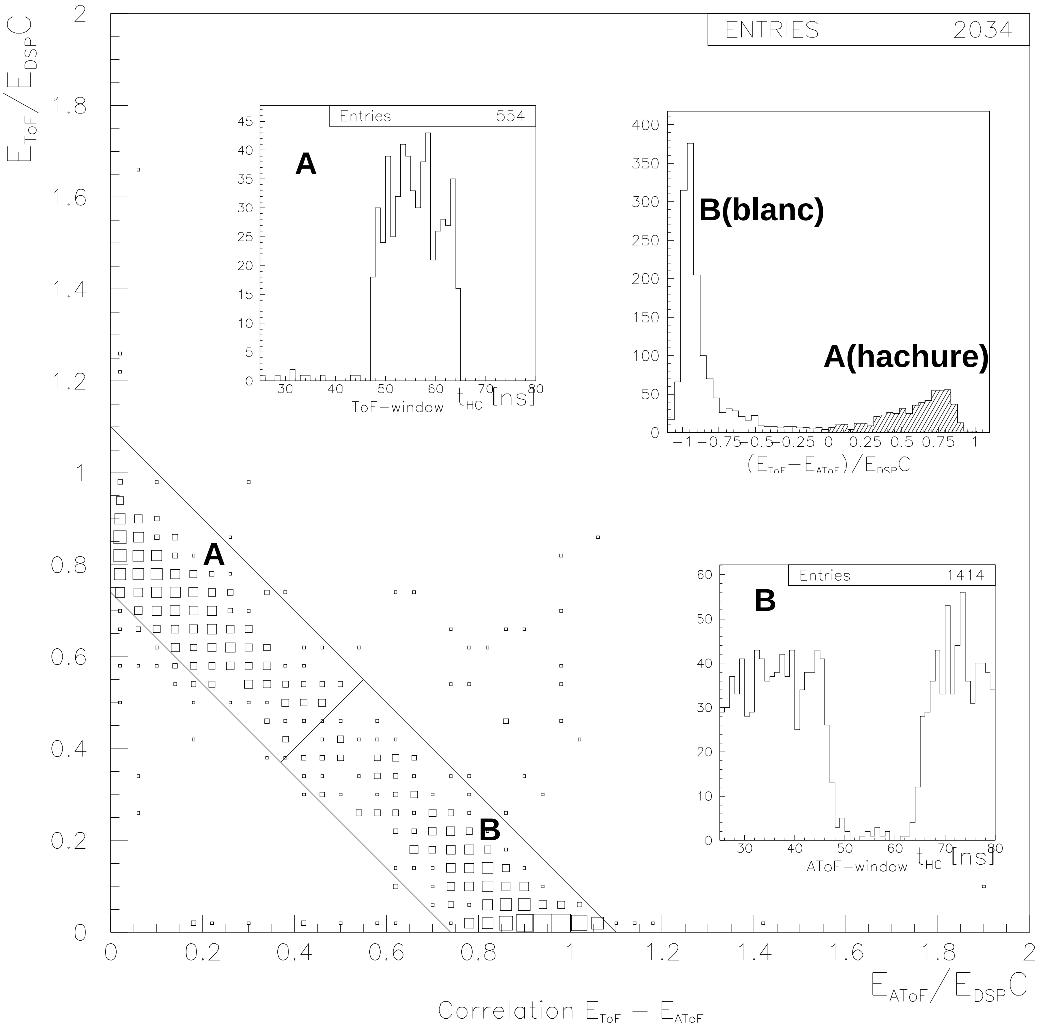
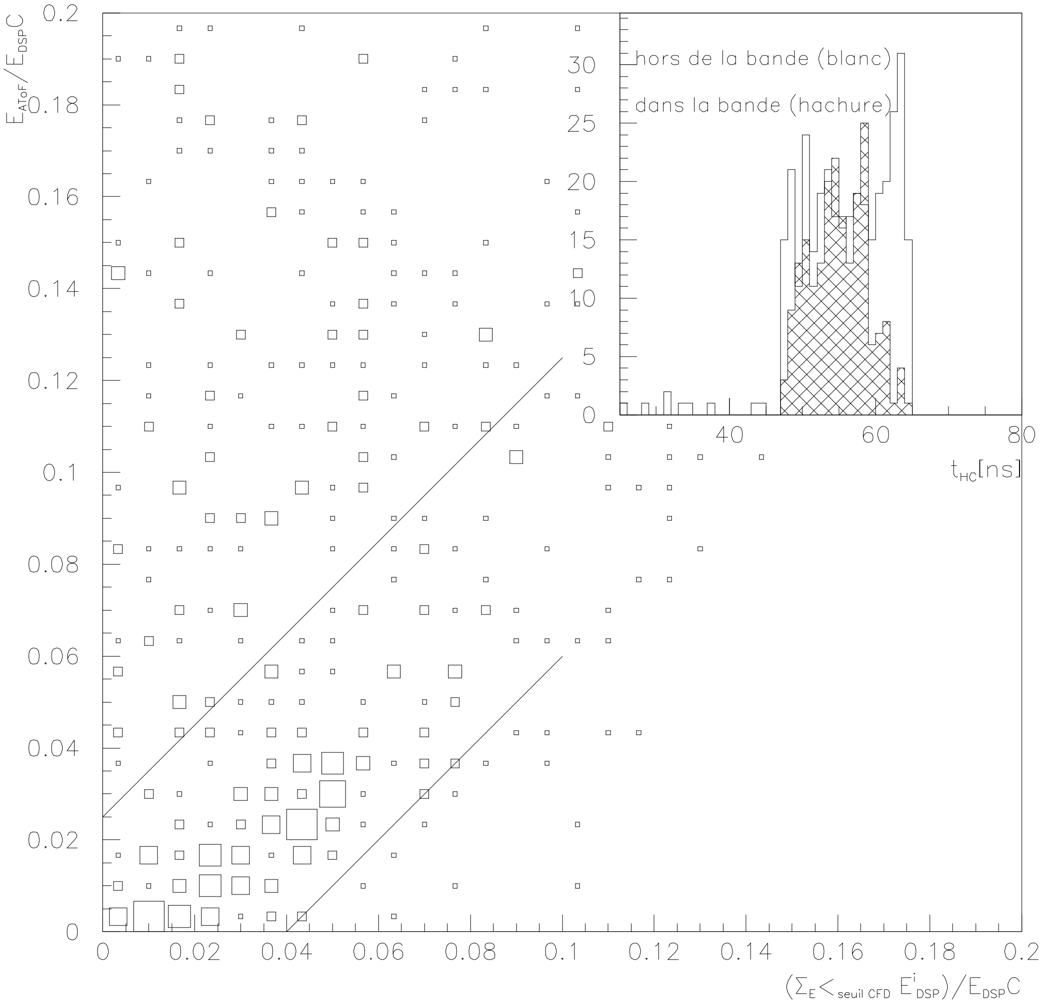


Figure 4.8: Corrélation du rapport d'énergies ToF ($E_{ToF}/E_{DSP}C$) et AToF ($E_{AToF}/E_{DSP}C$) pour des **pions** (énergie nominale = 3 GeV) interagissant dans la section électromagnétique. La taille des carrés correspond au logarithme du nombre d'événements dans un canal. Dans cet histogramme nous avons séparé deux régions (A,B) définies par des lignes indiquées sur la figure. Pour ces régions les temps de l'horloge HERA (t_{HC}) sont présentés et correspondent respectivement aux événements dans la fenêtre ToF et en dehors de la fenêtre ToF. Nous avons superposé un histogramme montront pour les régions A et B la quantité $(E_{ToF} - E_{AToF})/E_{DSP}C$, afin d'indiquer le rapport du nombre des événements avec une fuite d'énergie.



La variable $\sum_{E<seuilCFD} E^i_{DSP}$, correspondant à la somme des énergies inférieures au seuil CFD, est définie comme suit:

$$\sum_i E^i_{DSP}\ \Theta[E^i_{CFD} - E^i_{DSP}]\ ,$$

où E^i_{CFD} correspond au seuil CFD de la tour i et la fonction Θ est donnée par:

$$\Theta[E^i_{CFD} - E^i_{DSP}] = \begin{cases} 1 & \text{pour } E^i_{CFD} > E^i_{DSP} \\ 0 & \text{pour } E^i_{CFD} < E^i_{DSP} \end{cases}$$

Figure 4.9: Corrélation entre le rapport de l'énergie AToF (E_{AToF}/E^C_{DSP}) et le rapport de la somme des énergies inférieures aux seuils CFD (définition donnée en dessous de la figure) pour les événements inclus dans la région A (ToF) de la figure 4.8. Nous avons défini une bande sur cet histogramme indiquée par des lignes. Les temps de l'horloge HERA pour les événements dans cette bande et ceux en dehors sont respectivement présentés dans l'histogramme superposé.

l'existence de ce pic comme étant due:

- au décalage en temps vers l'AToF pour les petits dépôts d'énergie, comme on l'a vu sur la figure 4.7.
- à l'absence d'alignement en temps canal par canal des fenêtres ToFW, problème dont nous reparlerons au paragraphe 4.2.1.

La partie plate en temps de ces événements peut être attribuée à l'empilement résiduel et à des canaux défectueux de cette électronique test de FE.

Pour les électrons, on voit que les effets de fuite sont moins importants (figure 4.10), mais on retrouve un comportement semblable de fin de fenêtre ToF (figure 4.11) et quelques événements résiduels de mauvais fonctionnement.

Nous avons fait une étude similaire pour les MIP. Pour les particules au minimum d'ionisation, la performance est bien meilleure que pour les pions comme on le voit sur la figure 4.12. Nous expliquons la faible fuite d'énergie pour les MIP par le fait que le dépôt d'énergie est concentré sur 4 ou 5 tours. Nous concluons que les résultats obtenus montrent qu'avec ces bas seuils CFD, l'électronique de FE peut intrinsèquement sélectionner des événements en temps au niveau du MIP.

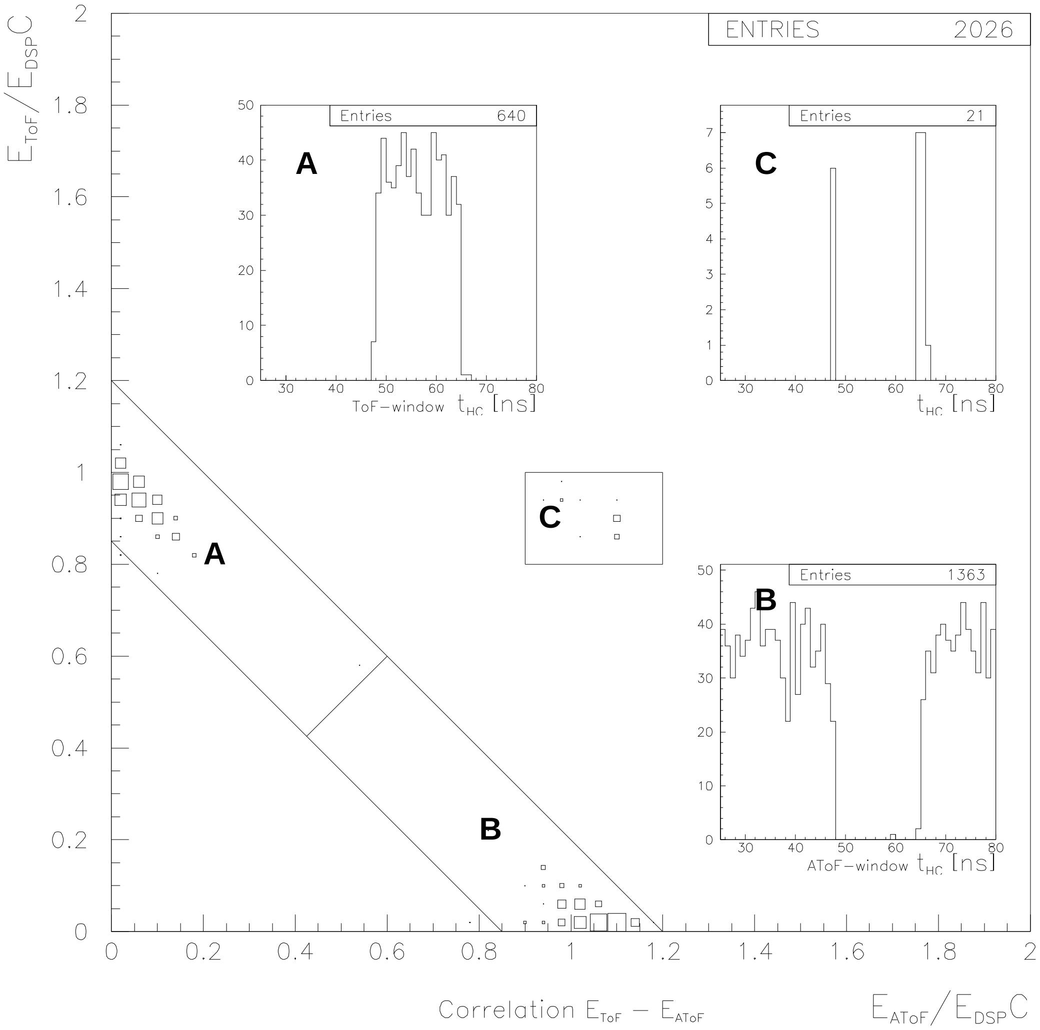


Figure 4.10: Corrélation entre le rapport d'énergie ToF ($E_{ToF}/E_{DSP}C$) et le rapport d'énergie AToF ($E_{AToF}/E_{DSP}C$) pour des **électrons** (énergie nominale = 3 GeV). La taille des carrés correspond au logarithme du nombre d'événements dans un canal. Nous avons séparé les trois régions A,B et C Pour ces régions les temps de l'horloge HERA (t_{HC}) sont présentés. On peut voir que les événements de la région C ont en même temps un rapport d'énergie ToF et AToF à peu près égal à 1. Ces événements apparaissent soit au début soit à la fin de la fenêtre ToF. Ceci indique que le signal d'entrée du module d'aiguillage (voir paragraphe 3.5) est coupé à son maximum pour ces événements.

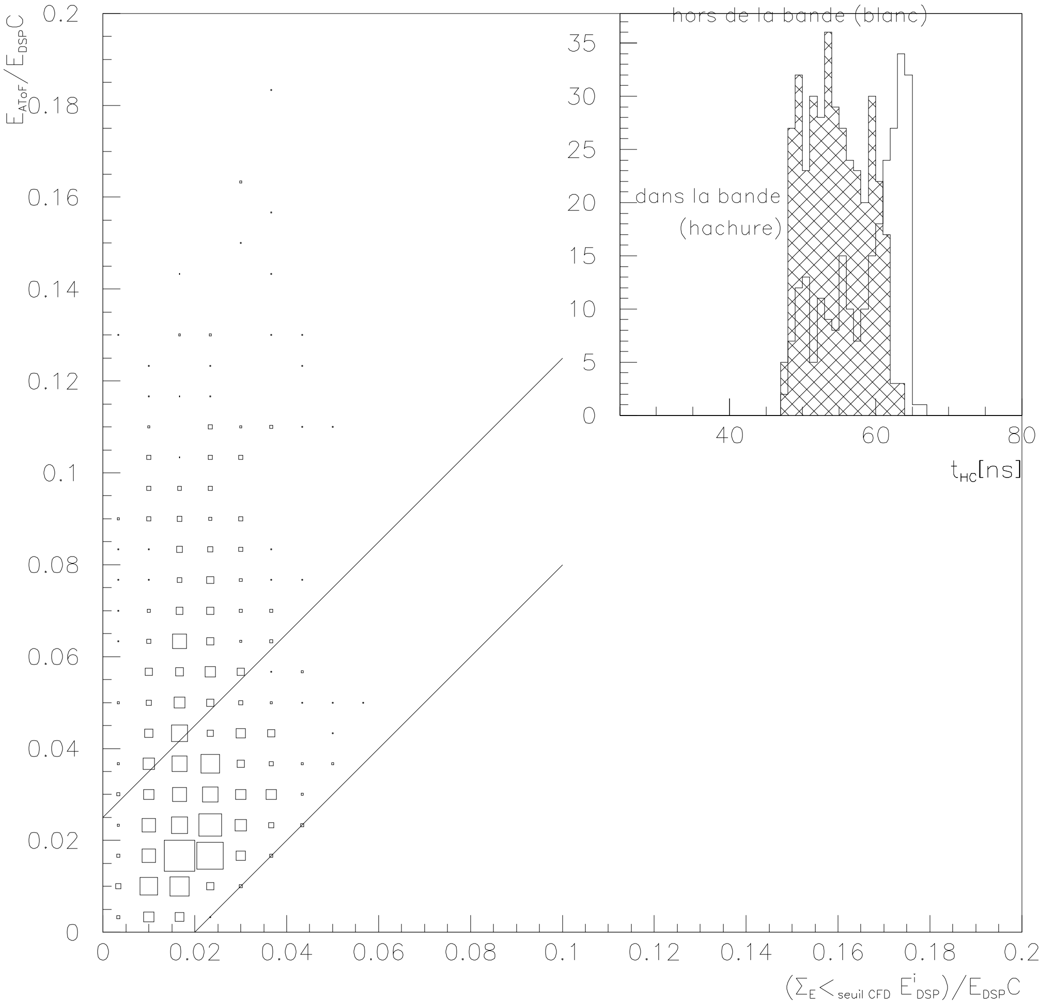


Figure 4.11: Corrélation entre le rapport de l'énergie AToF ($E_{AToF}/E_{DSP}C$) et le rapport de la somme des énergies inférieures au seuils CFD pour les **électrons** ToF (région A sur la figure 4.10).

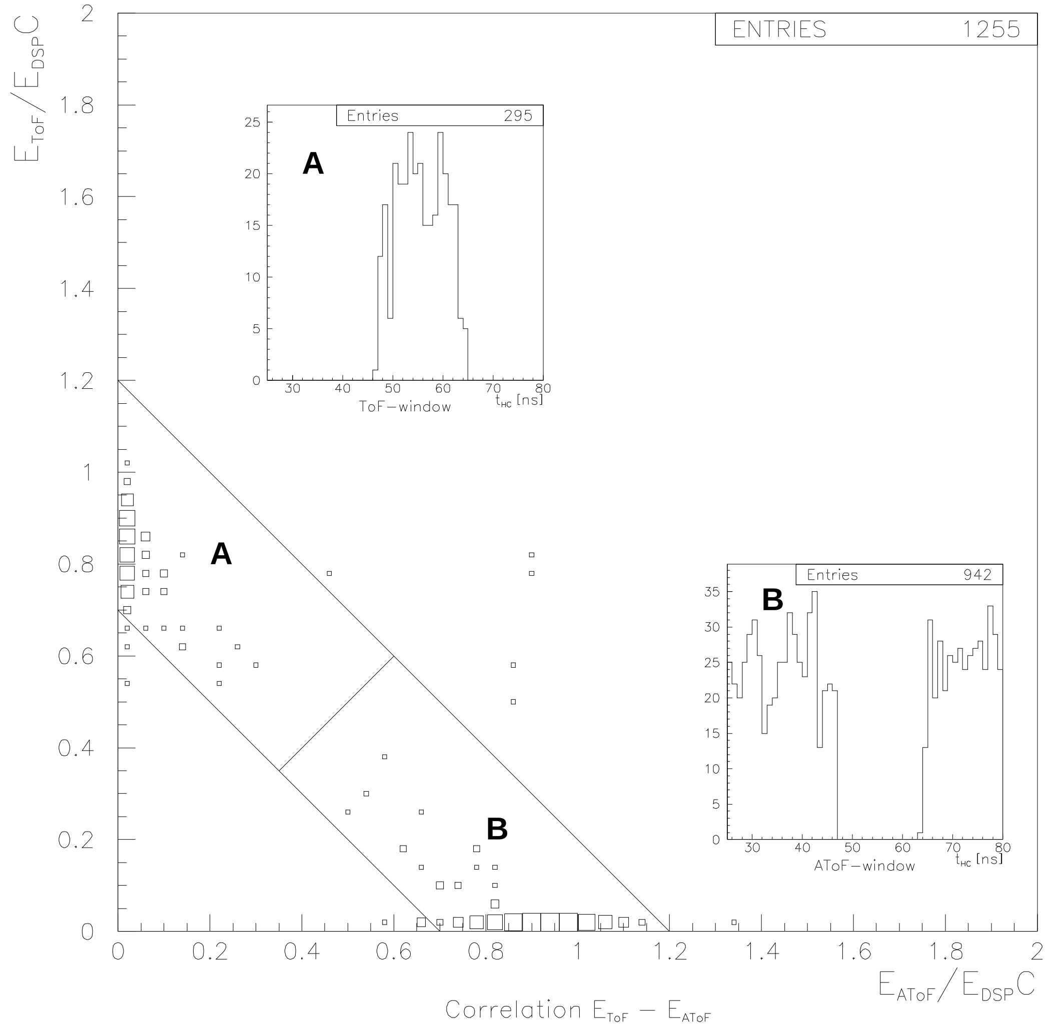


Figure 4.12: Corrélation énergies ToF/AToF et fenêtre ToF pour les **MIP**.

Efficacité de l'IET

A l'aide des données, nous avons pu calculer l'efficacité de déclenchement sur les dépôts d'énergie en temps. Pour cela nous définirons cette grandeur, comme étant le rapport suivant:

$$\varepsilon = \frac{\text{Nombre d'événements } t_{HC} \in \text{ToF et IET ``on''}}{\text{Nombre d'événements } t_{HC} \in \text{ToF}}$$

La figure 4.13 montre les spectres d'énergie ToF (E_{ToF}) pour les particules obéissant à cette sélection en temps. Les données utilisées pour les histogrammes de la figure 4.13 ont été prises avec un point d'impact des particules du faisceau (4 GeV) au centre d'une tour SpaCal. Il faut noter que l'énergie a été corrigée pour la non-linéarité de l'ADC 2259B qui se manifestent particulièrement aux basses énergies. Remarquons qu'avec ces histogrammes d'efficacité, réalisés avec l'énergie E_{ToF}, nous ne tenons pas compte d'éventuelles inefficacités de la sélection en temps du "Front End".

