



HAL
open science

Optimisation du détecteur ATLAS pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons au LHC

Vincent Tisserand

► **To cite this version:**

Vincent Tisserand. Optimisation du détecteur ATLAS pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 1997. Français. NNT: . tel-00544731

HAL Id: tel-00544731

<https://theses.hal.science/tel-00544731>

Submitted on 8 Dec 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

U.F.R. Scientifique d'Orsay

THÈSE

*présentée
pour obtenir*

*Le grade de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES
de l'Université PARIS XI Orsay*

par

Vincent TISSERAND

**Optimisation du détecteur ATLAS pour la recherche
du boson de Higgs se désintégrant
en deux photons au LHC**

soutenue le 3 février 1997 devant la Commission d'Examen

MM. J. LEFRANCOIS Président
M. BAUBILLIER Rapporteur
P. BINÉTRUY
P. JENNI
B. MANSOULIÉ Rapporteur
P. PÉTROFF
T. VIRDEE

ABSTRACT

The two photon decay channel is the most clear and promising way to detect a Higgs boson of an intermediate mass between $80 \text{ GeV}/c^2$ and $150 \text{ GeV}/c^2$ at the future large proton collider of CERN (LHC). As the Higgs mass is narrow in this range, the observation of this channel relies on the performance of the electromagnetic calorimeter.

A full simulation study has been performed to evaluate the discovery potential of the ATLAS detector. The results of this simulation have been confirmed by beam tests with a prototype. This simulation includes different contributions such as energy resolution sampling term, electronic and pile-up noise, global constant term and angular measurement of the two photon opening angle. The levels of the irreducible background from prompt diphoton production and the reducible background from jets with isolated leading neutrals pions have been estimated, taking into account the rejection capability of the detector.

After the computation of the two photon invariant mass resolution, and the evaluation of signal and background rates, the discovery potential of the Higgs boson with the ATLAS detector was calculated. The Higgs can be discovered at five sigma confidence level after less than a year of data taking at LHC with the nominal luminosity of $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ if the Higgs mass is between $100 \text{ GeV}/c^2$ and $150 \text{ GeV}/c^2$. The Higgs mass window between $80 \text{ GeV}/c^2$ and $150 \text{ GeV}/c^2$ will be covered with an integrated luminosity of $3 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$. In the case of the Minimal SuperSymetric Model (MSSM) the plane $(m_{A^0}, \tan(\beta))$ will be fully explored if $m_{A^0} > 175 \text{ GeV}/c^2$.

Key-words :

- Higgs boson
- Photons
- LHC
- ATLAS
- Electromagnetic calorimetry
- Accordion geometry
- Liquid Argon

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

U.F.R. Scientifique d'Orsay

THÈSE

*présentée
pour obtenir*

*Le grade de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES
de l'Université PARIS XI Orsay*

par

Vincent TISSERAND

**Optimisation du détecteur ATLAS pour la recherche
du boson de Higgs se désintégrant
en deux photons au LHC**

soutenue le 3 février 1997 devant la Commission d'Examen

MM. J. LEFRANCOIS Président
M. BAUBILLIER Rapporteur
P. BINÉTRUY
P. JENNI
B. MANSOULIÉ Rapporteur
P. PÉTROFF
T. VIRDEE