Du coté droit de la figure 4.13 les rapports des deux histogrammes (gris/blanc), correspondant à l'efficacité ε de déclenchement pour un canal E_{ToF}, sont présentés. Si nous supposons que le bruit à l'entrée du discriminateur est gaussien, i. e. qu'il n'y pas de bruit systématique, on peut réaliser un ajustement à trois paramètres (P1,P2,P3) de la fonction:

$$f(E_{ToF}) = (P3 + erf(\frac{E_{ToF} - P1}{\sqrt{2}P2}))/2, \tag{4.1}$$

où la fonction d'erreur $erf(x)$ est donnée par:

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy.$$

Dans cette formule P3 représente la valeur de l'efficacité; P1 la position moyenne du seuil et P2 la dispersion (σ) du bruit que nous appelerons la raideur du seuil. Les valeurs des paramètres d'ajustement pour les seuils (T1,T2,T3) sont rassemblées sur le tableau 4.1. On voit que l'efficacité est supérieure à 99% pour tous les seuils; la raideur du seuil vaut environ 35 MeV, ce qui correspond à une

	T1	T2	T3
P1 (position en GeV)	0.2	0.8	3.3
P2 (raideur en MeV)	28	34	36
P3 (efficacité en %)	99.0	99.8	99.8

Tableau 4.1: Paramètres des courbes de seuils de la figure 4.13.

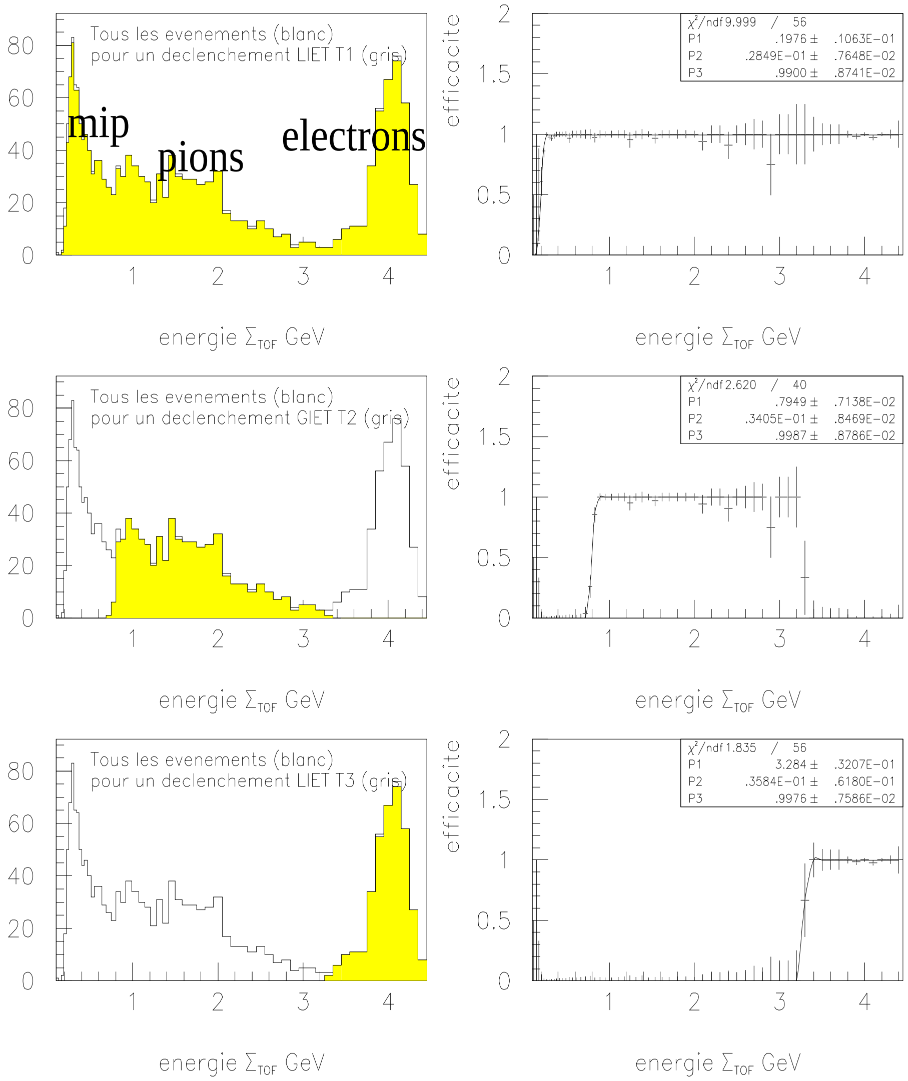


Figure 4.13: L'efficacité de l'IET selon les mesures au CERN-PS.
histogrammes à gauche: spectres en énergie $\sum_{ToF}$, représentant la somme ToF de 16 tours SpaCal:
a) en haut: au moins un cluster bit T1 allumé
b) intermédiaire: au moins un cluster bit T2 et aucun clusterbit T3 (GIET bits T2)
c) en bas: au moins un bit T3
histogrammes à droite: Courbes de seuil selon un ajustement des rapports des spectres à gauche par une fonction d'erreur. La valeur de P1, correspond au position du seuil en GeV ; P2 au σ du montée de la courbe de seuil en GeV ; P3 est l'efficaité selon l'ajustement.

tension de l'ordre 4 mV. Cette valeur estimée est bien trop élévée par rapport à la valeur réelle: nous avons pu prendre des données en mettant un seuil T1 à une valeur de 5 mV, sans avoir de déclenchement parasite ($< 2\ 10^{-4}$), ce qui prouve que le bruit est inférieur à 8 MeV. En fait, pour les courbes de seuils, nous sommes limités par le pas de l'histogrammation, car comme on peut le voir sur la figure 4.13, la montée de la courbe du seuil est comprise dans un ou deux pas de l'histogramme.

Une autre objectif important des tests au CERN-PS était l'étude de l'uniformité spatiale du déclenchement IET. En déplaçant le faisceau de sorte que le point d'impact des particules soit au coin d'une tour de déclenchement, nous avons mesuré une efficacité de 99.8% pour le seuil T1 situé à la même valeur de 200 MeV. Ceci montre l'uniformité du déclenchement à l'aide des fenêtres glissantes.

A travers ces tests, nous avons pu aussi étudier la chaîne complète qui génère les bits GIET de déclenchement. En particulier nous avons trouvé que:

- Les bits LIET et GIET sont à 100% efficace par rapport aux cluster bits.
- La synchronisation des bits de déclenchement fonctionne: chaque bit a été retrouvé dans son cycle de l'horloge HERA correspondant sur les "store cards". Pour des impulsions de grande amplitude, les bits de déclenchement peuvent rester allumés pendant deux ou même trois cycles.

4.2 Résultats avec le SpaCal dans H1

En avril 1995, le calorimètre SpaCal et l'électronique associée furent intégrés dans le détecteur H1. Sur la figure 4.14, on peut voir un événement provenant d'une diffusion profondément inélastique, l'électron diffusé étant détecté dans le calorimètre électromagnétique SpaCal. La figure 4.15 (histogramme blanc) montre la distribution des temps de dépôt d'énergie dans le SpaCal; le pic à gauche ($t \simeq 6$ ns) correspond aux événements de bruit de fond générés par le faisceau de proton tandis que l'épaulement ($t \simeq 16$ ns) correspond aux événements physiques. L'histogramme hachuré a été obtenu quand on applique la sélection ToF/AToF (FE en mode libre). La combinaison de ces deux histogrammes montre que la sélection du bruit de fond est supérieure à 10^3. Remarquons, que la largeur de cette distribution est due aux différences de temps de parcours de signaux dans

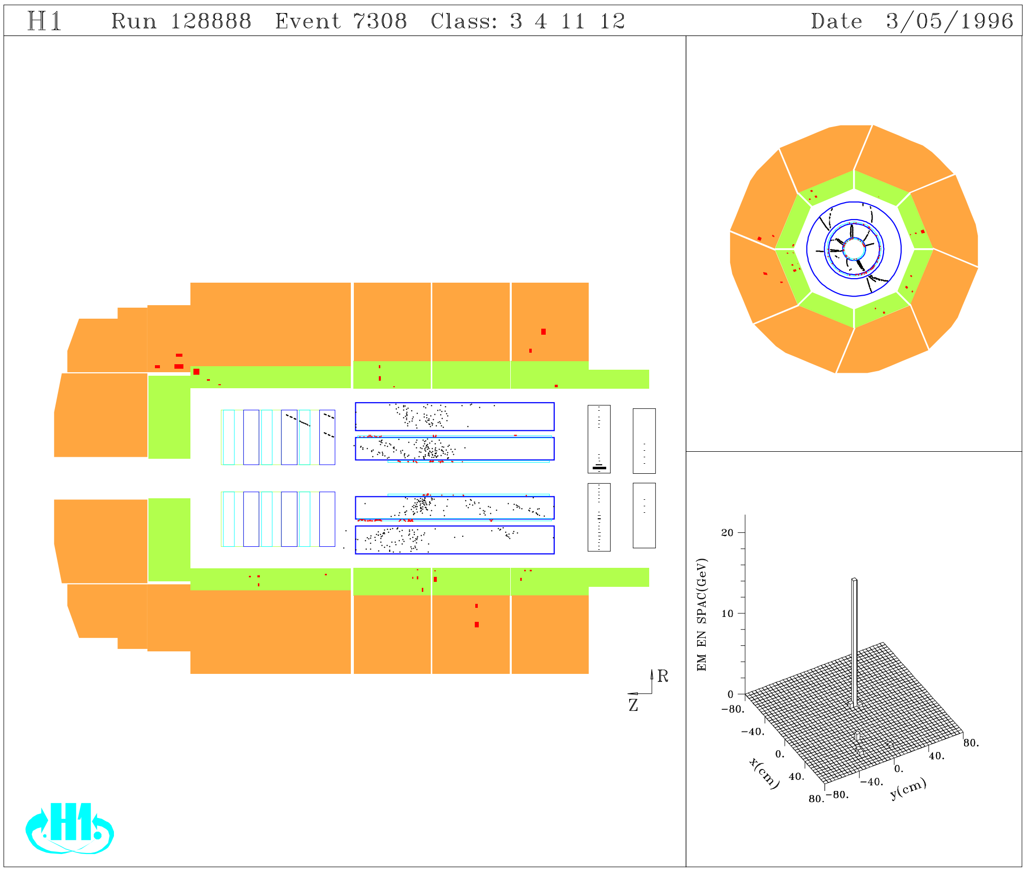


Figure 4.14: Evénement diffractif avec un électron de ~ 18 GeV dans le calorimètre SpaCal. Sur la figure à droite en bas, l'énergie de dépôt dans le calorimètre SpaCal électromagnétique est présentés pour chaque tour. Presque toute l'énergie est déposée dans une seule tour, indiquant que la particule détectée dans le calorimètre SpaCal, est bien un électron. Cet événement a été déclenché par l'IET.

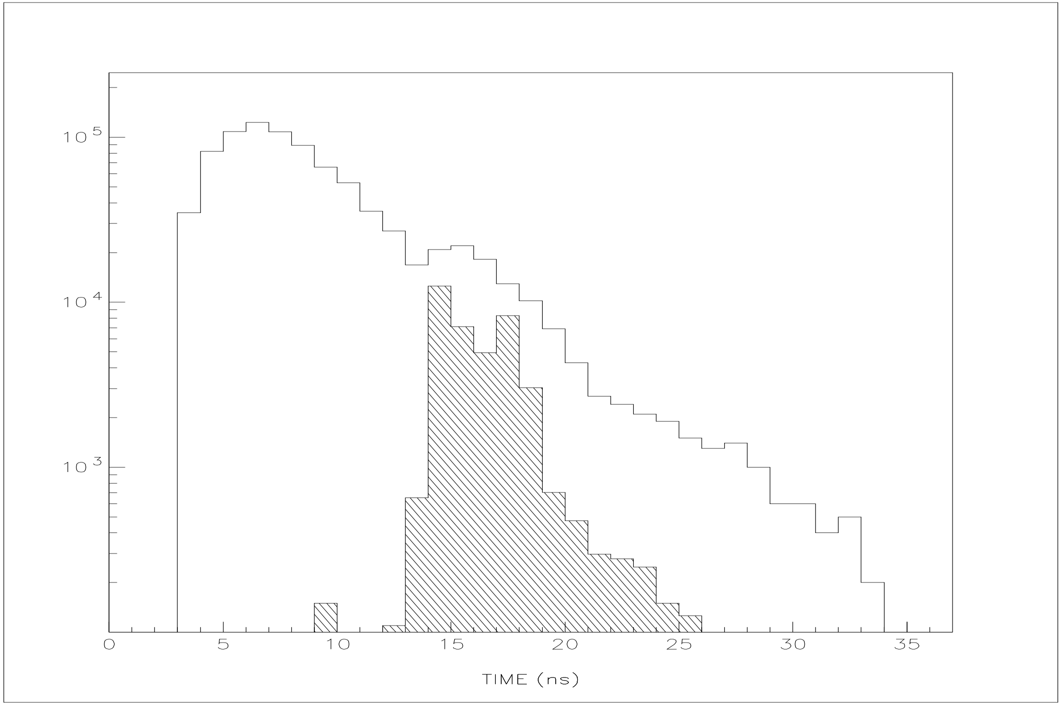


Figure 4.15: Distribution en temps des dépôt d'énergie dans le calorimètre SpaCal électromagnétique sans (histogramme blanc) et avec (histogramme hachuré) la sélection ToF/AToF.

les câbles reliant le SpaCal au système TDC; l'asymétrie pour les temps $t \gtrsim 18$ ns correspond aux glissements en temps des petits dépôts d'énergie. Signalons que le paquet de protons est souvent acompagné d'un paquet "satellite" (d'intensité 10^2 à 10^3 fois plus faible) retardé de 10 ns ou plus. Ceci a pour conséquence que les temps de dépôt d'énergie du bruit de fond généré par ce paquet satellite est dans la fenêtre en temps ToFW du Front End. La coupure de vertex au niveau L4 permet de rejeter une partie de ces événements.

Pour obtenir cette sélection ToF/AToF, il a été nécessaire d'ajuster les fenêtres ToFW, ceci a pu être fait préalablement au démarrage du faisceau. Dans le paragraphe suivant (4.2.1) nous décrivons la méthode employée avec les particules. Le deuxième sujet d'intérêt est, bien évidemment, la mesure de l'efficacité de détection de l'IET ainsi que son comportement au seuil. Nous présentons les résultats et problèmes rencontrés dans le paragraphe 4.2.2.

4.2.1 La calibration en temps

A l'aide de la sélection ToF pour le calorimètre SpaCal on doit rejeter d'une part les événements de bruit de fond d'une manière efficace en gardant d'autre part la meilleure efficacité pour les événements provenant d'une collision *ep*. Cette sélection est effectuée pour chaque canal par la coïncidence du signal de sortie CFD de ce canal avec une fênetre ToF associée, comme on l'a vu au chapitre 3.

Un ajustement des fenêtres ToF est nécessaire à cause de deux effets présentés sur la figure 4.16. On constate qu'il faut ajuster les décalages δToF_i de début de fenêtre ToF de façon à compenser les différences de longueur de câble:

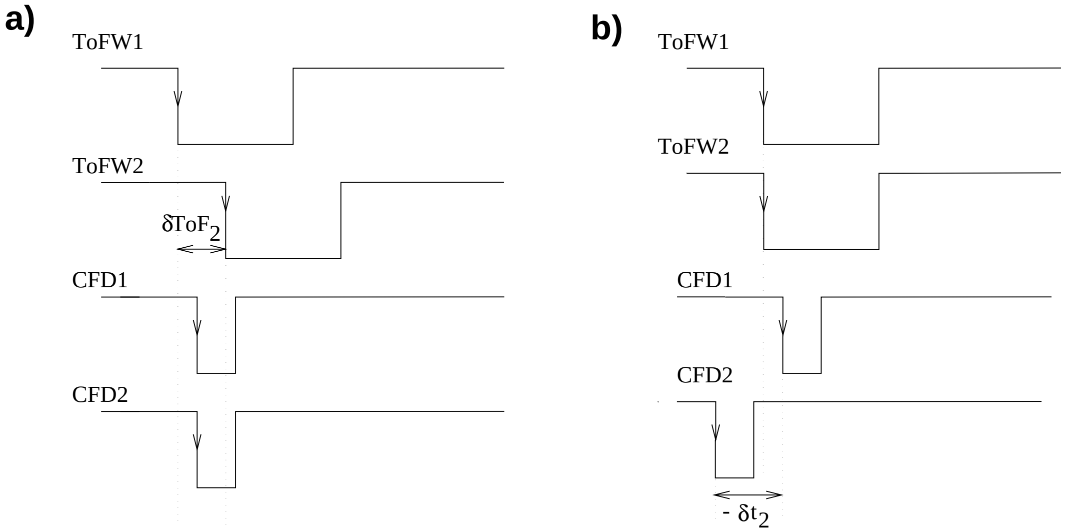


Figure 4.16: Sur cette figure nous présentons les signaux de deux fenêtres ToF (ToFW1,ToFW2) et les signaux de sortie CFD (CFD1,CFD2) correspondant à deux situations a) et b). Dans le cas de a), nous avons assumé que les deux signaux CFD arrivent en même temps et qu'il y a un décalage en temps δToF_2 entre les débuts de ToFW1 et ToFW2. Ce décalage est dû à une différence en temps de l'horloge HERA à l'intérieur des boîtes analogiques. On voit qu'une partie du signal va être sélectionnée en ToF et l'autre en AToF à cause de ce décalage en temps.
En réalité, comme indiqué pour l'événement b), les signaux CFD1 et CFD2 n'arrivent pas en même temps à cause de la différence de longueur des câbles transmettant les signaux depuis le SpaCal vers la carte FE. Avec ce décalage $-\delta t_2$ de quelques nanosecondes, on peut avoir le même effet qu'en a), bien que les fenêtres ToF (ToFW1 et ToFW2) ne soient pas décalées.
Généralement, on a simultanément ces deux effets. Le problème consiste à ajuster les décalages des début de fênetres ToF de façon à satisfaire: $\delta ToF_2 = \delta t_2$.

$$\delta ToF_i = \delta t_i \ , \quad \text{pour toutes les voies } i. \tag{4.2}$$

Nous ne pouvons pas directement mesurer les valeurs de début de fenêtres ToF par rapport à horloge HERA parce que la dispersion des temps d'arrivée des événements est d'environ 1 ns. Supposons cependant que l'on dispose d'un faisceau aléatoire par rapport à l'horloge HERA, comme au CERN-PS. Dans ce cas, on peut employer la méthode illustrée sur la figure 4.17. On voit que les valeurs T_i^s de débuts de fenêtre ToF, telles que mesurées par le *système TDC*, sont égales à:

$$T_i^s = (\delta ToF_i - \delta t_i) + (\delta t_i + \delta u_i) \ . \tag{4.3}$$

Afin de de pouvoir ajuster les fenêtres ToF selon l'équation 4.2, il faut donc mesurer, d'après l'équation 4.3 les valeurs $\delta t_i + \delta u_i$ qui correspondent aux différences de temps de propagation des signaux entre le SpaCal et le système TDC.

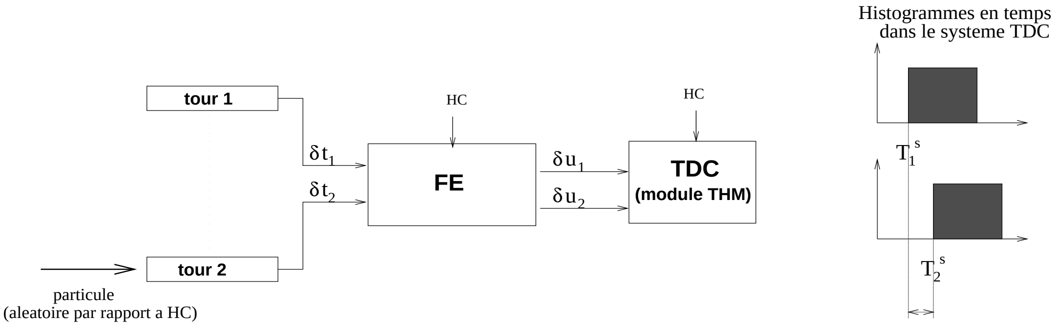


Figure 4.17: On suppose un faisceau aléatoire par rapport à l'horloge HERA, comme au CERN. On suppose en plus qu'un seul canal a déclenché en ToF. On réalise l'histogramme en temps dans le système TDC de ces événements ToF pour le canal 1 puis pour le canal 2. Pour les débuts des fenêtres ToF, T_1^s et T_2^s, telles que mesurées par les THM, on obtient:
$T_1^s = (\delta u_1 + \delta ToF_1) = (\delta ToF_1 - \delta t_1) + (\delta t_1 + \delta u_1)$,
$T_2^s = (\delta u_2 + \delta ToF_2) = (\delta ToF_2 - \delta t_2) + (\delta t_2 + \delta u_2)$,
où δt_1, δt_2 correspondent aux différences en temps des signaux avant la carte FE et δu_1,δu_2 aux différences en temps créées entre la carte FE et les TDC. δToF_1 et δToF_2 sont les différences des débuts de fenêtres ToF au niveau de la carte FE. Sur la figure ci-dessous nous expliquons cette relation.

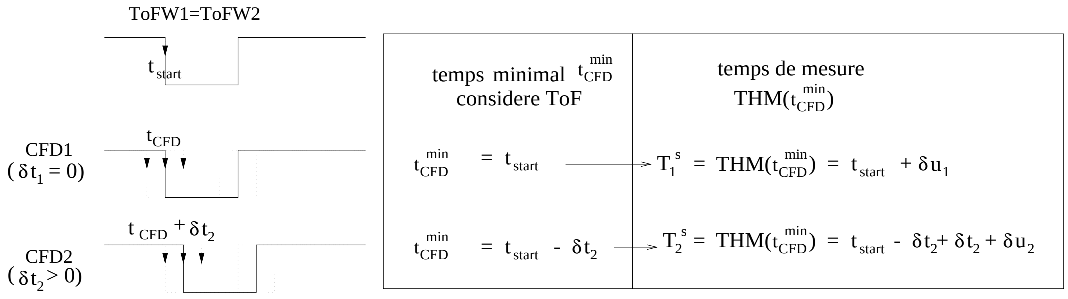


Figure 4.18: Nous considérons toujours un faisceau aléatoire par rapport à l'horloge HERA. Supposons que les fenêtres ToF des deux canaux sont identiques avec un début à t_{start}. Pour la sortie CFD2, nous supposons un décalage en temps δt_2 par rapport au CFD1. t_{CFD} est le temps d'arrivée d'une particule. On voit que le temps minimal t_{CFD}^{min} qui est considéré ToF, est égal à t_{start} pour le canal 1 et $t_{CFD}^{min} = t_{start} - \delta t_2$ pour le canal 2. Pour un temps t_{CFD} donné, le THM va mesurer: $THM(t_{CFD}) = t_{CFD} + \delta t_i + \delta u_i$. Ainsi, on obtient toujours pour le début de la fenêtre ToF d'un canal i: $T_i^s = \delta ToF_i + \delta u_i$.