A mes très chers parents

Table des matières

Introduction	1
1 La recherche du boson de Higgs et ses aspects théoriques	3
1.1 Introduction	5
1.2 Le Modèle Standard et le boson de Higgs	6
1.2.1 L'interaction électrofaible	6
1.2.2 Le mécanisme de Higgs et la brisure de la symétrie	8
1.2.3 Le boson de Higgs et les problèmes du Modèle Standard	13
1.3 Le secteur de Higgs du Modèle Supersymétrique Minimal	16
1.3.1 Le secteur des Higgs	16
1.3.2 La masse du h° et les corrections aux ordres supérieurs	18
1.3.3 Les Higgs du MSSM et leurs couplages	20
1.4 Limites expérimentales sur la masse du Higgs	22
1.4.1 Recherches directes	22
1.4.2 Déterminations indirectes de la masse du Higgs	26
1.5 Contraintes théoriques sur la masse du Higgs	32
1.6 Recherches du boson de Higgs jusqu'au LHC	36
1.6.1 Les recherches à LEP II	37
1.6.2 Les recherches au TeVatron	40
1.7 Propriétés du boson de Higgs au LHC	41
1.7.1 Le Higgs standard	41
1.7.1.1 Phénoménologie	41
1.7.1.2 Corrections d'ordres supérieurs et facteurs K	46
1.7.2 Le secteur de Higgs du MSSM	48
1.7.3 Sections efficaces de production du $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$	50
2 Le LHC et l'expérience ATLAS	61
2.1 Le collisionneur LHC	63
2.1.1 Paramètres et performances de la machine	63
2.1.2 Environnement des collisions au LHC	66
2.1.2.1 Sections efficaces et nombre moyen d'événements	66
2.1.2.2 Caractéristiques des événements d'empilement	67
2.1.2.3 Niveaux de radiations pour les détecteurs à LHC	71
2.1.2.4 Bilan des contraintes du LHC sur les détecteurs	71

2.2	Le détecteur ATLAS	72
2.2.1	Présentation et principes généraux du détecteur	73
2.2.2	Le détecteur interne	74
2.2.2.1	Description	74
2.2.2.2	Performances attendues	76
2.2.2.3	Quantité de matière dans le détecteur interne	79
2.2.3	Les calorimètres	79
2.2.4	La calorimétrie électromagnétique	80
2.2.4.1	Introduction	80
2.2.4.2	Argon liquide et géométrie accordéon	80
2.2.4.3	Description	82
2.2.4.4	Performances requises	88
2.2.5	Les calorimètres hadroniques	90
2.2.5.1	Description	90
2.2.5.2	Remarques sur les performances attendues	92
2.2.6	Le toroïde et les spectromètres à μ^\pm	94
2.2.7	Déclenchement et acquisition	97
3	Optimisation du bruit d'électronique et d'empilement	105
3.1	Introduction	107
3.2	Présentation de la chaîne d'électronique	107
3.2.1	Description	107
3.2.2	Les préamplificateurs	108
3.2.3	Les formeurs	109
3.2.4	Expression analytique de la forme temporelle du signal	111
3.2.5	La calibration et l'électronique de lecture	111
3.3	Bruits d'électronique	113
3.3.1	Rappels sur le bruit des préamplificateurs et des formeurs	113
3.3.2	Les différents préamplificateurs et leurs bruits	114
3.4	Simulation du bruit d'empilement	118
3.4.1	Le modèle utilisé pour la simulation du calorimètre EM	118
3.4.2	Intégrale d'empilement et nombre équivalent d'événements	120
3.4.3	Calcul du bruit d'empilement	122
3.5	Bruit total et mise en forme optimale	130
3.5.1	Calcul du bruit d'électronique	130
3.5.1.1	Bruit électronique en valeur d'énergie équivalente (ENE)	130
3.5.1.2	Calculs de ENE par compartiment et pour $ \eta $ donné	130
3.5.2	Bruit total dans le baril et comparaison AsGa- \emptyset T	131
3.5.2.1	Résultats	131
3.5.2.2	Discussion sur l'optimisation du bruit total	134
3.5.3	Bruit dans les bouchons	137
3.5.4	Bruit total en fonction de la pseudo-rapacité	138
3.5.5	Modèle final du baril	139
3.5.5.1	Présentation	139