• *Mesure des décalages en temps*: Afin de mesurer, pour toutes les voies, les décalages relatifs $\delta t_i + \delta u_i$, nous considérons les particules interagissant dans le SpaCal, qui proviennent d'une collision *ep*. Par rapport à l'horloge HERA, la dispersion des temps d'arrivée à l'entrée du détecteur est liée à la taille du faisceau des électrons et est inférieure à 0.1 ns. Nous remarquons que la différence de longueur de parcours entre un électron diffusé vers le centre du détecteur SpaCal et un électron diffusé vers l'extérieur est de 0.6 ns. Les différences correspondantes, relatives à chaque tour i, sont inclues dans le décalage δt_i ; elles sont néanmoins négligeables devant d'autres effets comme nous le verrons.

En mesurant la valeur moyenne des temps d'arrivée dans les cartes THM, on en déduit les décalages relatifs $\delta t_i + \delta u_i$. Sur la figure 4.19 nous présentons ces décalages relatifs pour les 500 premières tours du SpaCal électromagnétique, selon une numérotation spirale qui débute près du tube à vide. Nous avons sélectionné pour ces mesures les dépôts d'énergie supérieurs à 2 GeV de façon à être sûr de s'affranchir des effets de glissements en temps pour les petits dépôts d'énergie. Sur la figure 4.20, nous montrons les distributions des temps d'arrivée des particules pour toutes les tours, avant et après la correction pour les décalages relatifs.

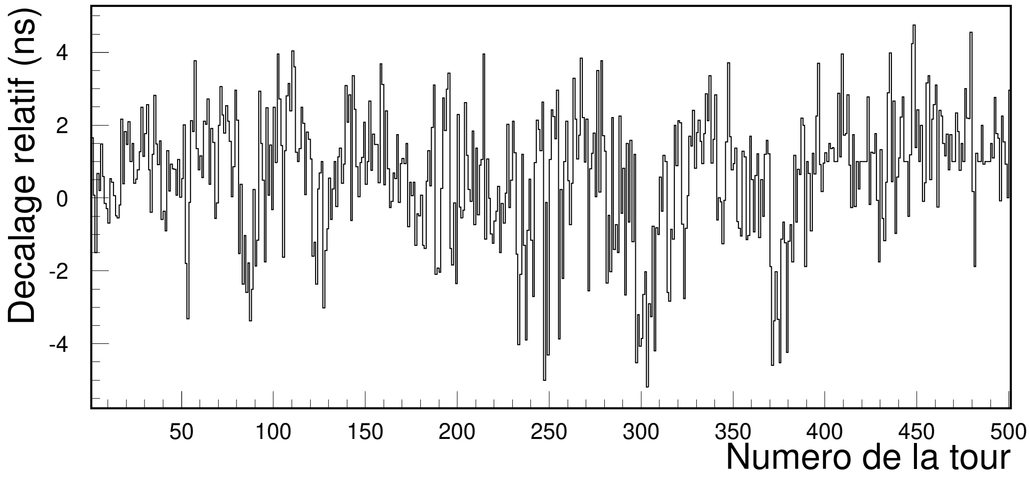


Figure 4.19: Les décalages en temps $\delta t_i + \delta u_i$ pour les 500 tours centrales du SpaCal électromagnétique. Le numéro des tours croit en fonction de r, la distance d'une tour au tube à vide. On peut voir des décalages avec une valeur absolue qui atteint jusqu'à 5 ns. Néanmoins, la plupart des décalages sont compris entre -2 ns et 2 ns. Nous remarquons qu'aucune corrélation entre le numéro de tour et le décalage relatif n'est visible, ce qui indique que les différences de longueur de parcours des particules sont négligeables pour la quantité $\delta t_i + \delta u_i$.

• *L'ajustement des débuts des fenêtres ToF*: Pour la mesure des débuts des fe-

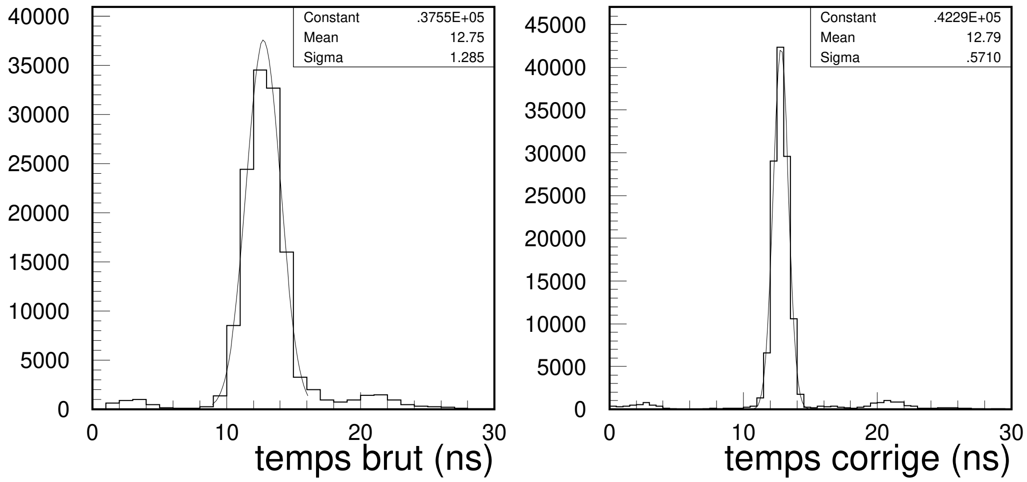


Figure 4.20: Temps d'arrivée des particules avant les corrections pour les décalages relatifs (temps brut) et après les corrections (temps corrigé=temps brut$-(\delta t_i + \delta u_i)$). Seuls les dépôts d'énergie supérieurs à 2 GeV sont considérés. Les entrées centrées à 12 ns dans les deux histogrammes correspondent aux événements d'une collision *ep*. Pour les temps corrigés, on voit une distribution d'une largeur de 0.6 ns, correspondant à la résolution en temps avec le détecteur SpaCal électromagnétique.
Autour de 3 ns, nous avons des entrées correspondant aux événements de bruit de fond résiduels. Les entrées autour de 20 ns sont dues au faisceau satellite de protons [91, 92].

nêtres ToF, nous avons effectué quelques prises de données dans des conditions spéciales, de façon à se mettre dans la situation de déclenchement supposé dans la figure 4.17. Pour cela:

- L'horloge HERA, envoyée à l'électronique est rendue aléatoire par rapport au faisceau de particules. Ceci permet de peupler uniformément chaque canal en temps pour faire apparaître la fenêtre ToF, comme pour les spectres de temps t_{HC} mesurés au CERN-PS (paragraphe 4.1.2).

- Le seuil de déclenchement est fixé à 4 GeV.

- De façon à ce qu'un seul canal participe à la décision de déclenchement, nous avons forcé, pour une pré-somme de 2×2 tours SpaCal, 3 canaux sur 4 en mode zéro (paragraphe 3.5) ; une tour parmi les 4 étant en mode libre. On réalise successivement 4 prises de données avec respectivement une tour parmi les quatre en mode libre.

- Puis, on réalise hors ligne une sélection des événements ayant 4 cluster bits avec une topologie de 2×2. L'intersection des tours de déclenchement associées à ces 4 cluster bits correspond à une pré-somme de la carte FE (fig. 4.21). Nous sommes ainsi assurés d'identifier la tour qui a déclenché.

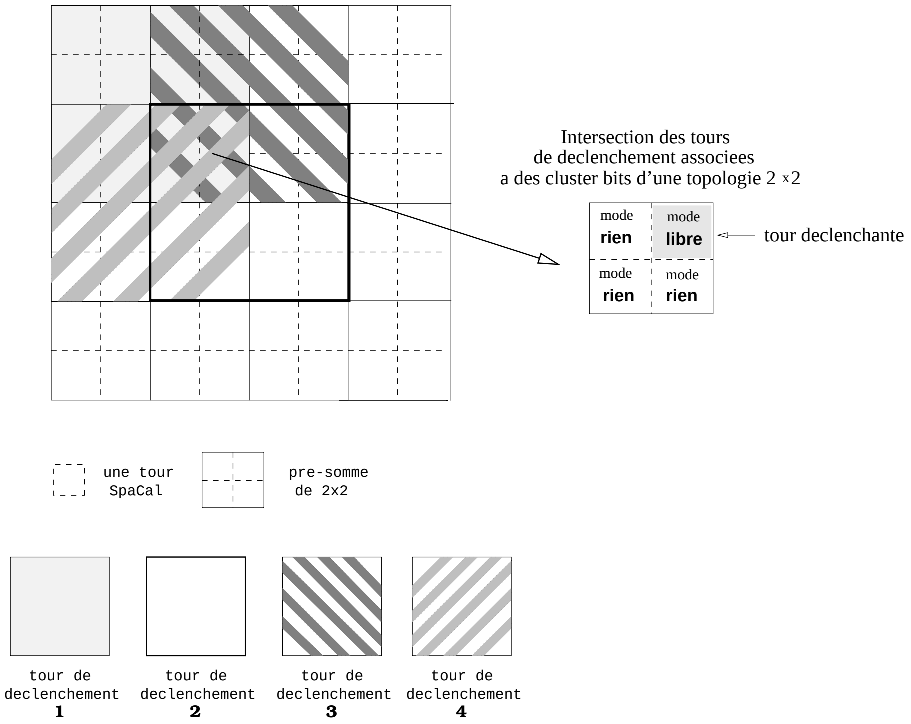


Figure 4.21: Localisation des tours qui déclenchent lors des prises de données spéciales pour l'ajustement des fenêtres ToF. Cette localisation est possible à l'aide de deux critères:

- Pour 4 cluster bits dans une configuration 2×2, les 4 tours de déclenchement correspondantes possèdent en commun une et une seule pré-somme de 2×2 tours SpaCal, comme on le voit sur la figure.
- Pour cette pré-somme commune, 3 canaux sont en mode forcé "rien", un canal est en mode libre (voir paragraphe 3.5).

Nous avons choisi de prendre environ 50000 événements pour une prise de données avec un canal sur quatre en mode libre. Pour l'acquisition de ces données, on a besoin de 30 minutes environ soit 2 heures pour les quatres prises de données nécessaires avec successivement chaque canal en mode libre. A l'aide de ces données nous avons obtenu une statistique suffisante pour évaluer les valeurs de début des fenêtres ToF pour les 64 tours centrales du calorimètre SpaCal électromagnétique. Nous n'avons pas pu augmenter la statistique pour calibrer plus de tours à cause de la priorité imposée par la collaboration H1 à l'acquisition des données pour l'analyse de physique. Nous soulignons cependant que ces prises de données spéciales ont permis d'ajuster, comme nous le verrons, les fenêtres ToF dans la région centrale, la région où le taux de bruit de fond et le taux des événements provenant d'une collision *ep* sont les plus élevés.

Sur la figure 4.22, nous montrons les valeurs de début et de fin des fenêtres ToF ainsi obtenues en fonction des décalages relatifs pour les 64 tours centrales du SpaCal électromagnétique. Ces valeurs, mesurées avant un ajustement des fenêtres ToF, correspondent aux valeurs de début et fin telles que mesurées par les THM selon l'équation 4.3. A l'aide de cette équation, on voit qu'on devrait avoir une corrélation entre les valeurs T_i^s et les décalages relatifs $\delta t_i + \delta u_i$ (indiquée par la droite) si les fenêtres ToF étaient ajustées de façon à égaliser les quantités $\delta ToF_i - \delta t_i$. Cependant, seule une faible corrélation est visible entre les valeurs de début de fenêtre ToF et les décalages relatif sur cette figure.

Pour ces mêmes prises de données avant ajustement, nous présentons deux histogrammes avec les valeurs de début et de fin des fenêtres ToF sur la figure 4.23. Quand on soustrait les décalages relatifs $\delta t_i + \delta u_i$ des valeurs correspondantes de l'histogramme en haut, on obtient des valeurs $\delta ToF_i - \delta t_i$, présenté sur l'histogramme en bas. Sur cet histogramme, on constate pour les débuts des fenêtres ToF une distribution à peu près uniformément peuplée entre 9 ns et 13 ns indiquant les ajustements à effectuer.

Après ajustement des fenêtres ToF, nous avons effectué à nouveau quelques prises de données spéciales. Cette fois-ci, on obtient une corrélation évidente entre les valeurs de début des fenêtres ToF et les décalages relatifs (fig. 4.24).

Nous remarquons que les valeurs de fin ont été globalement décalées pour étendre les fenêtres ToF. Cette mesure a été prise afin d'éviter au maximum une fuite de l'énergie ToF→AToF provoquée par un glissement en temps pour des petits dépôts d'énergie (cf paragraphe 3.4).

La figure 4.25 montre que les quantités $\delta ToF_i - \delta t_i$ sont bien alignées, sauf pour quelques valeurs qui ont été mal mesurées à cause d'une faible statistique. Nous concluons ainsi que les débuts des fenêtres ToF sont bien ajustés avec une précision de l'ordre de 1 ns pour les 64 tours centrales du calorimètre SpaCal électromagnétique.

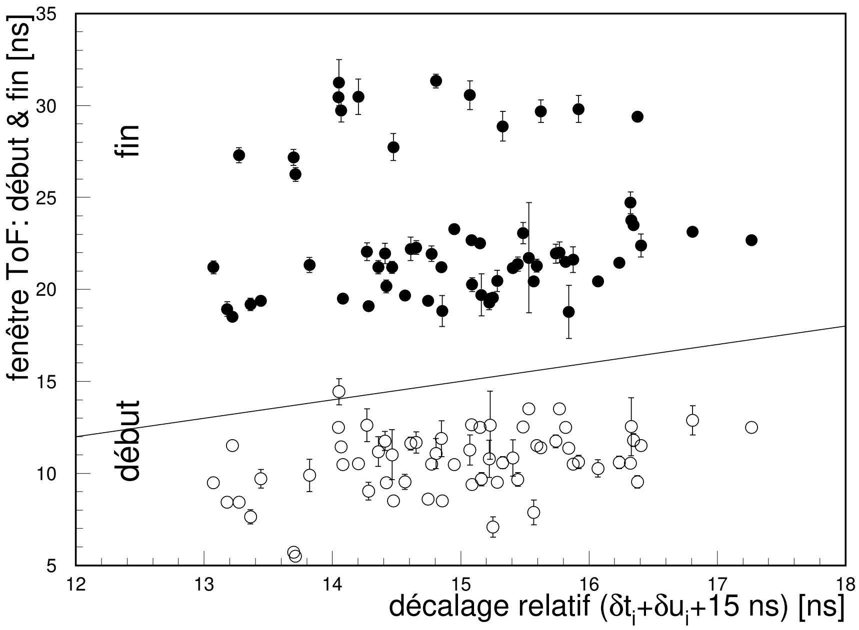


Figure 4.22: Valeurs de début (cercles ouvertes) et de fin (cercles fermées) des fenêtres ToF en fonction du décalage en temps $\delta t_i + \delta u_i$ relatif à chaque canal pour les 64 tours centrales du SpaCal électromagnétique. Ces temps de début et de fin des fenêtres ToF correspondent aux valeurs mesurées par les THM ($T_i^s = \delta ToF_i + \delta u_i$, voir équation 4.3). Les décalages relatifs sont normalisés à 15 ns. Les valeurs présentées sur cette figure ont été mesurées **avant** l'ajustement des fenêtres ToF. La ligne superposée de pente égale à 1 indique la corrélation attendue pour les particules provenant d'une collision *ep*.

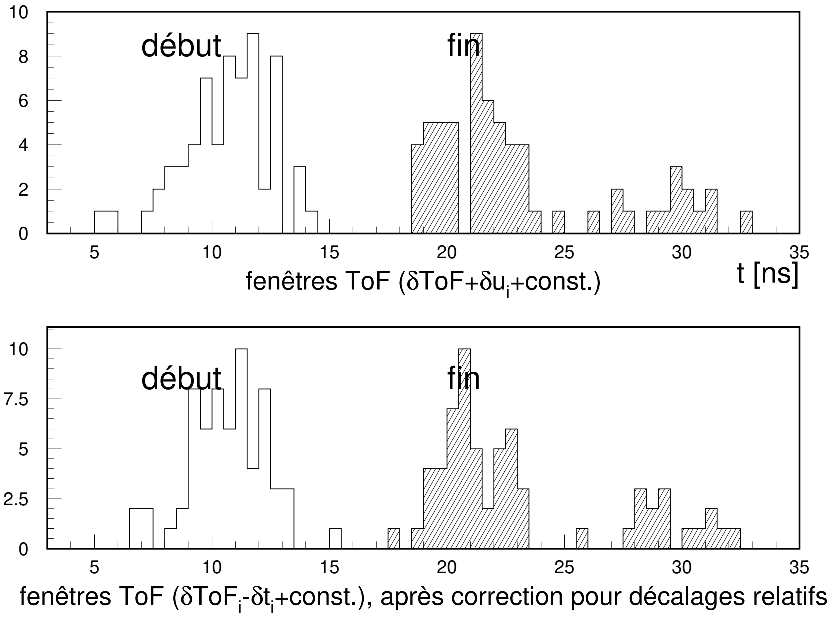


Figure 4.23: Valeur de début (blanc) et de fin (hachuré) de fenêtres ToF **avant** l'ajustement des dernières.

Figure en haut: Valeurs de début et de fin telles que mesurées par les THM ($T_i^s = \delta ToF_i + \delta u_i$). Figure en bas: Valeurs après soustraction des décalages relatifs. Comme nous avons discuté préablement, l'ajustement des débuts des fenêtres ToF consiste à égaliser les quantités $\delta ToF_i - \delta t_i$. Cependant, pour les débuts des fenêtres ToF, on peut voir que les valeurs $\delta ToF_i - \delta t_i$ varient entre 8 ns et 13 ns.

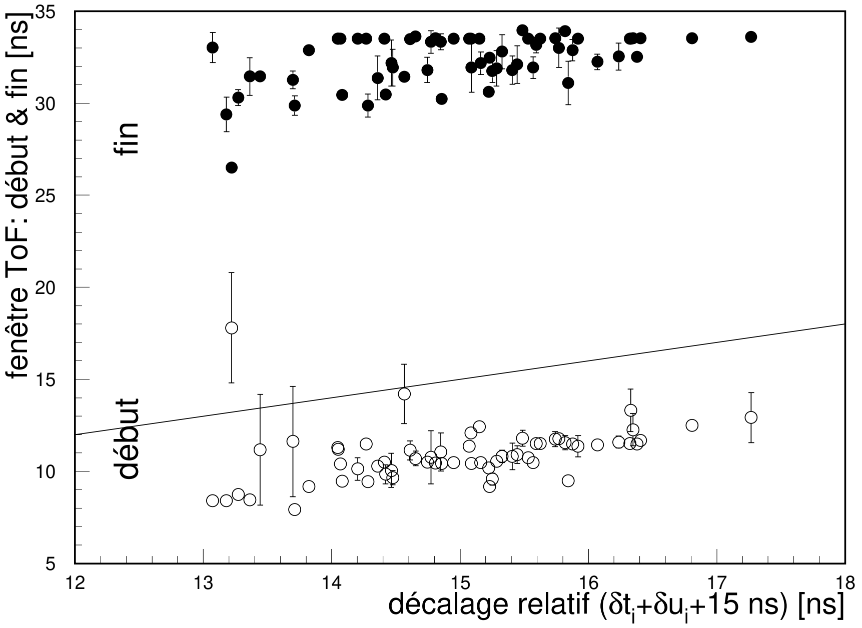


Figure 4.24: Corrélation entre les valeurs de début des fenêtres ToF et les décalages relatifs **après** l'ajustement des fenêtres ToF. Cette fois-ci on voit que les entrées suivent bien la corrélation attendue. Nous remarquons que la largeur des fenêtres ToF a été étendue entre les deux prises de données à l'aide d'un décalage global pour les valeurs de fin des fenêtres ToF. Les entrées qui ne suivent pas la corrélation générale ont été mal mesurées à cause de la faible statistique.

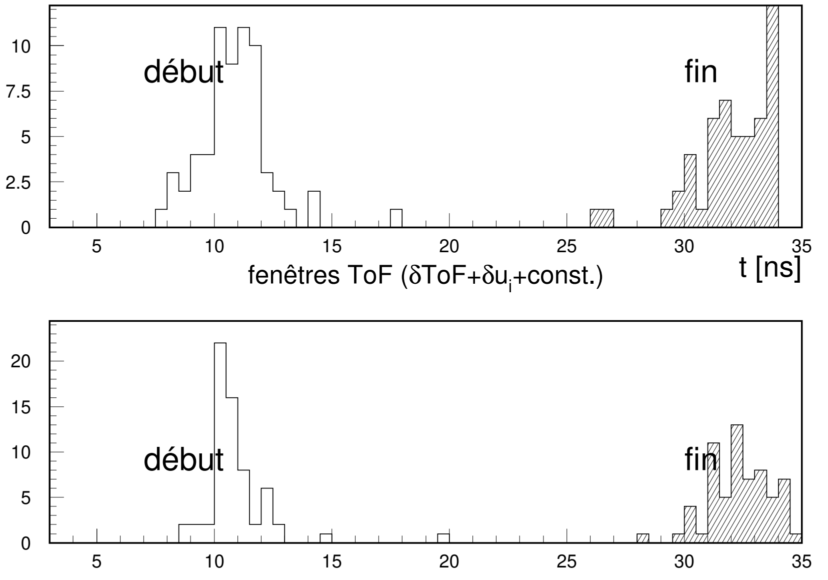


Figure 4.25: Valeurs de début (blanc) et de fin (hachuré) des fenêtres ToF **après** l'ajustement.
Figure en haut: Valeurs de début et de fin telles que mesurées par les THM.
Figure en bas: Valeurs après soustraction des décalages relatifs. On constate un bon alignement des valeurs $\delta ToF_i - \delta t_i$. Les deux entrées situé à 15 ns et 20 ns ont mal été mesurées à cause de la faible statistique.