3.5.5.2	Résultats	140
3.6	Conclusion	142
4	Optimisation des performances du calorimètre électromagnétique	145
4.1	Introduction	147
4.2	Optimisation de la géométrie du détecteur et de la matière pour la mesure des énergies	148
4.2.1	Description des modèles et effets de matière	148
4.2.1.1	Détecteur interne	148
4.2.1.2	Bobine et Cryostats	148
4.2.1.3	Intégration du détecteur de pied de gerbe	150
4.2.2	Rôle du pré-échantillonneur	153
4.2.3	Calorimètres bouchons	156
4.2.4	Résumé des gains liés à l'intégration du détecteur de pied de gerbes	156
4.2.5	Optimisation de l'accordéon et PAI \emptyset T à l'avant	157
4.3	Résolution en énergie pour le modèle optimal	160
4.3.1	Simulation et reconstruction	160
4.3.2	Procédures d'analyse	161
4.3.2.1	Calibrations et pondérations entre compartiments	161
4.3.2.2	Corrections de l'énergie en fonction du point d'impact	164
4.3.2.3	Linéarité et terme constant du Monte-Carlo	167
4.3.2.4	Calibrations électrons-photons et effets des tailles de clusters	170
4.3.3	Conversions des γ et reconstruction des énergies	173
4.3.4	Optimisation de la taille des clusters pour les γ	175
4.4	Mesures de position et reconstruction du vertex	178
4.4.1	Mesure de l'angle azimutal ϕ	178
4.4.2	Mesure de la position en η	181
4.4.3	Reconstruction du vertex des photons	184
4.5	Etude des performances avec du krypton	186
4.5.1	Introduction	186
4.5.2	Description des modèles	187
4.5.3	Valeurs du terme d'échantillonnage	188
4.5.4	Résolution totale et discussion du choix LAr/LKr	191
4.6	Conclusion	192
5	Analyse de données de faisceau test	195
5.1	Introduction	197
5.2	Présentation du prototype de test	197
5.2.1	Configuration testée	198
5.2.2	Dispositif expérimental	199
5.3	Reconstruction et corrections de l'énergie	200
5.3.1	Calibration	200
5.3.2	Pondérations et corrections	201
5.4	Etude de la linéarité et de la résolution en énergie	203

5.4.1	Linéarité de réponse	203
5.4.2	Résolution en énergie	204
5.5	Effets de matière et rôle du pré-échantillonneur	206
5.6	Variation de la réponse à la transition de plomb	207
5.7	Etude de l'uniformité de réponse	209
5.8	Conclusion et valeur du terme constant global	210
6	Potentiel de découverte du Higgs dans le mode $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	215
6.1	Introduction	217
6.2	Bruits réductibles	218
6.2.1	Evénements jet-jet et γ -jet	218
6.2.1.1	Taux d'événements	218
6.2.1.2	Critères de réjection	218
6.2.2	Bruit de fond résonant $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, si $m_{H^0} = m_{Z^0}$	224
6.3	Bruits irréductibles	225
6.3.1	Coupages cinématiques contre les processus Born et Box	226
6.3.2	Evénements de quark Bremsstrahlung	228
6.4	Reconstruction du signal et résolutions sur la masse du H^0	235
6.4.1	Reconstruction du signal	236
6.4.2	Etude de la résolution de la masse invariante	239
6.5	Signification statistique et potentiel de découverte	244
6.5.1	Définition de la signification statistique	244
6.5.2	Section efficace du bruit de fond total	244
6.5.3	Nombre d'événements $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	245
6.5.4	Calcul de la signification statistique	247
6.5.5	Modes de production associée et analyses exclusives	251
6.6	Conclusion	254
	Conclusion	257
	Annexes	259
A	Rappels de calorimétrie	261
A.1	Gerbes électromagnétiques	261
A.2	Calorimétrie EM à échantillonnage avec des liquides nobles	264
A.3	Gerbes hadroniques	269
B	Potentiel d'ATLAS pour la découverte du Higgs	273
B.1	Potentiel de découverte du Higgs standard	273
B.2	Potentiel de découverte des Higgs du MSSM	277
	Remerciements	283

Introduction

Un des problèmes fondamentaux de la physique des particules est la compréhension du mécanisme responsable de la brisure de la symétrie électrofaible. A une échelle inférieure au TeV, cette brisure, par le biais du mécanisme de Higgs, introduit un ou plusieurs bosons scalaires, suivant le Modèle Standard (MS) ou le Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM). Au-delà du TeV, la brisure peut être engendrée dynamiquement par une nouvelle interaction forte.

Un des buts principaux des deux expériences ATLAS et CMS, auprès du futur collisionneur LHC au CERN, est l'étude du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. L'énergie totale de 14 TeV et la très haute luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ permettront la recherche du boson de Higgs dans un vaste domaine compris entre 80 GeV/c² et 1 TeV/c². Avant l'an 2000, la recherche du boson de Higgs sera effectuée au LEP II jusqu'à une masse de 95 GeV/c².