4.2.2 Performances de l'IET

Dans ce paragraphe, nous donnons les premiers résultats de l'évaluation de l'efficacité de l'IET. Ensuite, nous discuterons de la nécessité d'une intercalibration des tours pour la chaîne de déclenchement, c'est à dire l'ajustement des hautes tensions des photomultiplicateurs de façon à égaliser les amplitudes des signaux de chaque tour de déclenchement pour un dépôt d'énergie donné.

Efficacité

Afin d'évaluer l'efficacité, nous utiliserons la définition employée précédemment pour l'étude des données CERN-PS:

$$\epsilon = \frac{\text{Nombre d'événements ToF et IET “on”}}{\text{Nombre d'événements ToF}} \ . \tag{4.4}$$

Cependant, nous sommes dans une situation différente de celle en faisceau test où l'on disposait d'un déclenchement indépendant de l'IET. On doit donc d'abord sélectionner des événements qui ont été acceptés par un *sous-trigger effectif* qui n'inclut pas un *trigger element* du SpaCal électromagnétique. Ensuite, on peut appliquer la définition 4.4.

Avant de présenter les efficacités, nous allons décrire le choix spécifique des seuils IET lors de la campagne de prise de données 1995. Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.6, trois niveaux de seuil de l'IET sont envisagés: pour un déclenchement à biais minimum (T1), pour la physique à petit x (T2) et pour la sélection des électrons du pic cinématique (T3). Cependant, la collaboration a opté pour un choix différent de seuil pour la première année de prise de données avec le calorimètre SpaCal. Selon ce choix, les seuils T1 et T2 servent pour la sélection des événements provenant d'une diffusion de l'électron à petit x. En effet, ces deux seuils correspondent à peu près aux seuils de l'ancien calorimètre BEMC [93] ce qui permettra une comparaison facile des données prises avec SpaCal avec les resultats obtenus préalablement. De cette façon une meilleure compréhension du détecteur sera possible ce qui est crucial pour les études de physique effectuées avec le calorimètre SpaCal. De plus, le groupe SpaCal a décidé d'ajuster les seuils de déclenchement IET à des valeurs différentes dans 3 régions du calorimètre SpaCal (fig. 4.26).

Dans les régions extérieure et intermédiaire, on dispose des valeurs de seuil T1 et T2 qui sont respectivement plus basses que dans la région centrale comme nous le montrerons par la suite. Cette mesure a été prise en raison du fait que le taux de trigger variant en $1/\theta^4$, il n'est pas pénalisant en termes de taux de comptage de baisser les seuils vers 2-3 GeV pour le T1 et T2 dans ces deux régions.

Sur la figure 4.28 les courbes de seuil d'efficacité pour ces trois régions sont présentées en fonction de l'énergie de la fenêtre glissante la plus chaude. Nous

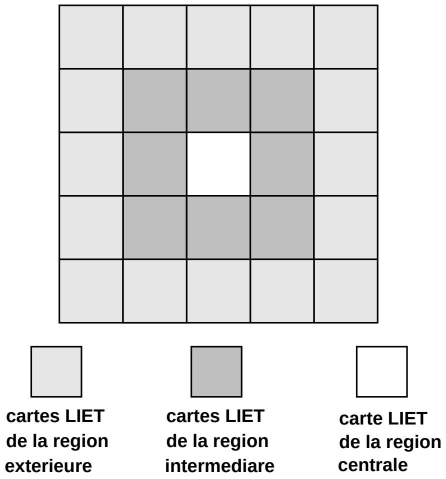


Figure 4.26: Représentation symbolique de la baie IET (à comparer avec les figures 3.20 et A.4) pour montrer les régions à différentes seuils T1 et T2. Nous rappelons que la carthographie des signaux d'entrée IET correspond à une image continue du calorimètre (paragraphe 3.6.1).

avons défini l'efficacité comme:

$$\epsilon = \frac{\text{(evts. ToF) et (aucun sous-trigger effectif Spacal elm.) et (LIET bit de la } SW_{chaude} \text{ ``on'')}}{\text{(evts. ToF) et (aucun sous-trigger effectif SpaCal elm.)}}, \tag{4.5}$$

où nous avons défini:

- *evts. ToF*: la sélection de ces événements est effectuée à l'aide d'une coupure sur le temps du dépôt d'énergie de la tour la plus chaude tel que mesuré par le système TDC (fig. 4.27).

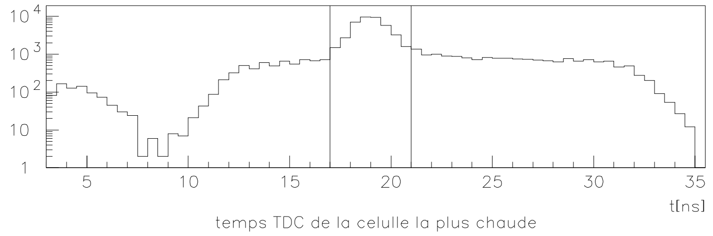


Figure 4.27: Spectre TDC (temps calibrés) pour la tour la plus chaude. Les lignes verticales superposées montre la coupure ToF que nous appliquons: 17 ns < t < 21 ns. On voit les événements AToF résiduels vers 4 ns. Le plateau de fond de la distribution entre 12 ns et 32 ns s'explique par des faisceaux satellites de protons.

- SW_{chaude}: à partir de l'énergie brute mesurée pour chaque tour nous localisons la fenêtre glissante (4×4 tours SpaCal) la plus chaude. Nous testons si le LIET bit (voir paragraphe 3.6) associé à SW_{chaude} est allumé.

L'échelle en énergie pour SW_{chaude} est donnée par 40 GeV/2^{17} coups ADC. Pour le seuil T1 (colonne de gauche de la figure 4.28) nous présentons l'efficacité définie par l'équation 4.5. Cette efficacité T1 atteint 100%, à des valeurs de l'énergie correspondant à celles attendues dans les trois régions. Il est important de remarquer que ces histogrammes sont réalisés avec les énergies DSP et *non* avec l'énergie ToF aiguillée dans la branche IET. Ainsi, cette efficacité représente la mesure combinée de l'efficacité du FE dans la sélection ToF/AToF et celle de l'IET.

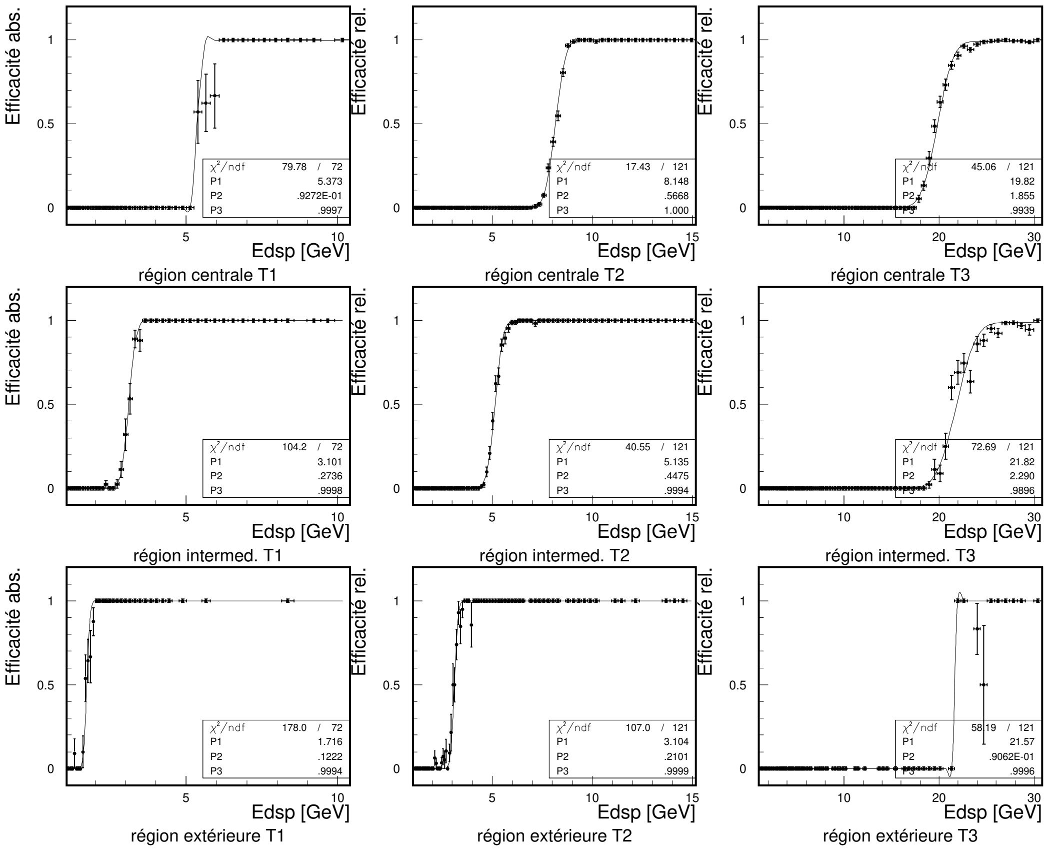


Figure 4.28: L'efficacité de l'IET pour les trois seuil T1, T2 et T3 pour les trois régions selon la figure 4.26. Ces courbes ont été évaluées à l'aide des prises de données 129473-128485 (55000 événements). Pour la description, voir le texte.

Pour les courbes de seuils T2 et T3, nous avons défini une efficacité *relative* de la façon suivante:

$$\epsilon_{rel} = \frac{\text{(evts. ToF) et (un sous-trigger effectif T1) et (LIET bit de la } SW_{chaude} \text{ ``on'')}}{\text{(evts. ToF) et (un sous-trigger effectif T1)}} . \tag{4.6}$$

En effet, on ne peut pas utiliser la définition 4.5 pour les courbes de seuil T2 et T3 en raison du manque de statistique. Les courbes de seuil sont ajustées par une fonction d'erreur déjà définie par l'équation 4.1. Rappelons que les paramètres d'ajustement P1, P2 et P3 correspondent respectivement à la position du seuil en GeV, la raideur du seuil en GeV et l'efficacité. On constate sur la figure 4.28 un mauvais ajustement de la courbe de seuil T1 de la région centrale et de la courbe du seuil T3 de la région extérieure dû à la faible statistique. Dans le tableau 4.2, nous résumons les valeurs de paramètres d'ajustement pour les trois régions. On constate que l'efficacité est généralement supérieure à 99%, ce qui est en d'accord avec les résultats obtenus en faisceau test (tableau 4.1). Néanmoins, les raideurs des seuils exèdent celles mesurées au CERN-PS d'un facteur environ 10 pour les seuils T2. En plus, pour tous les seuils, on voit que la raideur du seuil P2 augmente en fonction de sa position (P1).

région centrale	T1	T2	T3
P1 (position en GeV)	5.4	8.1	19.8
P2 (raideur en MeV)	90	570	1860
P3 (efficacité en %)	100	100	99.4

région intermédiaire	T1	T2	T3
P1 (position en GeV)	3.1	5.1	21.8
P2 (raideur en MeV)	270	450	2290
P3 (efficacité en %)	100	99.9	99.0

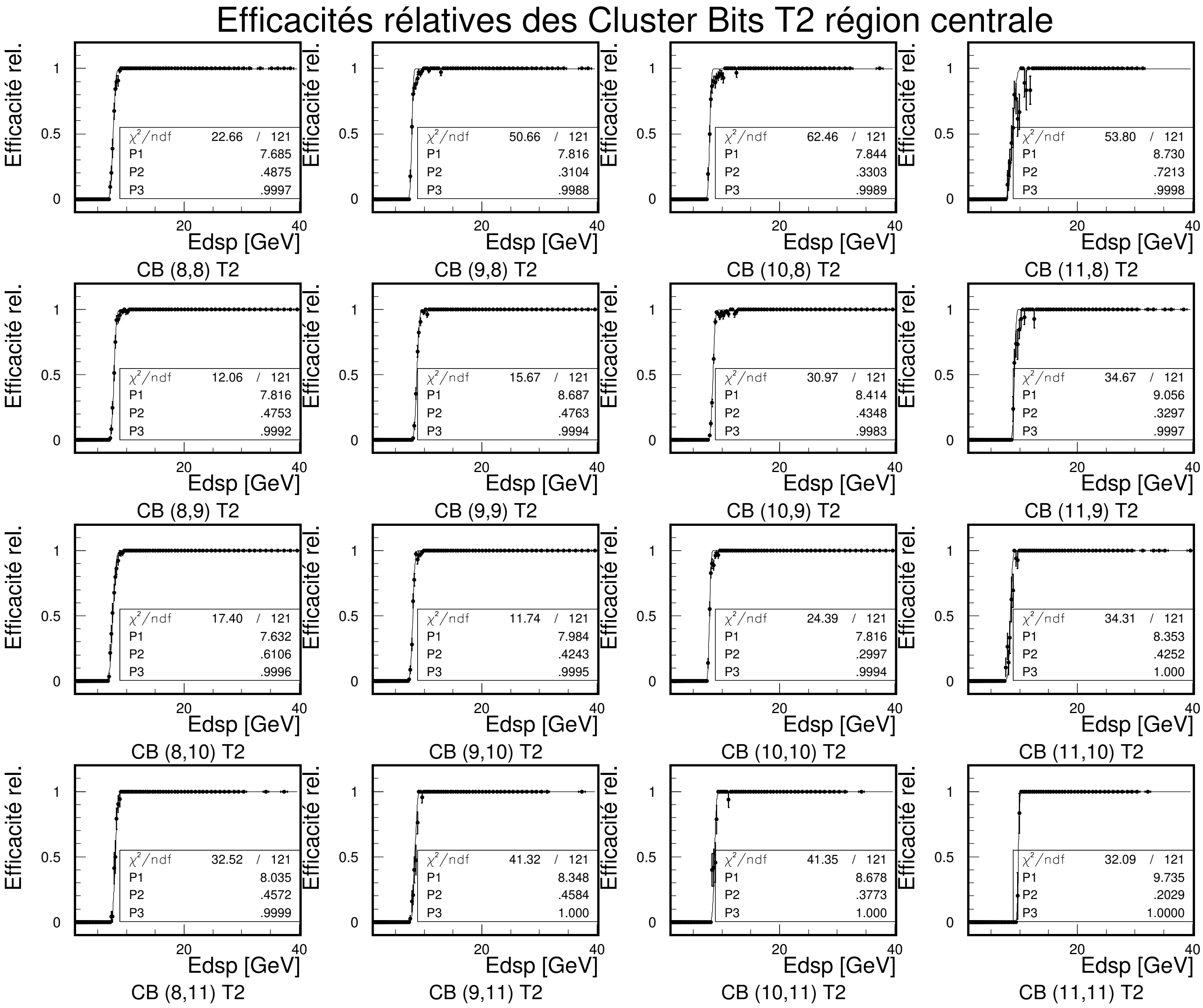
région extérieure	T1	T2	T3
P1 (position en GeV)	1.7	3.1	21.5
P2 (raideur en MeV)	120	210	90
P3 (efficacité en %)	99.9	100	100

Tableau 4.2: Les valeurs des paramètres des courbes de seuils de la figure 4.28.

Pour essayer de comprendre cet effet, nous présentons sur la figure 4.29 les courbes de seuil T2 pour les 16 fenêtres glissantes de la région centrale: on voit que les positions de seuils P1 ne sont pas égales, mais varient entre 7.6 GeV et 9 GeV. Néanmoins, les raideurs de seuil sont en général moins élevées que la raideur du seuil T2 inclusive de 570 MeV de la région centrale. Apparemment, la variation des positions de seuils au niveau des fenêtres glissantes contribue à cette valeur de raideur inclusive. L'explication de ce phénomène nous conduit au deuxième sujet de ce paragraphe.

Calibration en énergie de l'IET

Le problème de base pour obtenir les seuils les plus raides possible est celui de l'égalisation de l'amplitude des signaux de toutes les tours de déclenchement pour une même énergie dans le détecteur. En effet, quand les hautes tensions des photomultiplicateurs sont ajustées de façon à obtenir une réponse égale dans la



Efficacités rélatives des Cluster Bits T2 région centrale

CB (8,8) T2 CB (9,8) T2 CB (10,8) T2 CB (11,8) T2

CB (8,9) T2 CB (9,9) T2 CB (10,9) T2 CB (11,9) T2

CB (8,10) T2 CB (9,10) T2 CB (10,10) T2 CB (11,10) T2

CB (8,11) T2 CB (9,11) T2 CB (10,11) T2 CB (11,11) T2

Figure 4.29: Courbes de seuil T2 pour les 16 fenêtres glissantes dans la région centrale. E_{DSP} correspond à l'énergie d'une fenêtre glissante. L'efficacité relative a été calculée à l'aide des cluster bits (paragraphe 3.6.1) suivant l'équation 4.6. Ces courbes ont été réalisées à l'aide des prises de données 129473-128485 (55000 événements).

chaîne de lecture de l'énergie pour chaque tour SpaCal i une amplitude $A_{IET}(i)$ des signaux dans la chaîne de déclenchement reliée à celle de la chaîne de lecture $A_{DSP}(i)$:

$$A_{IET}(i) = C(i) \times A_{DSP}(i) \ . \tag{4.7}$$

L'effet principal de variation des $C(i)$ d'un canal à l'autre est dû aux différences de constante de temps τ_B de décroissance du signal à la sortie de la base active (cf. paragraphe 3.3): l'effet de différentes valeurs τ_B est montré sur la figure 4.30 à l'aide d'une simulation des signaux. On comprend ainsi que si les gains des photomultiplicateurs sont calculés de façon à égaliser les amplitudes de lecture d'énergies, celles de la chaîne de déclenchement ne le seront pas.

Remarquons que l'utilisation d'un pré-amplificateur de charge à contre-réaction pour les signaux de sortie du photomultiplicateur aurait donné une réponse égale pour les deux chaînes électroniques. La nécessité de calibrer les deux chaînes est le prix à payer pour la bonne résolution en temps et le très bas niveau de bruit qu'on obtient à l'aide de la base active.

On a donc la liberté d'ajuster les hautes tensions des photomultiplicateurs (c'est à dire leurs gains) pour égaliser les amplitudes de la chaîne de déclenchement. Pour cela il est nécessaire au préalable:

- de calculer, pour une ensemble de hautes tensions données, les coefficients de calibration relatifs en énergie de la branche de lecture. Ceci s'obtient à l'aide des électrons du pic cinématique [94, 95], à savoir des électrons qui ont été diffusés quasi-élastiquement sur un quark dans le proton. Sur la figure 4.31, les spectres en énergie avant et après la calibration sont présentés.

- de mesurer les coefficients $C(i)$. Cependant, il n'est pas aisé de le faire avec des particules. En effet, plusieurs tours SpaCal appartenant à la même tour de déclenchement peuvent recevoir de l'énergie. Or, nous ne disposons que de la lecture des "Big Towers" ou de l'énergie totale (paragraphe 3.8). Ceci peut être compensé en sélectionnant des événements (électrons) avec 90% de l'énergie déposée dans une seule tour SpaCal. Mais ceci a pour conséquence que nous sommes vite limités par la statistique dès que l'on s'éloigne de la région centrale.

Pour le calcul des coefficients $C(i)$, nous allons essayer d'utiliser les signaux optiques fournis par le système CAM (paragraphe 2.2.1). La réalisation de cette méthode nécessite une prise de données spéciale dont nous précisons les conditions ci-dessous:

- L'énergie totale dans la chaîne de déclenchement est lue par un ADC "peak-sensing" CAMAC. Nous rappelons qu'en général des cartes analogiques sont employées pour cette lecture (paragraphe 3.8) et correspondent à un ADC

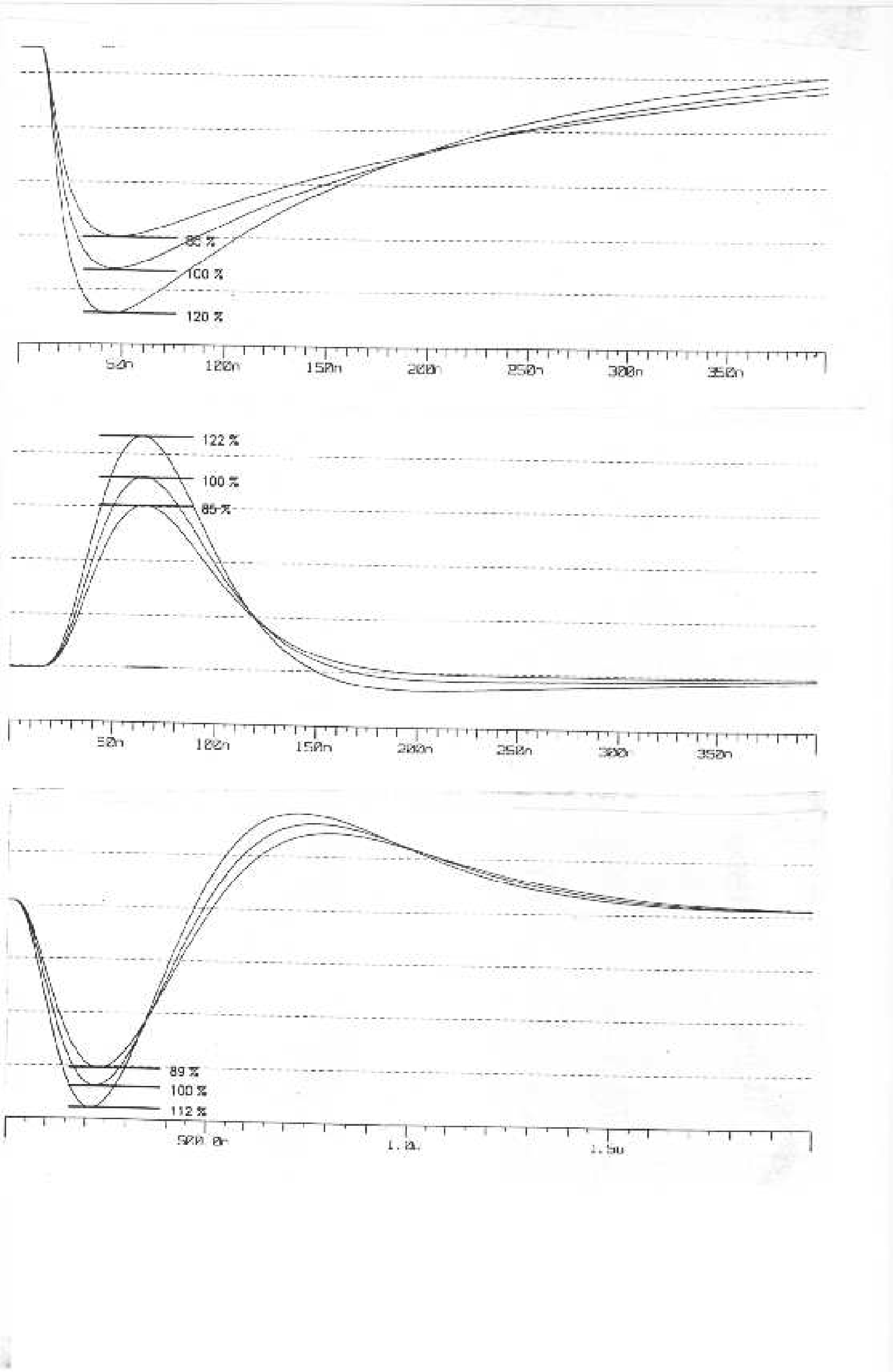


Figure 4.30: Signaux de sortie de la base active (figure en haut), mis en forme pour la chaîne de déclenchement (figure au milieu) et mis en forme pour la lecture d'énergie (figure en bas) obtenus à l'aide d'une simulation. Les impulsions ont été simulées avec une même charge à la sortie du photomultiplicateur mais avec une capacité anode-dynode C_{PM} différente. L'amplitude des signaux est normalisée à 100% pour une valeur C_{PM} = 15 pF. Pour une valeur C_{PM} de 20% plus basse, on obtient une amplitude correpondant à 120% à la sortie de base active, 122% pour le signal de déclenchement et 112% pour le signal de lecture d'énergie. Pour une valeur C_{PM} de 20% plus élevée, les amplitudes diminuent respectivement à 85% ,85% et 89% pour ces trois signaux. On constate que la variation des amplitudes de déclenchement correspond à peu près à la variation des amplitudes des signaux de sortie de la base active en raison de la mise en forme rapide (paragraphe 3.5). Cependant, la variation des amplitudes de la carte analogique est moins importante due à la mise en forme lente (paragraphe 3.4) qui s'approche plus de l'intégrale de l'impulsion de la base active; cette intégrale ne varie pas en fonction de la valeur de C_{PM} car le temps de décroissance plus long compense partiellement l'amplitude plus faible.

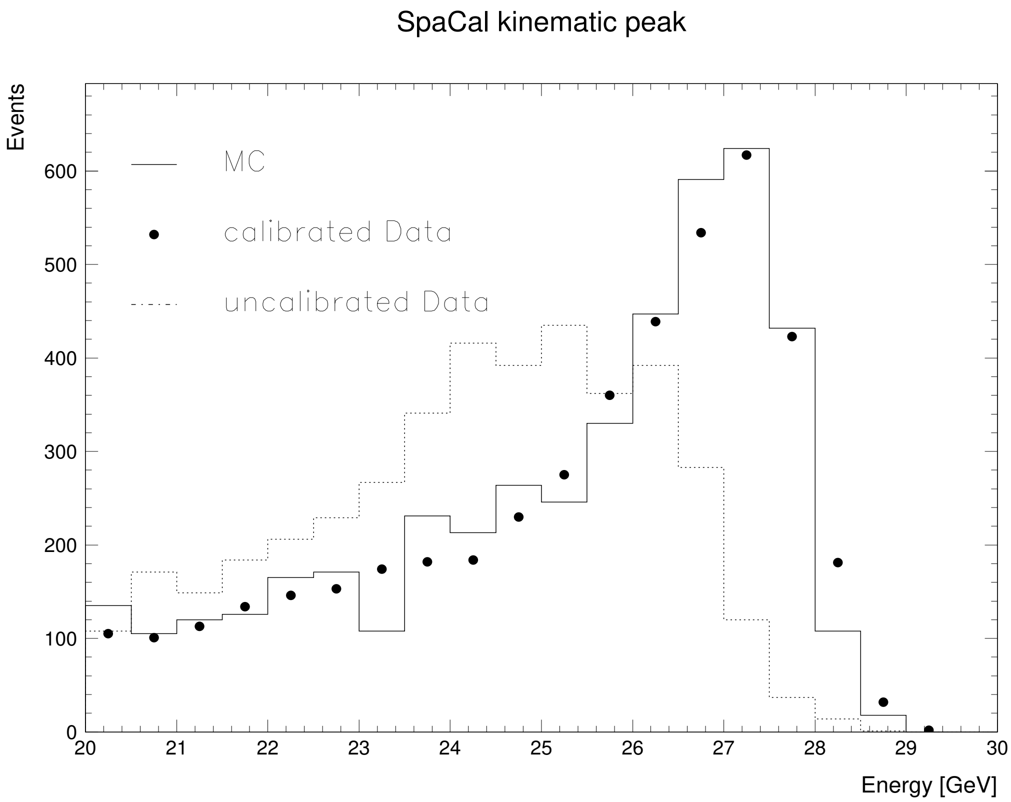


Figure 4.31: Spectre de l'énergie déposée par des électrons dans le calorimètre SpaCal électromagnétique avant et après la calibration. La forme attendue du spectre est évaluée à l'aide d'une simulation (MC) incluant les paramètres de performance du détecteur SpaCal. Cette forme correspond bien à la celle du spectre avec des données après la calibration. Pour la méthode de calibration voir la référence [94].

"charge-sensing". L'utilisation des ADC "peak-sensing" lors de cette prise de données s'explique par la nécessité de mesurer l'amplitude des signaux.

- De façon à ce qu'une seule tour contribue à l'énergie totale, on force successivement chaque voie en ToF (paragraphe 3.5), toutes les autres voies étant en mode forcé "rien".

A l'aide de la mesure de l'énergie dans la chaîne de lecture et de l'enregistrement de l'énergie totale, les coefficients $C(i)$ peuvent être obtenus. Cependant, ces coefficients sont à priori différents par rapport à ceux correspondant à la réponse du SpaCal aux particules, en raison de la forme différente des impulsions CAM. Celles-ci sont présentées sur la figure 4.32. On voit en effet, que même le signal CAM le plus court ne correspond pas à celui généré par des particules (front de montée $\sim$ 1 ns et décroissance exponentielle en $\sim$ 4 ns). Pour essayer d'obtenir néanmoins un coefficient $C(i)$ de calibration, on va essayer d'extrapoler des mesures faites avec des impulsions CAM correspondant aux 5 signaux les plus courts (5 premiers groupes). La figure 4.33 de gauche présente, pour toutes les tours, la valeur moyenne du rapport E_{tot}/E_{DSP} en fonction de E_{DSP} pour ces 5 groupes. On peut voir sur la figure de droite que les coefficients $C(i)$ obtenus pour deux groupes sont bien correlés.

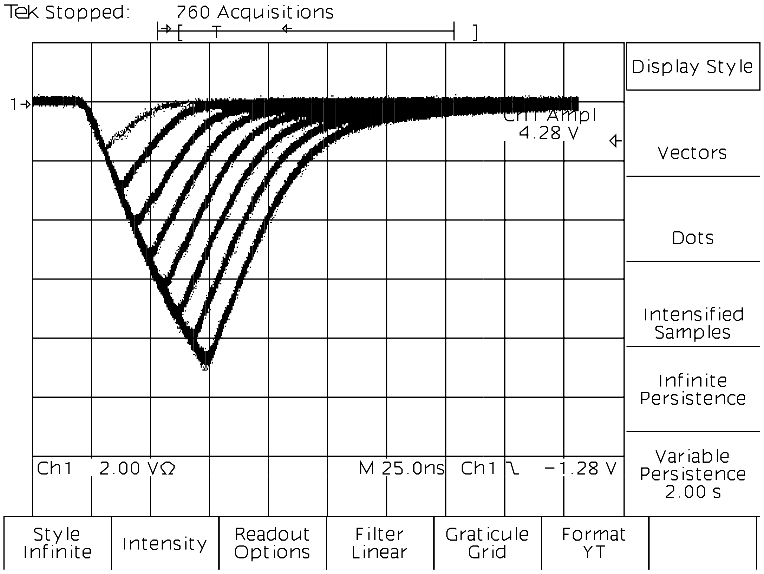


Figure 4.32: Relation durée-amplitude des impulsions du système CAM, mesurées à l'aide d'une photomultiplicateur (Hamamatsu R5505) et enregistrées à l'aide d'un oscilloscope digital. La figure est tirée de la reférence [96]. A l'aide du système CAM, on peut choisir entre 8 largeurs d'impulsions telles qu'ils sont présentées sur la figure. On constate que les impulsions les plus courtes ont une largeur d'environ 20 ns, alors que, pour les impulsions lumineuses provenant d'une gerbe de particules dans le calorimètre SpaCal, on s'attend à une largeur d'environ 4 ns.

Sur la figure de gauche nous indiquons le résultat obtenu avec la calibration électronique. Ceci nous permet, sachant que le front de montée de cette

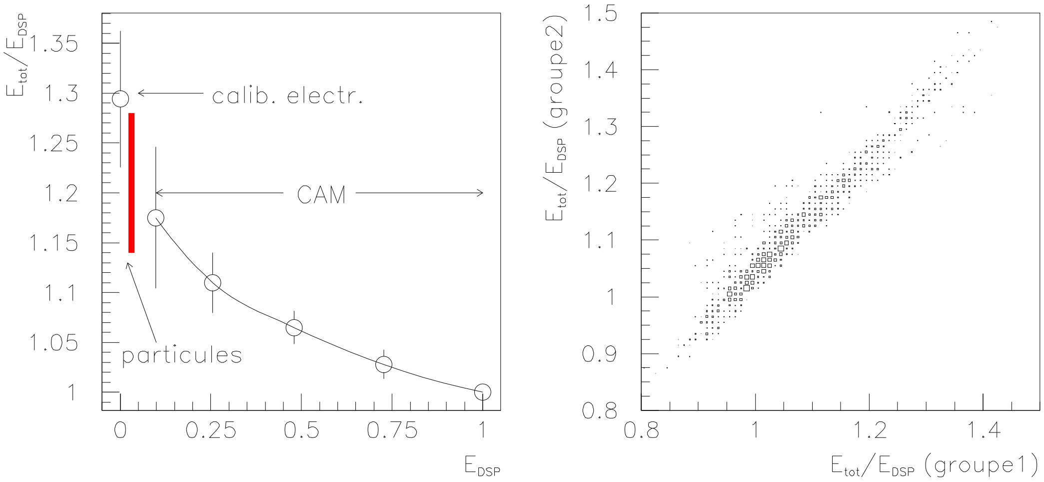


Figure 4.33: Illustration de l'extrapolation des coefficients $C(i)$ à l'aide des impulsions CAM avec la prise de données spéciale (cf texte):
Figure à gauche: Moyenne du rapport, pour toutes les tours, entre l'amplitude de signal de déclenchement (E_{tot}) et l'amplitude dans la chaîne de lecture DSP (E_{DSP}) versus E_{DSP} pour 5 groupes d'impulsion CAM et pour la calibration électronique. Les valeurs présentées sont normalisées pour les impulsions CAM les plus lentes, où l'on retrouve: $E_{DSP} = E_{DSP}/E_{tot} = 1$. Les barres d'erreurs correspondent aux *largeurs* (σ) de la distribution E_{tot}/E_{DSP} pour toutes les tours. Pour un groupe donné, on calcule pour toutes les tours les coefficients normalisés à la valeur moyenne du groupe:
$C_d(i)$=$E_{tot}(i)/E_{DSP}(i) \times < E_{DSP}/E_{tot} >$, où d est l'indice du groupe (d=0,4).
On peut voir, sur la figure de droite que les valeurs $C_d(i)$ calculées pour deux groupes différentes sont bien corrélées. Grâce aux caractéristiques connues des impulsions CAM et de la calibration électronique (front de montée des signaux) on peut estimer E_{DSP} pour des particules. Le calcul des coefficients pour la réponse aux particules pour une tour est effectué à l'aide d'une extrapolation des coefficients $C_d(i)$.

dernière est plus rapide que celle des particules, de situer sur cette figure l'abscisse E_{DSP} correspondant aux particules. Réalisant une paramétrisation des coefficients moyens en fonction du numéro de groupe nous pouvons extrapoler cette valeur moyenne pour des particules. Selon ce comportement moyen on calcule pour chaque tour i, le coefficient $C(i)$.

La figure 4.34 nous montre les variations des valeurs des coefficients $C(i)$ en fonction de la position des tours dans le SpaCal; les valeurs des $C(i)$ sont comprises entre 0.85 et 1.32.

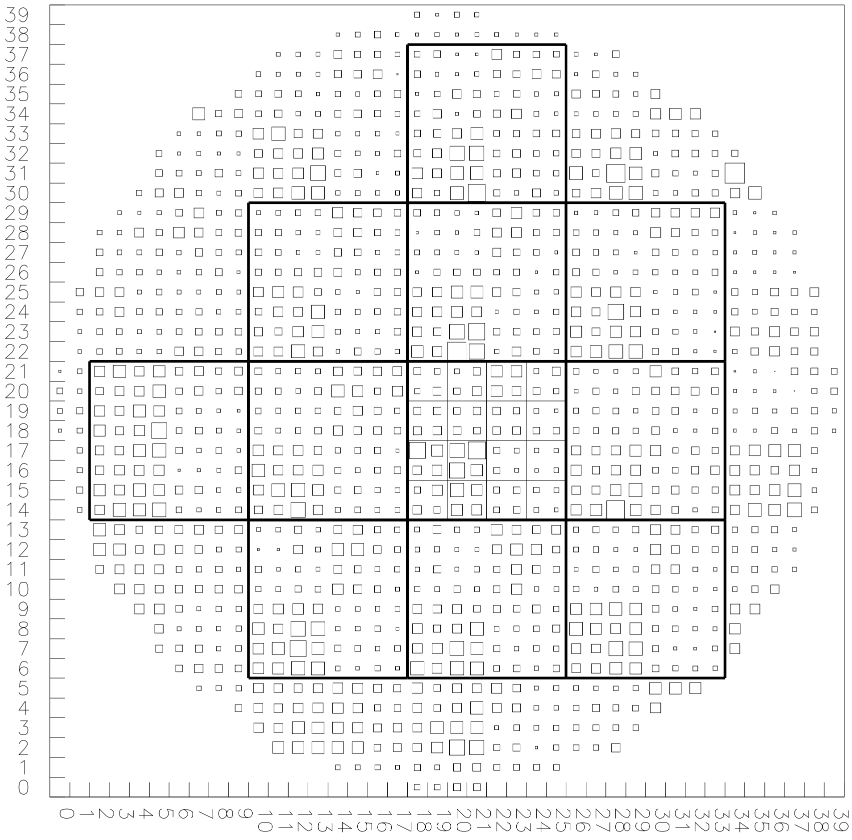


Figure 4.34: Coefficients de gain relatif $C(i)$ pour toutes les tours SpaCal électromagnétique en fonction de la position. La taille des carrés est proportionnelle à la valeur de $C(i)$. Les valeurs minimale et maximale de $C(i)$ valent respectivement 0.85 et 1.32. Les lignes superposées entourent des régions de tours dont les signaux sont transmis par un câble ToF d'une cartographie régulière (à comparer avec la figure A.3). La même structure repétitive dans ces régions indique que les facteurs de correction $C(i)$ sont essentiellement dus à la cartographie incorrecte des câbles ToF (cf texte).

Nous avons encadré sur cette figure les régions du SpaCal dont les signaux sont transmis entre le FE et l'IET par un même câble. Il est intéressant de remarquer que la topologie des valeurs de coefficients pour tous les câbles se répète approximativement dans chaque région. Pour le câble central nous indiquons la position des pré-sommes de 2×2 tours SpaCal transmises à l'IET. Nous voyons, qu'à l'intérieur d'une même pré-somme les coefficients sont très corrélés. Ces remarques ont en fait trouvé leur explication quand on a découvert que les câbles[1], ont été réalisés avec une cartographie incorrecte qui revient à transmettre les signaux différentiels par des fils n'appartenant à la même paire torsadée. Ceci conduit à un bruit élevé et un changement de l'impédance pour chaque voie du câble qui se traduit par une réflexion des signaux et des variations d'amplitudes pouvant atteindre 30% pour une énergie donnée. Lors de la fermeture de HERA en hiver 95/96, ce défaut a été corrigé en réalisant la bonne cartographie au bout de chaque câble.

Remarque: La corrélation des coefficients $C(i)$, que nous pouvons donc relier à ce défaut de construction des câbles, nous permet d'avoir une certaine confiance dans cette méthode de calcul des $C(i)$.

Il nous reste maintenant à tester ces coefficients $C(i)$ ainsi obtenus à l'aide des prises de données avec des particules. Pour cela, nous avons étudié les spectres en énergie (position du seuil) pour les *pré-sommes* de 2×2 tours SpaCal en imposant un déclenchement IET. Afin d'augmenter, pour ces spectres, la sensibilité en position du seuil, il est désirable d'exiger une concentration du dépôt d'énergie dans une tour SpaCal. On impose les coupures suivantes:

- 80% de l'énergie totale doit être déposée dans une seule tour.
- 4 cluster bits, d'une topologie 2×2 doivent être allumés. Ainsi, on localise la pré-somme (correpondant à 2×2 tours SpaCal) qui a déclenchée l'IET.

Sur la figure 4.35, nous présentons la somme des spectres de l'énergie déposée dans une telle pré-somme pour l'ensemble des 16 pré-sommes centrales du SpaCal. Ce spectre intégral est donné avant et après les corrections selon les coefficients $C(i)$. Signalons, que pour des 64 tours SpaCal centrales on a effectué la calibration en énergie à l'aide des événements du pic cinématique et que les gains des photomultiplicateurs ont été ajustés pour égaliser en énergie la réponse dans la branche de lecture.

La largeur de la montée du spectre en énergie diminue à $\sigma = 400$ MeV après les corrections en partant d'une valeur de 530 MeV sans corrections. Cette amélioration du seuil indique bien que les coefficients ne sont pas faux. Néanmoins, il semble que la méthode CAM soit limitée dans sa précision. En particulier, après réparation des câbles, les facteurs de calibration étant bien plus resserés (± 10% au maximum) il n'est pas certain que l'on puisse réaliser la calibration en énergie de la chaîne de déclenchement à l'aide des impulsions CAM.

---

[1] Câbles MCA36P multiconnecteurs blindés et torsadés par paires ayant une résistance 45 Ω (catalogue du magasin CERN).

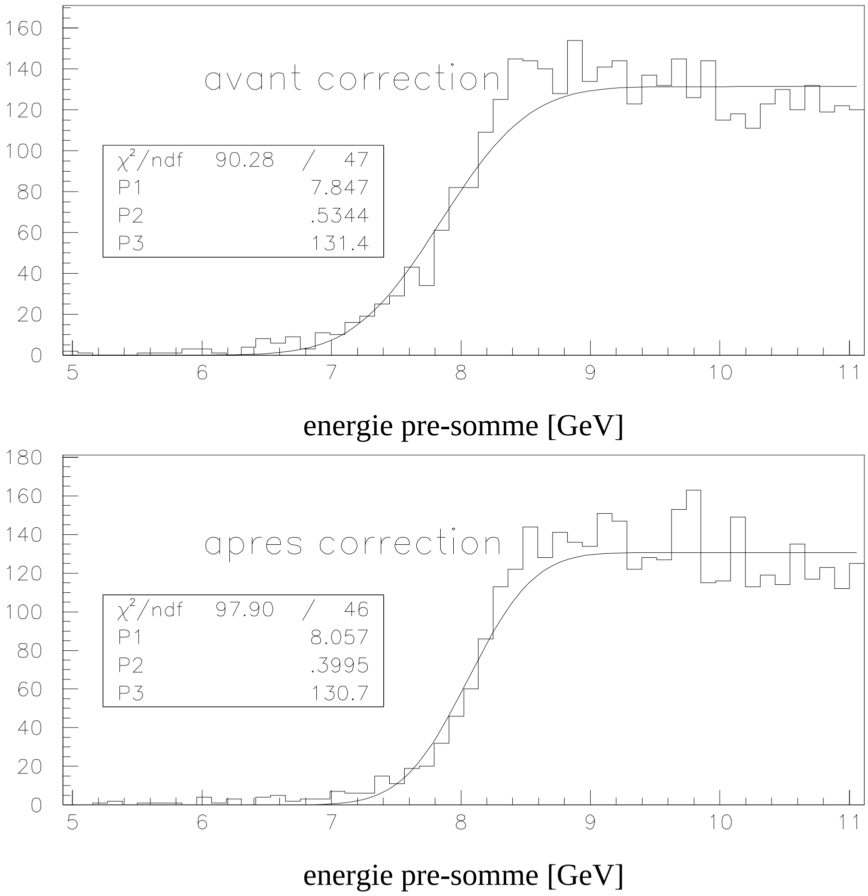


Figure 4.35: Spectre de l'énergie incluse dans une pré-somme de la carte FE avant et après les corrections selon les coefficients $C(i)$. Les histogrammes ont été réalisés à l'aide des prises de donnée 129473-129577 (500000 événements). On remplit respectivement l'énergie de cette pré-somme qui a déclenché les 2×2 cluster bits. 16 pré-sommes FE correspondant aux 64 tours les plus centrales sont considérées. L'énergie de dépôt de la pré-somme est mesurée à l'aide des cartes analogiques. Les deux histogrammes ont été ajustés avec une fonction d'erreur, dont les paramètres P1, P2 et P3 correspondent repectivement à la position du seuil en GeV, la largeur (σ) de la montée en GeV et le niveau du plateau du nombre d'événements. On voit qu'après les corrections la largeur de la montée du spectre (P2) est plus petite, indiquant l'amélioration qu'on obtient à l'aide des coefficients $C(i)$. Nous remarquons que les entrées à basse énergie correspondent aux événements où les 4 cluster bits proviennent de différentes régions de seuils IET.

4.2.3 Bilan du fonctionnement pour 1995

Nous résumons dans ce paragraphe les performances du déclenchement obtenues pendant la prise de données 1995 et les améliorations prévues pour celle de 1996.