Pour des masses supérieures à 140 GeV/c², la recherche est relativement aisée, à l'aide du canal de désintégration $Z^0 Z^{0(*)}$ notamment. Afin d'obtenir une zone de recouvrement entre les données de LEP II et du LHC, d'autres modes de désintégrations doivent être envisagés. Parmi ces modes, la désintégration du Higgs en 2 photons est particulièrement intéressante. Puisque la largeur du Higgs est très faible dans cette zone, quelques MeV/c², le potentiel de découverte dépendra très fortement de la résolution expérimentale sur la masse des deux photons.

Le travail de cette thèse a porté sur l'optimisation du calorimètre électromagnétique à argon liquide du détecteur ATLAS pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en une paire de photons.

Le premier chapitre, après un rappel sur le mécanisme de Higgs et sur sa phénoménologie dans le cadre du MS ou du MSSM, présente la situation expérimentale au démarrage du LHC. Dans une deuxième partie, une description détaillée des modes de production du Higgs au LHC et de ses désintégrations est donnée.

Le deuxième chapitre décrit les caractéristiques du LHC importantes pour l'expérience. Le détecteur ATLAS est présenté et plus particulièrement le calorimètre électromagnétique. La technique de géométrie "accordéon" spécialement inventée pour répondre aux exigences du LHC est expliquée. Ce chapitre est complété par une annexe sur la calorimétrie à argon liquide.

Les différents facteurs contribuant à la résolution expérimentale sont étudiés et optimisés aux chapitres 3 et 4.

Le chapitre trois traite en détail de la contribution des événements d'empilement dus au taux élevé d'interactions au LHC. L'étude réalisée par simulation a permis de fixer les paramètres de la mise en forme du signal et a été l'un des éléments décisifs pour le choix des préamplificateurs.

Le quatrième chapitre décrit les étapes de l'optimisation du calorimètre électromagnétique central. Une attention particulière est portée sur l'amélioration du terme d'échantillonnage, facteur principal de la résolution en énergie. Les progrès réalisés grâce aux études de simulation sont présentés.

Le cinquième chapitre donne les résultats d'une analyse effectuée à partir de données prises sur faisceau test avec un prototype du calorimètre électromagnétique. La configuration étudiée possède des caractéristiques proches de celles du modèle final.

Le sixième chapitre présente, à partir des résultats exposés dans les chapitres précédents, le potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal deux photons. Les différents bruits de fond sont estimés après simulation complète du détecteur ATLAS. La résolution sur la masse est calculée en détail pour le signal entre $80 \text{ GeV}/c^2$ et $150 \text{ GeV}/c^2$. Le potentiel de découverte est finalement évalué dans le cadre du MS et du MSSM.

Chapitre 1

La recherche du boson de Higgs et ses aspects théoriques

Contenu du chapitre

1.1	Introduction	5
1.2	Le Modèle Standard et le boson de Higgs	6
1.2.1	L'interaction électrofaible	6
1.2.2	Le mécanisme de Higgs et la brisure de la symétrie	8
1.2.3	Le boson de Higgs et les problèmes du Modèle Standard	13
1.3	Le secteur de Higgs du Modèle Supersymétrique Minimal	16
1.3.1	Le secteur des Higgs	16
1.3.2	La masse du h° et les corrections aux ordres supérieurs	18
1.3.3	Les Higgs du MSSM et leurs couplages	20
1.4	Limites expérimentales sur la masse du Higgs	22
1.4.1	Recherches directes	22
1.4.2	Déterminations indirectes de la masse du Higgs	26
1.5	Contraintes théoriques sur la masse du Higgs	32
1.6	Recherches du boson de Higgs jusqu'au LHC	36
1.6.1	Les recherches à LEP II	37
1.6.2	Les recherches au TeVatron	40
1.7	Propriétés du boson de Higgs au LHC	41
1.7.1	Le Higgs standard	41
1.7.1.1	Phénoménologie	41
1.7.1.2	Corrections d'ordres supérieurs et facteurs K	46
1.7.2	Le secteur de Higgs du MSSM	48
1.7.3	Sections efficaces de production du $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$	50