La sélection ToF/AToF

Les fenêtres en temps ToFW: Nous avons montré (paragraphe 4.2.1) comment à partir de prises de données spéciales, il était possible de mesurer la position du début et de la fin des fenêtres ToFW pour les 64 tours centrales du SpaCal. Pendant l'arrêt de l'hiver 95/96, la mesure de ces grandeurs pour toutes les tours sera réalisée en utilisant une calibration électronique appropriée. Il est en effet crucial, pour réaliser correctement cette mesure que le signal injecté soit identique à celui généré par les particules, ce que la calibration standard (non prévue pour ce but) ne fournit pas. La comparaison des valeurs obtenues par cette calibration électronique et les particules pour les 64 cellules internes servira de vérification.

Les seuils CFD: La figure 4.36 montre les spectres en énergie de toutes les tours SpaCal (histogramme blanc) et de celles (histogramme hachuré) pour lesquelles nous mesurons un temps. Ces histogrammes et leur rapport (figure 4.36 b), semblables à ceux mesurés en faisceau test au CERN (figure 4.6) montrent que le

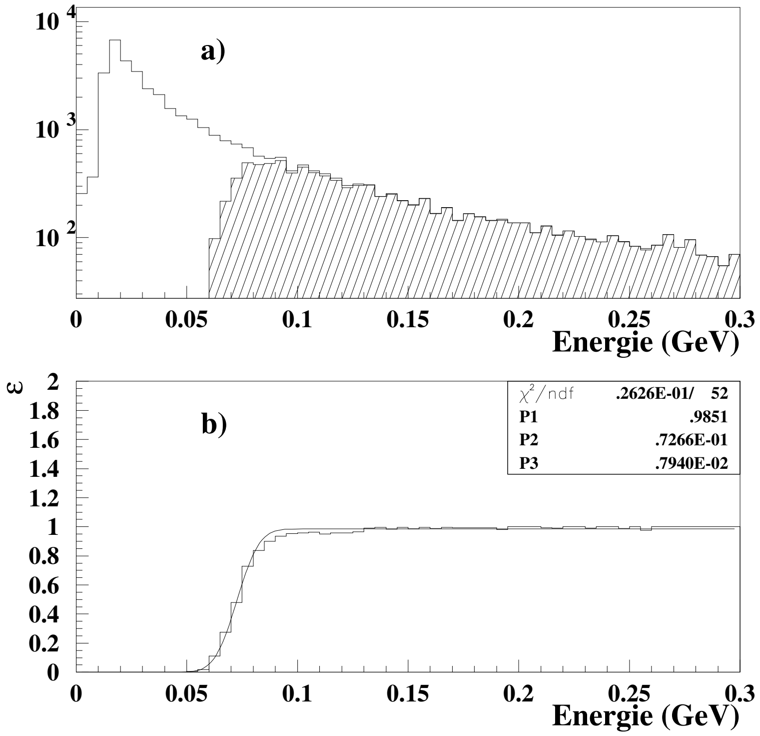


Figure 4.36: Spectre en énergie ($E < 300$ MeV) des tours individuelles pour lesquelles on mesure (histogramme hachurée) et on ne mesure pas un temps dans les TDC; ces histogrammes montrent que les seuils CFD étaient à 70 MeV pendant la prise de données 1995.

seuil moyen des CFD était environ de 70 MeV pendant la prise de données. Cette valeur trois fois supérieure à celle obtenue au CERN a été choisie de façon conservative car nous ne connaissions pas la stabilité des CFD dans l'environnement H1. Celle-ci a pu être étudiée plus en détail pendant l'arrêt 95/96 et il est prévu de pouvoir descendre les seuils vers 30 MeV. Rappelons que ceci correspondra à un glissement en temps de l'ordre 1 ou 2 ns pour une énergie déposée d'environ 300 MeV ce qui est la performance recherchée.

Aiguillage ToF/AToF: Nous avons montré (paragraphe 4.2) que le pouvoir de rejection de la sélection ToF/AToF était supérieur à 10^3. En fait, il a été mis en évidence, pendant la prise de données, que le véto AToF fourni par le calorimètre *hadronique* était surefficace. Ceci signifie que pour un dépôt d'énergie ToF, une fraction de celle-ci était aiguillée en AToF. Un véto AToF était donc généré au même croisement de faisceau que le bit ToF, empêchant ainsi sa prise en compte par le déclenchement central de H1. Une parade immédiate, nécessaire pour rendre la prise de données possible (!), a consisté à inhiber ce véto AToF quand l'énergie ToF est supérieure à une certaine fraction de l'énergie totale ToF+AToF.

Deux raisons pour ce fonctionnement imparfait de l'aiguillage ToF/AToF ont été trouvées. Premièrement, on s'est aperçu que lors de la réalisation en série des cartes FE, le temps mort de basculement en ToF de 150 ns (figure 3.14) n'etait pas correctement cablé et donc inopérant. L'utilité de ce temps mort est justement d'empêcher tout re-basculement en AToF une fois que l'aiguillage est mis en position ToF; ce défaut des cartes FE a été corrigé pendant l'arrêt de machine 95/96. La deuxième raison trouvée est un mauvais ajustement des valeurs de résistances d'entrée des bases actives (paragraphe 3.3) pour ce calorimètre hadronique; on s'est aperçu en effet, que la moitié des photomultiplicateurs avaient une valeurs C_{PM} double (!) de celle mesurée sur l'échantillon des photomultiplicateurs testés. Cette deuxième raison, conjuguée à la première peut expliquer, qu'en cas de réflection du signal SpaCal entre le détecteur et le FE, la compensation pôle-zéro n'étant pas suffisante à l'entrée du CFD, le basculement ToF$\rightarrow$AToF se produise.

Bien que les deux défauts aient été corrigés et que nous puissions donner une explication au phénomène, nous avons préparé une sécurité supplémentaire (du type de celle réalisée pendant la prise de données 1995) pour les deux calorimètres. Ainsi, un véto AToF ne sera généré au déclenchement central que si l'énergie ToF est inférieure à la moitié de l'énergie totale ToF+AToF. Ceci est réalisé en discriminant la soustraction analogique des deux signaux.

Le déclenchement spatial IET

Comportement au seuil: Nous avons expliqué (paragraphe 4.2.2) les raisons pour lesquelles les performances du déclenchement IET au seuil ($\sigma \approx 500$ MeV à 5 GeV) ne correspondent pas à celles attendues. Bien que l'effet majeur, dû aux câbles, aura disparu en 1996 il n'en reste pas moins le problème de l'intercalibration des deux chaînes d'électronique. Nous avons vu (paragraphe 4.2.2) que cette intercalibration n'est pas effectuée de façon précise avec les signaux du système CAM. Bien que nous prevoyions de tester à nouveau cette méthode après réparation des câbles il semble préférable de mesurer ces coefficients avec les particules. Pour cela, il est nécessaire de faire des prises de données particulière, sans utiliser l'acquisition centrales de H1, en utilisant un ADC "peak-sensing". Cette méthode, pour des raisons pratiques sera limitée à la région centrale du SpaCal (64 tours internes), région dans laquelle le taux de déclenchement est dominant.

Taux de déclenchement: Le taux de déclenchement intégré (photoproduction + DIS) pour une énergie supérieure à 1 GeV est estimé à environ 20 Hz. Quand nous avons mis un seuil de cette valeur de 1 GeV, nous avons mesuré un taux de déclenchement 100 fois plus important. La figure 4.37 montre la distribution

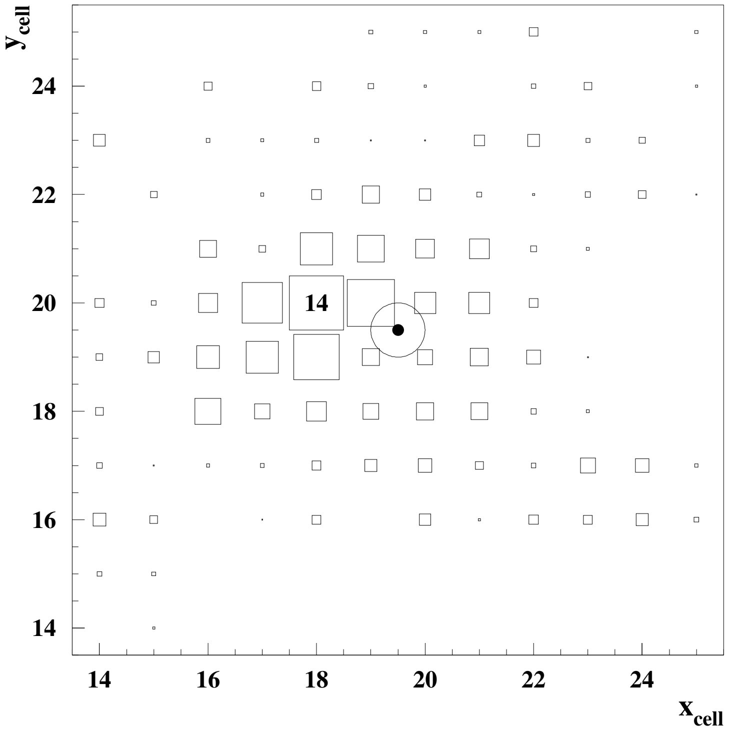


Figure 4.37: Distribution du nombre de coups dans la région centrale du SpaCal électromagnétique. Le cercle symbolise le tube à vide.

du nombre de coups dans la région centrale du SpaCal; le cercle symbolise le tube à vide. On voit que cette distribution, piquée sur la cellule numéro 14 n'est pas symétrique en ϕ comme on s'y attend pour des événements physiques. Nous avons donc un bruit de fond généré par le faisceau de positrons, que nous ne pouvons pas rejeter par la sélection ToF/AToF. L'histogramme en énergie déposée (non montré) dans cette tour présente un pic situé vers 4 ou 5 GeV dont l'importance peut varier d'une prise de donnée à l'autre. Une parade pour essayer de diminuer ce bruit de fond a consisté à décider le gain du photomultiplicateur de cette tour d'une facteur 2. Mais ceci n'étant pas suffisant pour diminuer le taux de déclenchement, la collaboration a décider de placer le seuil dans la région centrale vers 8 GeV. Pour les régions plus externes du trigger, non contaminées par le bruit, il a été possible de choisir des seuils à ~3 GeV et ~2 GeV pour la région intérieure et extérieure (figure 4.26).

L'origine de ce bruit de faisceau n'est pas encore comprise; de plus malgré des études réalisées en fonction de la position des collimateurs situés à l'entrée de H1, ce bruit n'a pas pu être encore supprimé. Ainsi, pour la prise de données 1996, la solution envisagée consiste à d'une part à définir des seuils T3 et T2 uniformes à 7 GeV et 2 GeV par exemple et de définir le déclenchement "petit x" comme étant le niveau T2 sauf les neuf cluster bits centraux et le niveau T3 pour ces neuf cluster bits. Cette sélection différentielle, réalisable au niveau L2 du déclenchement H1 présente l'intérêt d'une part d'être symétrique autour du faisceau (ce que ne faisaient pas les régions définies par les cartes LIET) et d'autre part de supprimer une région angulaire plus petite que celle correspondant à une carte LIET.

Conclusion

Les deux calorimètres SpaCal et leur électronique associée ont été conçus, réalisés, et installés dans H1 en moins de trois ans. La stabilité du fonctionnement satisfaisante permet de dire, qu'à ce stade, le projet est en partie réussi.

Concernant l'électronique de déclenchement, les tests menés en faisceaux test ont démontré la faisabilité de la sélection en temps au niveau de 1 ns pour un dépôt d'énergie de 200 MeV. Pour ce niveau d'énergie, il a été aussi démontré que l'efficacité de l'électronique IET était supérieure à 99%, la dispersion au seuil étant inférieure à 40 MeV. Soulignons que ces performances sont obtenues d'une part grâce à la lecture par photomultiplicateur et d'autre part grâce au niveau très bas du bruit (< 0.2 MeV) du premier étage d'amplification.

Nous avons montré au long de ce travail que dans H1 les performances n'avaient pas encore été pleinement atteintes, mais que l'ensemble des problèmes avaient été résolus (en principe !) pendant l'arrêt de l'hiver 95/96. Il reste donc à espérer, pour que le détecteur fournisse les meilleures données pour la physique à petit x, que le bruit direct induit par le faisceau de positrons soit supprimé. Nous avons en effet montré à travers nos études que la fine granularité transverse de ce détecteur permet d'obtenir des facteurs de réjection jusqu'à 100, laissant espérer la possibilité d'identifier les électrons jusqu'à une énergie de 4 GeV environ.

Glossaire

AToF “Anti Time of Flight”, un événement AToF est un événement de bruit de font généré par l’interaction d’un proton avec le gaz résiduel ou avec un collimateur, page 86.

BT “Big Tower”, une somme analogique effectuée dans l’électronique de déclenchement, paragraphe 3.6.1.

CB cluster bit, voir paragraphe 3.6.1

CFD “Constant Fraction Discriminator”, un discriminateur à faible dépendance temps-amplitude compensant l’effet de “walk”, page 84.

FE “Front End”, la carte FE sert à sélectionner en ligne les événements *ep* parmi ceux issus du bruit de fond, paragraphe 3.5.

GIET “Global Inclusive Electron Trigger”, la carte GIET calcule si un amas en temps a une énergie supérieure à un des trois seuils du système de déclenchement sur l’électron, paragraphe 3.6.

HC “HERA clock”, l’horloge associé aux croisements des faisceaux à HERA ($f = 1/96$ ns= 10.4 MHz), page 95.

IET “Inclusive Electron Trigger”, Le système de déclenchement sur l’amas d’énergie, paragraphe 3.6.

LIET “Local Inclusive Electron Trigger”, une carte LIET effectue la comparaison des signaux en temps avec 3 seuils, paragraphe 3.6.

SW “Sliding Window”, principe: voir paragraphe 3.1; réalisation cartes fenêtres glissantes: voir paragraphe 3.6.2.

THM “TDC and Histogrammer Module”, la carte THM sert à la numérisation du temps de dépôt d’énergie (fonction TDC) ainsi que pour calculer les histogrammes TDC en ligne, 95.

ToF “Time of Flight”, un événements ToF est un événement provenant d’une collision *ep*, page 86.

Annexe A

Cartographie des signaux

MAPPING: SPACAL - ELM

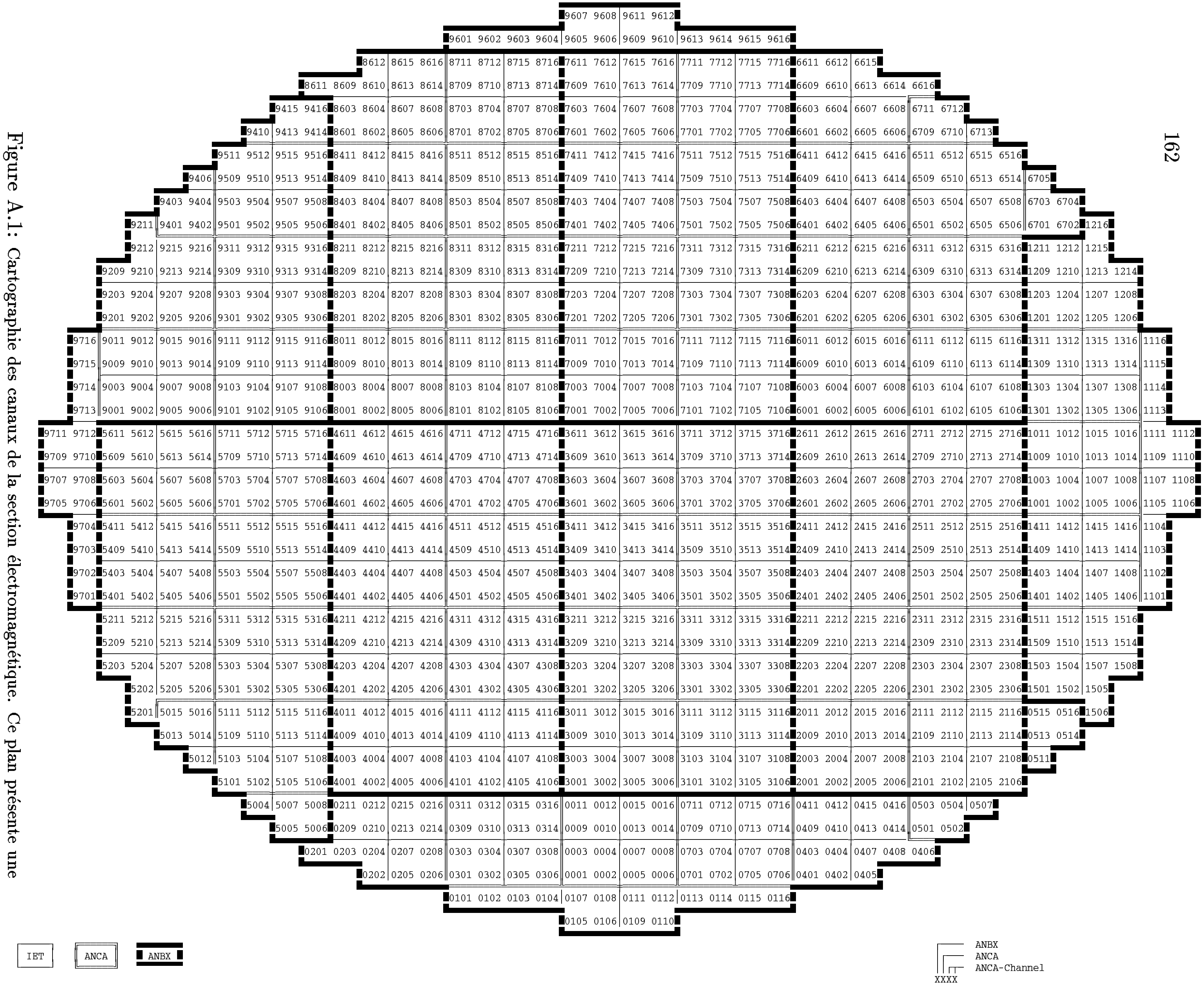
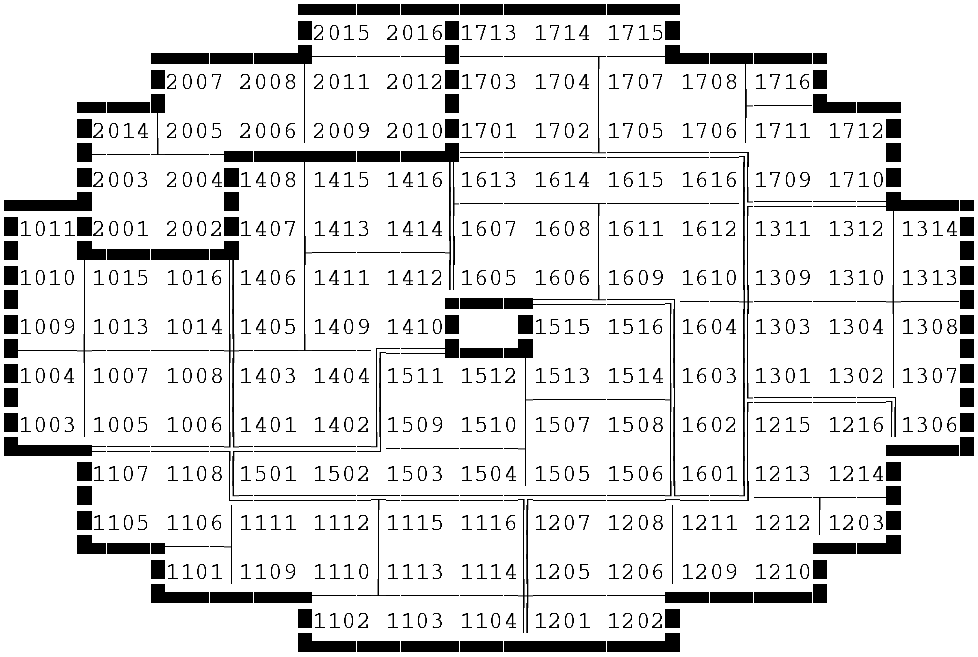


Figure A.1: Cartographie des canaux de la section électromagnétique. Ce plan présente une vue de l'arrière du détecteur H1. Chaque numéro sur la figure correspond à une tour SpaCal. Le premier chiffre d'un numéro d'une tour correspond à la numéro de la boîte analogique. Les lignes en gras séparent les canaux appartenant à une même boîte analogique. Le deuxième chiffre d'un numéro d'une tour correspond au numéro de la carte analogique (carte FE) dans une boîte analogique. Les doubles lignes indiquent les 16 canaux lus par une même carte analogique ainsi que la carte FE associée. Les deux derniers chiffres d'un numéro d'une tour correspondent au canal dans une carte analogique (carte FE). Les simples lignes incluent respectivement les 4 canaux d'une pré-somme de la carte FE.

MAPPING: SPACAL - HADR.

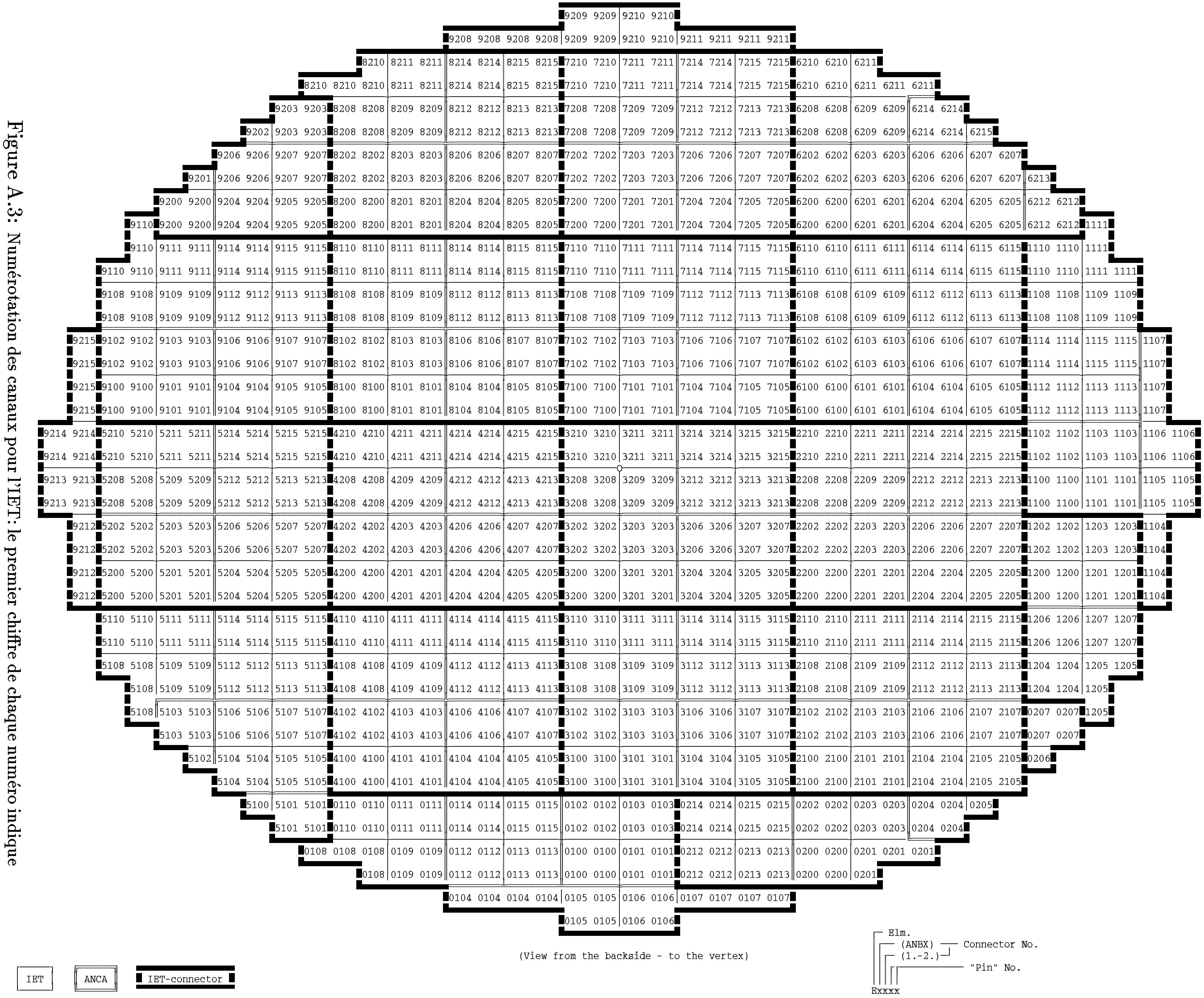


(View from the backside - to the vertex)

Figure A.2: Cartographie des canaux de la section hadronique. Les signaux provenant de la section hadronique sont reçus dans les deux boîtes analogiques 11 et 12, dont la dernière n'est équipée que d'une carte analogique et d'une carte FE.

ELM. IET: CONNECTOR+"PIN"

13.10.1994



```
9209 9209 9210 9210
9208 9208 9208 9208 9209 9209 9210 9210 9211 9211 9211 9211
8210 8211 8211 8214 8214 8215 8215 7210 7210 7211 7211 7214 7214 7215 7215 6210 6210 6211
8210 8210 8210 8211 8211 8214 8214 8215 8215 7210 7210 7211 7211 7214 7214 7215 7215 6210 6210 6211 6211 6211
9203 9203 8208 8208 8209 8209 8212 8212 8213 8213 7208 7208 7209 7209 7212 7212 7213 7213 6208 6208 6209 6209 6214 6214
9202 9203 9203 8208 8208 8209 8209 8212 8212 8213 8213 7208 7208 7209 7209 7212 7212 7213 7213 6208 6208 6209 6209 6214 6214 6215
9206 9206 9207 9207 8202 8202 8203 8203 8206 8206 8207 8207 7202 7202 7203 7203 7206 7206 7207 7207 6202 6202 6203 6203 6206 6206 6207 6207
9201 9206 9206 9207 9207 8202 8202 8203 8203 8206 8206 8207 8207 7202 7202 7203 7203 7206 7206 7207 7207 6202 6202 6203 6203 6206 6206 6207 6207 6213
9200 9200 9204 9204 9205 9205 8200 8200 8201 8201 8204 8204 8205 8205 7200 7200 7201 7201 7204 7204 7205 7205 6200 6200 6201 6201 6204 6204 6205 6205 6212 6212
9110 9200 9200 9204 9204 9205 9205 8200 8200 8201 8201 8204 8204 8205 8205 7200 7200 7201 7201 7204 7204 7205 7205 6200 6200 6201 6201 6204 6204 6205 6205 6212 6212 1111
9110 9111 9111 9114 9114 9115 9115 8110 8110 8111 8111 8114 8114 8115 8115 7110 7110 7111 7111 7114 7114 7115 7115 6110 6110 6111 6111 6114 6114 6115 6115 1110 1110 1111
9110 9110 9111 9111 9114 9114 9115 9115 8110 8110 8111 8111 8114 8114 8115 8115 7110 7110 7111 7111 7114 7114 7115 7115 6110 6110 6111 6111 6114 6114 6115 6115 1110 1110 1111 1111
9108 9108 9109 9109 9112 9112 9113 9113 8108 8108 8109 8109 8112 8112 8113 8113 7108 7108 7109 7109 7112 7112 7113 7113 6108 6108 6109 6109 6112 6112 6113 6113 1108 1108 1109 1109
9108 9108 9109 9109 9112 9112 9113 9113 8108 8108 8109 8109 8112 8112 8113 8113 7108 7108 7109 7109 7112 7112 7113 7113 6108 6108 6109 6109 6112 6112 6113 6113 1108 1108 1109 1109
9215 9102 9102 9103 9103 9106 9106 9107 9107 8102 8102 8103 8103 8106 8106 8107 8107 7102 7102 7103 7103 7106 7106 7107 7107 6102 6102 6103 6103 6106 6106 6107 6107 1114 1114 1115 1115 1107
9215 9102 9102 9103 9103 9106 9106 9107 9107 8102 8102 8103 8103 8106 8106 8107 8107 7102 7102 7103 7103 7106 7106 7107 7107 6102 6102 6103 6103 6106 6106 6107 6107 1114 1114 1115 1115 1107
9215 9100 9100 9101 9101 9104 9104 9105 9105 8100 8100 8101 8101 8104 8104 8105 8105 7100 7100 7101 7101 7104 7104 7105 7105 6100 6100 6101 6101 6104 6104 6105 6105 1112 1112 1113 1113 1107
9215 9100 9100 9101 9101 9104 9104 9105 9105 8100 8100 8101 8101 8104 8104 8105 8105 7100 7100 7101 7101 7104 7104 7105 7105 6100 6100 6101 6101 6104 6104 6105 6105 1112 1112 1113 1113 1107
9214 9214 5210 5210 5211 5211 5214 5214 5215 5215 4210 4210 4211 4211 4214 4214 4215 4215 3210 3210 3211 3211 3214 3214 3215 3215 2210 2210 2211 2211 2214 2214 2215 2215 1102 1102 1103 1103 1106 1106
9214 9214 5210 5210 5211 5211 5214 5214 5215 5215 4210 4210 4211 4211 4214 4214 4215 4215 3210 3210 3211 3211 3214 3214 3215 3215 2210 2210 2211 2211 2214 2214 2215 2215 1102 1102 1103 1103 1106 1106
9213 9213 5208 5208 5209 5209 5212 5212 5213 5213 4208 4208 4209 4209 4212 4212 4213 4213 3208 3208 3209 3209 3212 3212 3213 3213 2208 2208 2209 2209 2212 2212 2213 2213 1100 1100 1101 1101 1105 1105
9213 9213 5208 5208 5209 5209 5212 5212 5213 5213 4208 4208 4209 4209 4212 4212 4213 4213 3208 3208 3209 3209 3212 3212 3213 3213 2208 2208 2209 2209 2212 2212 2213 2213 1100 1100 1101 1101 1105 1105
9212 5202 5202 5203 5203 5206 5206 5207 5207 4202 4202 4203 4203 4206 4206 4207 4207 3202 3202 3203 3203 3206 3206 3207 3207 2202 2202 2203 2203 2206 2206 2207 2207 1202 1202 1203 1203 1104
9212 5202 5202 5203 5203 5206 5206 5207 5207 4202 4202 4203 4203 4206 4206 4207 4207 3202 3202 3203 3203 3206 3206 3207 3207 2202 2202 2203 2203 2206 2206 2207 2207 1202 1202 1203 1203 1104
9212 5200 5200 5201 5201 5204 5204 5205 5205 4200 4200 4201 4201 4204 4204 4205 4205 3200 3200 3201 3201 3204 3204 3205 3205 2200 2200 2201 2201 2204 2204 2205 2205 1200 1200 1201 1201 1104
9212 5200 5200 5201 5201 5204 5204 5205 5205 4200 4200 4201 4201 4204 4204 4205 4205 3200 3200 3201 3201 3204 3204 3205 3205 2200 2200 2201 2201 2204 2204 2205 2205 1200 1200 1201 1201 1104
5110 5110 5111 5111 5114 5114 5115 5115 4110 4110 4111 4111 4114 4114 4115 4115 3110 3110 3111 3111 3114 3114 3115 3115 2110 2110 2111 2111 2114 2114 2115 2115 1206 1206 1207 1207
5110 5110 5111 5111 5114 5114 5115 5115 4110 4110 4111 4111 4114 4114 4115 4115 3110 3110 3111 3111 3114 3114 3115 3115 2110 2110 2111 2111 2114 2114 2115 2115 1206 1206 1207 1207
5108 5108 5109 5109 5112 5112 5113 5113 4108 4108 4109 4109 4112 4112 4113 4113 3108 3108 3109 3109 3112 3112 3113 3113 2108 2108 2109 2109 2112 2112 2113 2113 1204 1204 1205 1205
5108 5109 5109 5112 5112 5113 5113 4108 4108 4109 4109 4112 4112 4113 4113 3108 3108 3109 3109 3112 3112 3113 3113 2108 2108 2109 2109 2112 2112 2113 2113 1204 1204 1205
5108 5103 5103 5106 5106 5107 5107 4102 4102 4103 4103 4106 4106 4107 4107 3102 3102 3103 3103 3106 3106 3107 3107 2102 2102 2103 2103 2106 2106 2107 2107 0207 0207 1205
5103 5103 5106 5106 5107 5107 4102 4102 4103 4103 4106 4106 4107 4107 3102 3102 3103 3103 3106 3106 3107 3107 2102 2102 2103 2103 2106 2106 2107 2107 0207 0207
5102 5104 5104 5105 5105 4100 4100 4101 4101 4104 4104 4105 4105 3100 3100 3101 3101 3104 3104 3105 3105 2100 2100 2101 2101 2104 2104 2105 2105 0206
5104 5104 5105 5105 4100 4100 4101 4101 4104 4104 4105 4105 3100 3100 3101 3101 3104 3104 3105 3105 2100 2100 2101 2101 2104 2104 2105 2105
5100 5101 5101 0110 0110 0111 0111 0114 0114 0115 0115 0102 0102 0103 0103 0214 0214 0215 0215 0202 0202 0203 0203 0204 0204 0205
5101 5101 0110 0110 0111 0111 0114 0114 0115 0115 0102 0102 0103 0103 0214 0214 0215 0215 0202 0202 0203 0203 0204 0204
0108 0108 0108 0109 0109 0112 0112 0113 0113 0100 0100 0101 0101 0212 0212 0213 0213 0200 0200 0201 0201 0201
0108 0109 0109 0112 0112 0113 0113 0100 0100 0101 0101 0212 0212 0213 0213 0200 0200 0201
0104 0104 0104 0104 0105 0105 0106 0106 0107 0107 0107 0107
0105 0105 0106 0106
```

Figure A.3: Numérotation des canaux pour l'IET: le premier chiffre de chaque numéro indique la boîte analogique. Le deuxième chiffre correspond au câble transmettant les signaux FE vers l'IET (2 câbles par boîte analogique transmettent respectivement 16 signaux). Les deux derniers chiffres d'un numéro correspondent à la pré-somme FE (2×16 pré-sommes par boîte analogique).

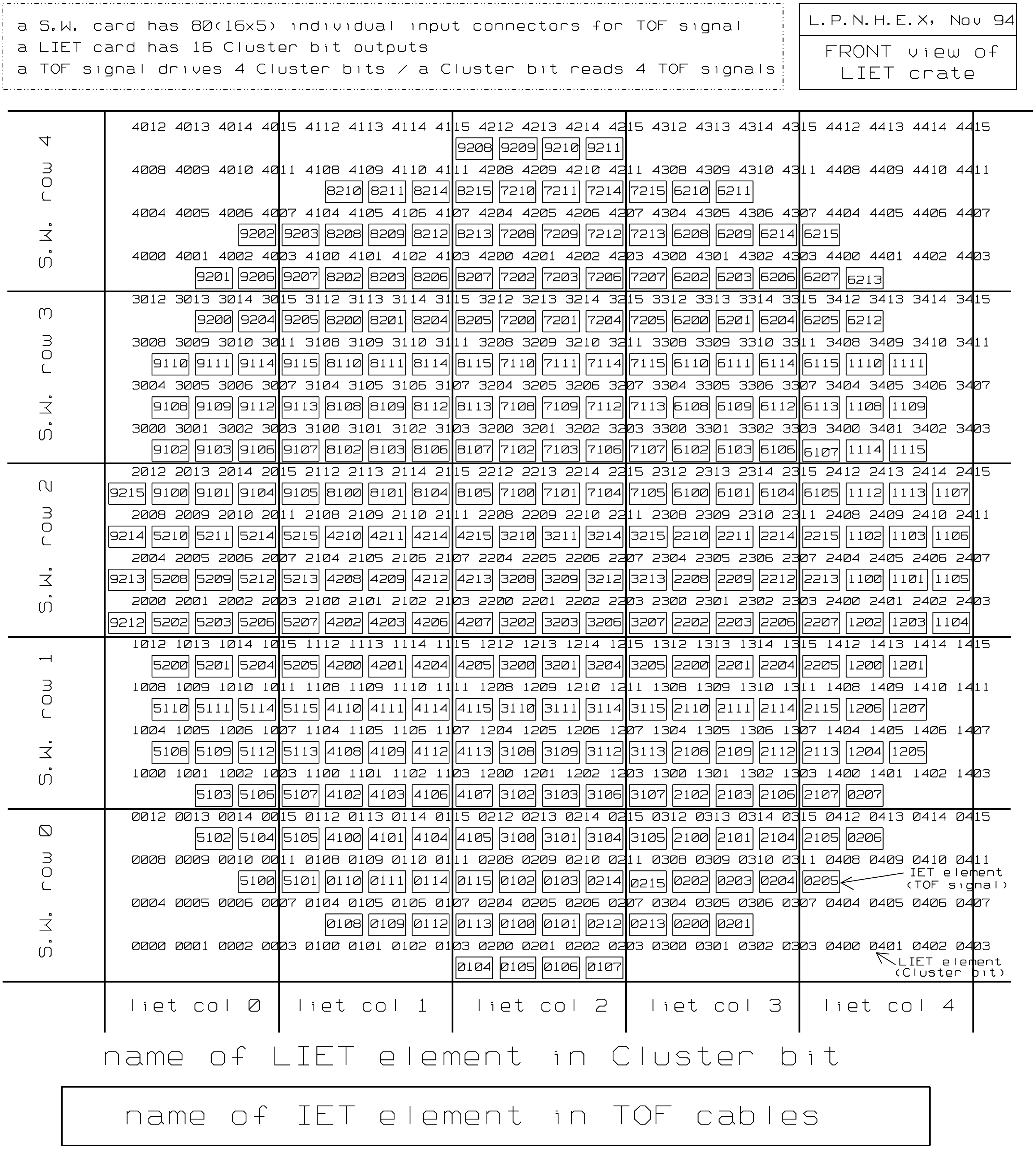
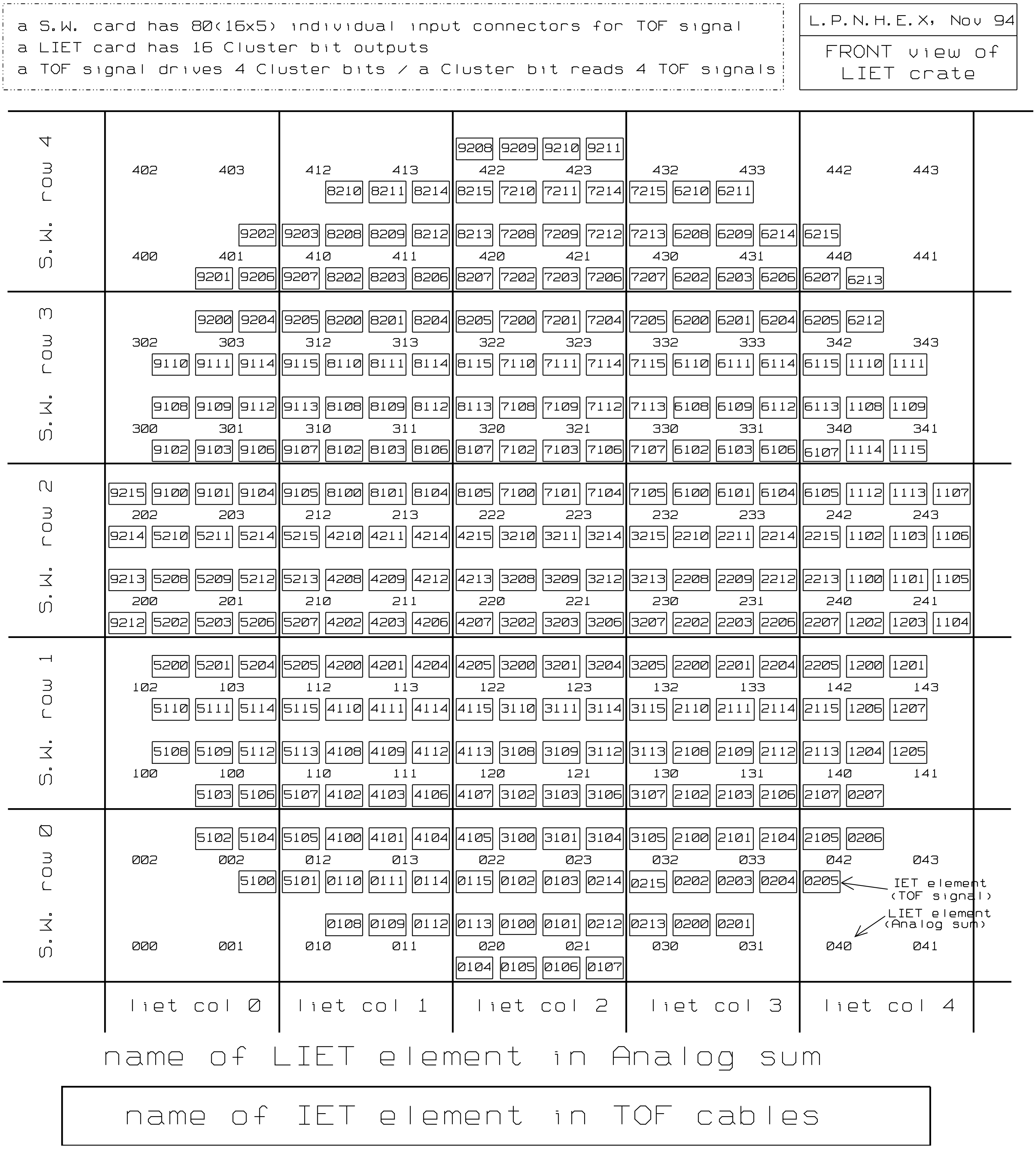


Figure A.4: La cartographie des cluster bits de l'IET. Les lignes horizontales et verticales indiquent respectivement les positions des chassis SW et les positions d'insertion pour les carte LIET. Un numéro entouré par un carré correspond à une pré-somme de la carte FE (pour la numérotation voir figure A.3). Au centre des 2×2 pré-sommes, le numéro du cluster bit associé est indiqué. Les cluster bits sont numérotés selon la règle suivante:

- le premier chiffre: chassis SW (ligne)
- le deuxième chiffre: position de la carte IET dans un chassis SW (colonne)
- le troisième et le quatrième chiffre: numéro du cluster bit à l'intérieur d'une carte LIET

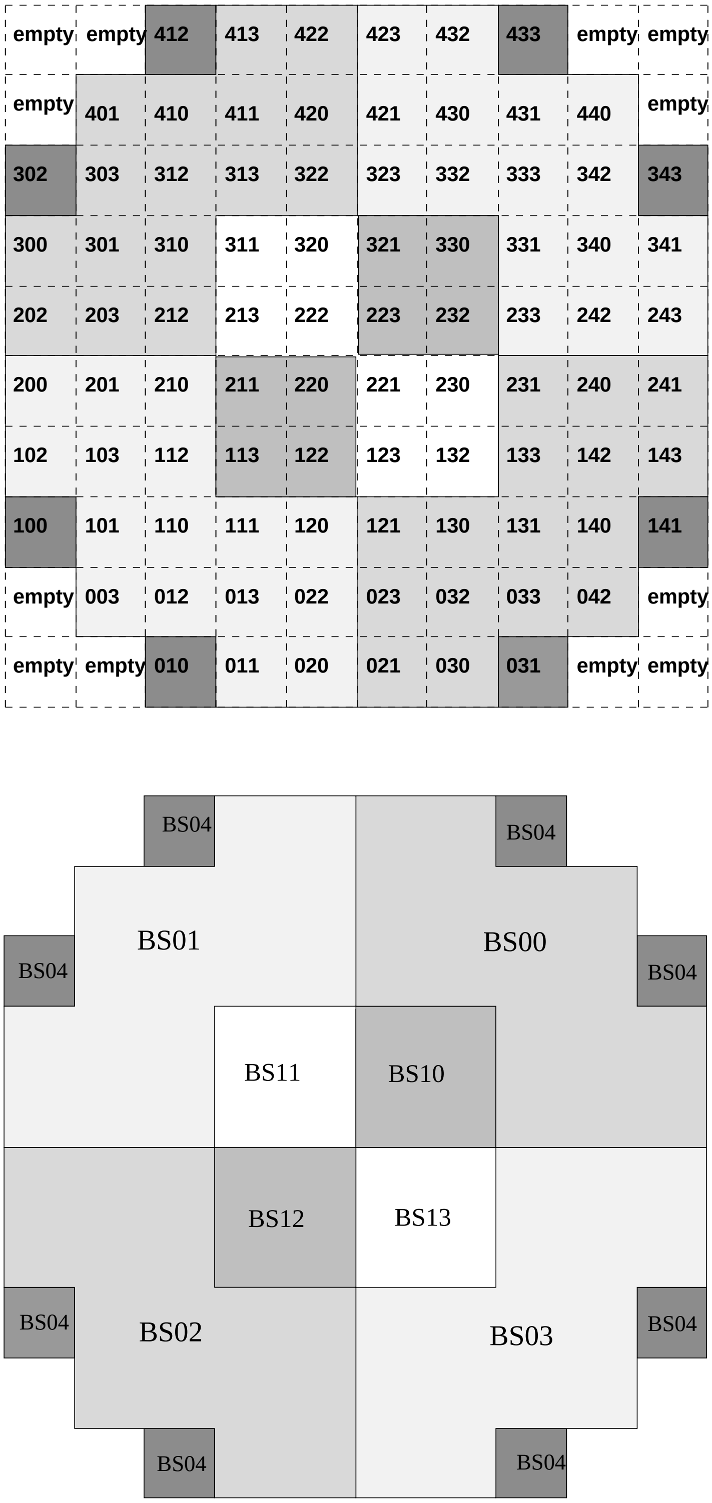


a S.W. card has 80(16x5) individual input connectors for TOF signal
a LIET card has 16 Cluster bit outputs
a TOF signal drives 4 Cluster bits / a Cluster bit reads 4 TOF signals

L.P.N.H.E.X, Nov 94

FRONT view of LIET crate

Figure A.5: Cartographie des signaux analogiques de sortie des cartes IET. Pour la numérotation des entrées de pré-sommes des cartes FE, voir la figure A.3. Une sortie analogique, indiquée par un numéro non-entouré, correspond à une somme de signaux de 16 tours SpaCal. Pour cela, quatre pré-sommes FE sont additionnées.



empty	empty	412	413	422	423	432	433	empty	empty
empty	401	410	411	420	421	430	431	440	empty
302	303	312	313	322	323	332	333	342	343
300	301	310	311	320	321	330	331	340	341
202	203	212	213	222	223	232	233	242	243
200	201	210	211	220	221	230	231	240	241
102	103	112	113	122	123	132	133	142	143
100	101	110	111	120	121	130	131	140	141
empty	003	012	013	022	023	032	033	042	empty
empty	empty	010	011	020	021	030	031	empty	empty

Figure A.6: La cartographie des 8 *Grandes Tours* ("Big Tower") ToF de la section électromagnétique. La figure du haut représente les régions correspondant à une Grande Tour et les signaux rélatifs de sortie de la carte IET. La numérotation des signaux provenant de la carte IET est identique à celle employée sur la figure A.5. La figure en bas montre la numérotation des Grandes Tours. Les sorties analogiques signées "BS04" sur la figure en bas ne participent pas à une Grande Tour. Ceci est dû au fait qu'on ne peut recevoir que 16 signaux dans les modules électronique "Bigsum" (paragraphe 3.8) employés pour la sommation analogique. Néanmoins, ces canaux participent à la création de l'énergie totale qui est réalisée à l'aide de la sommation des 8 Grandes Tours et des signaux "BS04".

Les régions des 8 Grandes Tours ToF pour la section hadronique sont définies de la même façon.

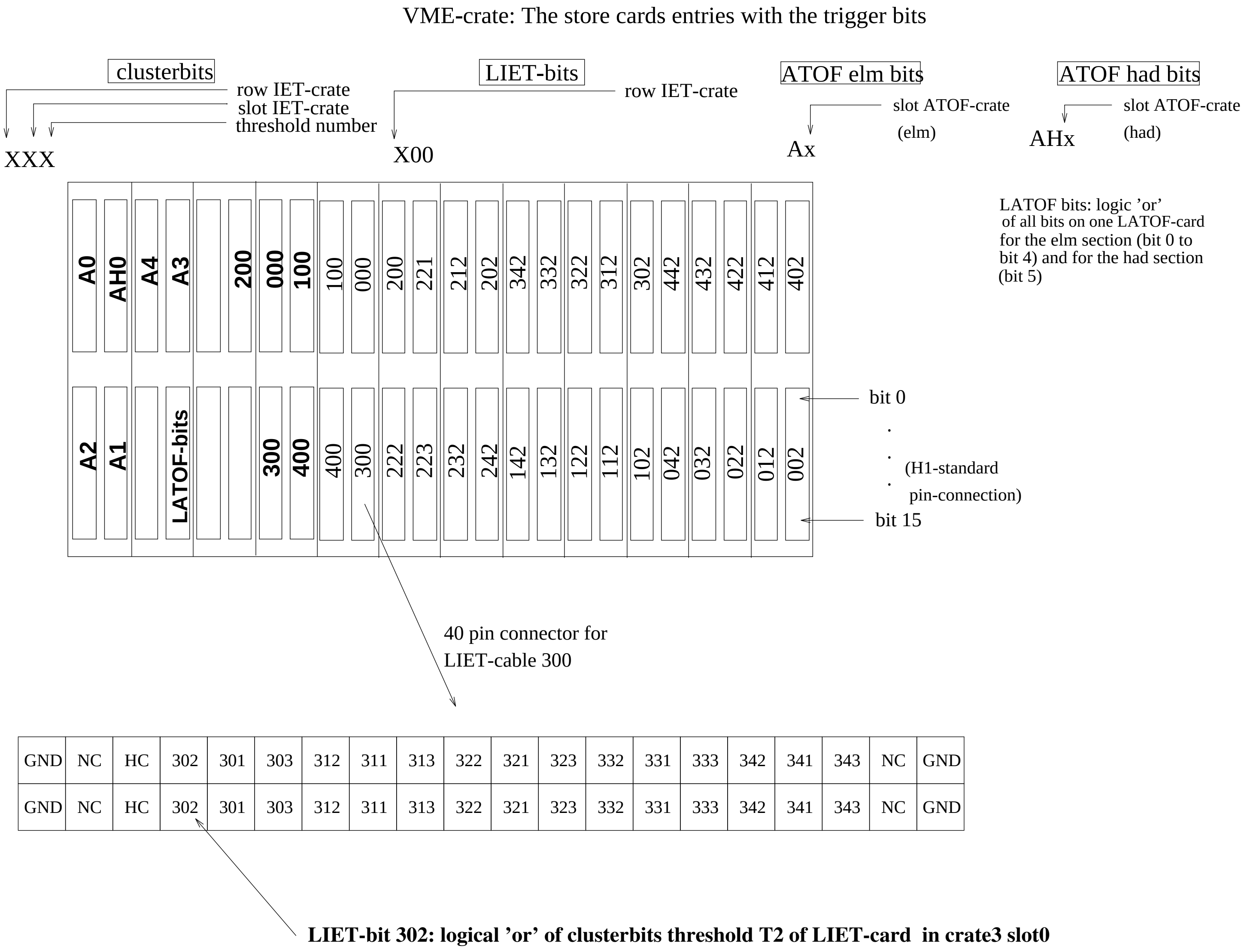


Figure A.7: Cartographie des signaux d'entrée des store card pour le stockage des signaux digitale de la chaîne de déclenchement. Chaque store cards reçoit 4 câble à 40 points transmettant respectivement 16 signaux différentiel. La numérotation des câbles d'entrée est donnée sur la figure. Tous les cluster bits pour le seuil T2 sont lus. De plus, les cluster bit T1 et T3 pour la région centrale du calorimètre SpaCal électromagnétique sont lus. Les bit LIET sont lus pour les trois seuils pour tout le détecteur. Sur cette figure, nous montrons la cartographie d'un câble transmettant des bits LIET. Pour la vérification du fonctionnement du véto AToF la lecture des bits correspondants est effectué. Les premières 8 store cards de droite sont lu par un bus PQZP pour une distribution des information aux niveaux de déclenchement L2 et L3. Les quatre premières store cards de gauche ne sont accessibles que par un bus VME. La cartographie des store cards est codée dans la banque SIET.

Bibliographie

[1] A. De Rujula et al., Phys. Rev. D50 1649, 1974.

[2] L.P.A. Haakman, A. Kaidalov et J.H. Koch, *production of vector mesons by real and virtual photons at high-energies*, Phys.Lett. B365 411, 1996.

[3] P. Sonderegger, Nucl. Instr. and Meth. A225 530, 1987.
P. Jenni et al. *The High Resolution Spaghetti Hadron Calorimeter*, proposal NIKHEF-H/87-7, 1987.
D. Herzog et al., Nucl. Instr. and Meth. A294 446, 1990.
B. Bencheikh et al., Nucl. Instr. and Meth. A315 354, 1992.
J. Badier et al., Nucl. Instr. and Meth. A337 326, 1994.

[4] The H1 Collaboration, *Technichal Proposal to build Silicon Trackers*, internal note H1-06/92-226, juin 1992.

[5] The H1 Collaboration, *Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering region of the H1 Detector*, internal note PRC 93/02, mars 1993.

[6] H1 Collaboration, *The H1-Detector at HERA*, internal report DESY H1-96-01, soumis à Nucl. Instr. and. Meth. .

[7] S. Burke et al., *Track Finding and Fitting in the H1 Forward Track Detector*, internal note H1-03/95-434.

[8] Particle Data Group, Phys. Rev. D45 (III.17), juin 1992.

[9] C. W. Fabjan, *Calorimetry in High-Energy Physics*, CERN-EP/85-64, 1984.

[10] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu et al.), Nucl. Instr. and. Meth. A344 492, 1994.

[11] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu et al.), Nucl. Instr. and. Meth. A350 57, 1994.

[12] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu et al.), Nucl. Instr. and. Meth. A334 499, 1993.

[13] The H1 Collaboration, *Proposal for a Forward Proton Spectrometer for H1*, internal note H1-10/94-381, octobre 1994.

[14] J. C. Bizot et al., *Proposal for a topological level 2 trigger*, H1-06/91-181, 1991.

[15] J. Fent et al., *A Level 2 Calorimeter Trigger using Neural Networks*, internal note H1-04/91-172, 1991.

[16] H. Kolanoski et al., *Concept and design of the fast H1 Second Level Trigger Using Artificial Neural Networks*, Computing in High Energy Physics CHEP '95, Rio (Brazil), 1995.

[17] A. Campbell, *A RISC multiprocesseor event trigger for the data acquisition system of the H1 experiment at HERA*, Int. Conf Real Time '91, Jülich FRG, 1991.

[18] A. Blondel et F. Jacquet, Proceedings of the study for an *ep* facility in Europe (1979), DESY-report 79-48.

[19] U. Bassler et G. Bernardi, Nucl. Instr. and Meth. A361 197, 1995.

[20] S. Levonian, communication privée.

[21] Collaboration H1 (I. Abt et al.), *Hard Scattering in γp Interactions*, Phys. Lett. B297 205, 1992.

[22] T.H. Bauer et al.. Rev. Mod. Phys. 50 2, 1978.

[23] Collaboration H1 (I. Abt et al.), *" Measurement of the total Photon Proton Cross section and its Decomposition at 200 GeV"*, preprint DESY-95-162, accepté pour publication dans Zeit. Phys., 1995.

[24] Collaboration ZEUS (M. Derrick et al.), Zeit. Phys. C63 391, 1995.

[25] Collaboration ZEUS (M. Derrick et al.), Phys. Lett. B315 481, 1993.

[26] Collaboration H1 (T. Ahmed et al.), Nucl. Phys. B429 477, 1994.

[27] Collaboration H1 (T. Ahmed et al.), Nucl. Phys. B435 3, 1995.

[28] Collaboration H1 (T. Ahmed et al.), *A Search for Leptoquarks and Squarks at HERA* , Zeit. f. Phys. C64 545, 1994.

[29] Collaboration H1 (S. Aid et al.), *"A Search of Squarks of Rp-Violating SUSY at HERA"*, preprint DESY-96-56, soumis à Zeit. f. Phys., 1996.

[30] Collaboration H1 (T. Ahmed et al.), *"A Search for Heavy Leptons at HERA"*, Phys. Lett. B340 205, 1994.

[31] C.G. Callan et D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. 22 156, 1969.

[32] J.D Bjorken, Phys. Rev. 148 1467, 1966.
J.D Bjorken, Phys. Rev. 179 1547, 1969.

[33] W. Panowsky, Proc., 14th Conf. on HEP Vienne, 1968.
E.D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23 930, 1969.

[34] D.J. Fox et al., Phys. Rev. Lett. 33 1540, 1974
Y. Watanabe et al., Phys. Rev. Lett. 35 898, 1975.

[35] E. A. Kuraev et al., Phys. Lett. B60 50, 1975.

[36] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, Z. Phys. C67 433, 1995.

[37] A. D. Martin, R. D. Roberts, et W. J. Stirling, Phys. Lett. B354 155, 1995.

[38] L.P.A. Haakman, A. Kaidalov et J.H. Koch, *production of vector mesons by real and virtual photons at high-energies*, Phys.Lett. B365 411, 1996.

[39] Collaboration H1 (S. Aid et al.), *" A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HERA"* , preprint DESY-96-39, soumis à Nucl. Phys.

[40] BCDMS collaboration, Phys. Lett. B223 485, 1989.

[41] NMC collaboration, Phys. Lett. B364 107, 107.

[42] C. Pascaud et F. Zomer, peprint LAL/94-42, 1994.

[43] H. Georgi et H.D. Politzer, Phys. Rev. D9 416, 1974.

[44] D.J. Gross et F. Wilczek, Phys. Rev. D9 980, 1974.

[45] G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. B126 298, 1977.

[46] Balitskij et al., Sov. J. Nucl. Phys. 28 822, 1978.

[47] Kuraev et al., Sov. Phys. JETP 45 199, 1977.

[48] M. Froissart, 1961, Phys. Rev. 123 1053, 1961.

[49] L.V. Gribov, Phys. Rep. 100 1, 1983.

[50] J. Bán et al., DESY preprint 95-177, septembre 1995, soumis à Nucl. Instr. and Meth. A.

[51] R. D. Appuhn et al., Nucl. Instr. and. Meth. A350 208-215, 1994.

[52] D. Lacour, *Etude et réalisation d'un calorimètre plomb-fibres scintillantes pour la partie arrière du détecteur H1 de HERA*, thèse Université Paris IV, avril 1995, non publiée.

[53] T. Nicholls et al., *The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimter*, à soumettre à Nucl. Instr. and Meth. .

[54] The KLOE collaboration, *A general Purpose Detector for DAΦNE*, LNF-92/-019,1992.

[55] M. Weber,*A Spaghetti Calorimeter for the H1 Detector*, 5th Int. Con. on Calorimetry in High Energy Physics, Bejing, 1995.

[56] K. Bogusch, *Untersuchungen zum Aufbau eines rückwärtigen Kalorimeters am H1-Detektor*, thèse de diplom Universität Dortmund, 1993, non publiée.

[57] M. Dirkmann, *Untersuchungen an einem Spaghetti-Kalorimeter unter besonderer Berücksichtigung des inneren Randbereiches und des Nachweises von π Mesonen*, thèse de diplom Universität Dortmund, 1995, non publiée.

[58] A. Walther et R. Barschke, *Studies of Scintillating Fibres for a Spaghetti Calorimeter to be used for H1 Backward Upgrade Project*, Proceedings on the Workshop of Scintillating Fiber Detectors, Notre Dame University, Indiana, 1993.

[59] R. Barschke, thèse de diplom, Universität Hamburg *Untersuchungen von Szintillationsfasern für ein Spaghettikalorimeter*, 1994, non publiée.

[60] Bicron Corp., *Scintillating Optical Fibres*, catalog, 1992.

[61] J. Cvach et al., *Scifi monitoring for SpaCal*, internal note H1-06/95-443, juin 1995.

[62] Martin Huette, communication privée.

[63] T. Deckers, *Untersuchungen zum Nachweis von Teilchen in Bleifluorid- und Spaghettikalorimetern*, thèse de diplom Universität Dortmund, 1993, non publiée.

[64] J. Janoth, *Entwicklung und Bau eines Eichsystems für das neue Kalorimeter im rüeckwärtigen Bereich des Detektors H1 und Messung von Positronen bei kleinen Werten der Bjorken-Skalenvariablen x aus Prozessen der Positron-Proton-Streuung*, thèse de doctorat Universität Heidelberg, juin 1996.

[65] T. Nicholls et al., *H1 backward upgrade with a SPACAL Calorimeter: the Hadronic Section*, DESY preprint 96-013, 1996.

[66] F. Lehner, *Untersuchungen an Modulen eines neuen Spaghetti-Kalorimeters für den H1-Detektor, thèse de diplom Universität Hamburg*, novembre 1994, non publiée.

[67] D. Lacour, *Etude et réalisation d'un calorimètre plomb-fibres scintillantes pour la partie arrière du détecteur H1 de HERA*, thèse Université Paris IV, avril 1995, non publiée.

[68] H. Deckers, *Bau eines Jetkammersystems zur Untersuchung der Ortsauflösung eines Spaghetti-Kalorimeter-Moduls*, thèse de diplom Universität Dortmund, mars 1994, non publiée.

[69] D. Acosta et al., Nucl. Instr. and Meth. A302 36, 1991.

[70] T. Nicolls et al., *Performace of on Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1-Detectector*, to be submitted to NIM, septembre 1995.

[71] W. R. Nelson, H. Hirayama, D. Rogers, *The EGS4 Code System*, SLAC-Report 265, 1985.

[72] T. C. Awes et. al., Nucl. Instr. Meth. A311 130, 1992.

[73] J.P. Pharabod et al., *Tuning of the SpaCal Response in the Framework of H1SIM*, internal note H1-03/96-474, 1996.

[74] Particle Data Group, Phys. Rev. D50 1241, 1994.

[75] R. Wigmans, *Scintillating Fibre Calorimetry*, CERN 95-02 144, 1995.

[76] R. Wigmans, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **41** 133, 1991, et références incluses.

[77] E. Bernardi et al, Nucl. Instr. and. Meth. A262 229, 1987.

[78] D. Acosta et al., Nucl. Instr. and. Meth. A320 128, 1992.

[79] J. Badier et al., *Tests results of an electromagnetic calorimeter with 0.5 mm scintillating fibers read-out*, Nucl. Instr. and Meth. A337, 314-322, 1994.

[80] A. Karar et al., *Investigation of Avalanche Photodiodes for EM Calorimeter at LHC*, internal report X-LPNHE/95-10, 1995.

[81] Y. Fujii et al., *Tests of photon-detection devices in strong magnetic fields*, Nucl. Instr. and Meth. A366 71-75, 1995.

[82] J. Janoth et al., *Response of Mesh-Type Photomultipliers in Strong Magnetic Fields*, Nucl. Instr. and. Meth. A350 221, 1994.

[83] T. Nicholls et al., *Test of a large Number of Fine-Mesh-Photomultiplier Tubes for Usage in Magnetic Field up to 1.2 Tesla*, soumis à Nucl. Instr. and Methods.

[84] E. Barrelet et al., *Report on the electronic test of a SpaCal detector prototype and its associated trigger Front-End Card Prototype performed on the H1 Detector Site*, internal note H1-05/94-359, mai 1994.

[85] R. Bernier et al., *The H1 calorimeter electronics (between shaper and ADC)*, internal note H1-07/92-237, juillet 1992.

[86] K. Djidi,*DSP read-out of ADC's for the H1 calorimeter*, internal note H1-10/90-155, octobre 1990.

[87] J. Dowdell et al., IEEE Trans. on Nucl. Science Vol.42 688-692, august 1995.

[88] Y. Arai et al., IEEE Trans. on Noc. Science Vol. 39 784-788, 1992.

[89] H. Lebbolo, communication privée.

[90] C. Beigbeider et al., *H1 PQZP system (Parallel Quickbus Zero-suppression Processor)*, internal note H1-02/93-269, 1993.

[91] S. Levoninan et A. Panitch, *Treatment of Proton Satellite Bunches in 1994 data*, internal note, H1-09/95-454, 1995.

[92] N. Gogitidze et S. Levonian, *An off-line Luminosity Determination of the 1995 H1* e^+p *Data*, internal note, H1-02/96-471, 1996.

[93] H1 Collaboration, *The H1-Detector at HERA*, internal report DESY H1-96-01, soumis à Nucl. Instr. and. Meth. .

[94] J. Janoth, J. Stiewe et A. Meyer, *An Algorithm to Calibrate the New H1 Backward Calorimeter "SpaCal" using the Kinematic Peak*, internal note, H1-11/95-464, 1995.

[95] P. Verrecchia, *Calibration Studies of the Electromagnetic Calorimeter SPA-CAL*, internal note H1-09/95-456, 1995.

[96] J. Janoth, thèse de doctorat Universität Heidelberg, juin 1996.

Résumé

Le travail de cette thèse se place dans le cadre du projet d'amélioration du détecteur H1 auprès du collisionneur électron-proton HERA. Cette amélioration a consisté, principalement, à réaliser un calorimètre plomb/fibre scintillante (SpaCal) ainsi que son électronique associée de lecture et de déclenchement.

La description et l'analyse des mesures de performance d'un prototype du calorimètre et de son électronique sont ici présentées, en regard des exigences du projet; les mesures effectuées en faisceau test du CERN ont montré que cette électronique peut sélectionner en ligne des événements physiques parmi ceux de bruit de fond à l'aide de la mesure de temps de vol. L'efficacité du système de déclenchement est supérieure à 99 pour-cent indépendamment du point d'impact. La faisabilité d'une séparation électron/pion au niveau du pour-cent est aussi démontrée.

En 1995 le calorimètre SpaCal fut donc intégré dans le détecteur H1. Une description détaillée de l'électronique associée est donnée ainsi que les résultats de performance du déclenchement pour la première année de fonctionnement in situ.

Abstract

The studies presented in this thesis cover parts of the project to improve the H1 detector at the electron-proton collider HERA. The main goal of this improvement was to build a lead/scintillating fibre calorimeter (SpaCal) and its associate trigger and read-out electronics.

The description and the analysis of measurements with a calorimeter prototype and its electronics are presented with respect to the performance requirements for the project. This measurement realized at a CERN test beam facility have shown that an on-line selection of physics events out of background events can be achieved with a time-of-flight measurement. The efficiency of the trigger is higher thant 99 percent independent of the particles' impact points. The feasability of electron/pion separation on the one percent level is also shown.

In 1995 the SpaCal calorimeter was integrated in the H1 detector. A detailed decription of its associate electronics is given and the results on the trigger's performance for the first year of data taking are presented.