1.1 Introduction

L'unification des quatre forces fondamentales est l'objectif principal de la Physique des Particules. Glashow [1], Salam [2] et Weinberg [3] ont proposé d'unifier les forces faible et électromagnétique, dans le cadre de la symétrie de jauge locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (le groupe d'isospin et d'hypercharge faible). Cette symétrie permet de décrire les interactions électrofaibles des leptons et des quarks. Cependant, sous cette forme, ce modèle ne peut contenir des termes de masse pour les différentes particules, car les termes du type $m\psi\bar{\psi}$ violent l'invariance de jauge.

Les travaux de Higgs sur la brisure spontanée d'une symétrie abélienne locale ont permis de résoudre ce problème [4]. Le développement de ce mécanisme, connu sous le nom de "mécanisme de Higgs", doit être également associé à d'autres auteurs [5]. Toutefois, la notion de génération de masse par un mécanisme faisant intervenir un état fondamental non nul dans le vide a été mentionnée, pour la première fois, dans un article de Schwinger en 1957 [6]. Cet article qui décrit le modèle σ linéaire [7], est à l'origine de l'invention du mécanisme de Higgs. Une phrase importante est écrite dans cet article : "*... un couplage ... produira une masse effective pour chacun des champs à partir d'une fluctuation du vide causée par d'autres champs.*". Le mécanisme de Higgs est analogue aux transitions de phases étudiées en physique du solide [8], comme la création des paires de Cooper pour les supraconducteurs (effet Meissner ...).

L'introduction du mécanisme de Higgs dans le Modèle Standard permet de donner une masse aux bosons vecteurs W^\pm et Z^0 tout en conservant une masse nulle pour les photons. Les fermions acquièrent également une masse par l'intermédiaire des couplages de Yukawa.

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible est basé sur l'adjonction au modèle de Glashow, dans sa version la plus simple, d'un doublet de champs complexes, les champs de Higgs, qui possèdent une valeur moyenne dans le vide non nulle. Pour construire le Modèle Standard de la physique des particules, le modèle électrofaible ci-dessus est associé au mécanisme de GIM [9], pour une extension aux hadrons, et à la Chromo-Dynamique Quantique (QCD). La QCD est liée à la symétrie de couleur $SU(3)$, qui permet de décrire l'interaction forte via ses huit bosons de jauge, les gluons.

Depuis sa présentation en 1967, ce modèle connaît de grands succès. Dès 1973, l'existence des courants neutres a été mise en évidence dans l'expérience Gargamelle au CERN [10]. De 1978 à 1986, à DESY, sur PETRA et sur PEP à SLAC, l'effet des interférences électrofaibles a été détecté. Mais, le grand succès reste la découverte auprès de la machine hadronique $Sp\bar{p}S$, en 1983 au CERN, des bosons vecteurs de l'interaction faible, les W^\pm et le Z^0 [11]. Les valeurs mesurées de leurs masses sont : $m_{W^\pm} = 80.3 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{Z^0} = 91.2 \text{ GeV}/c^2$ [12] [13]. Ces valeurs fixent l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible et sont l'ordre de grandeur de la masse du Higgs.

Depuis 1989, notamment grâce à LEP, le Modèle Standard a été testé et vérifié à l'échelle de la masse du Z^0 , avec une précision remarquable, qui est de l'ordre ou meilleure que le pourcent [13]. Récemment, le quark top a été découvert à Fermilab [14], à une masse proche de celle prédite par les tests précis effectués à LEP. Les expériences de physique des particules actuelles sont déjà sensibles aux éventuels effets du Higgs. Les

mesures indirectes effectuées tendent à privilégier une masse du Higgs de l'ordre de 100 à 200 GeV/c².

En 1971, G. 't Hooft [15] a démontré que le Higgs joue un rôle fondamental dans la renormalisation de la théorie électrofaible. En outre, l'introduction du boson de Higgs permet d'ajouter les diagrammes qui empêchent la divergence des processus de diffusion $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$ avec l'énergie. Ce rôle est aussi important que celui des W^\pm dans la théorie de Fermi [16], base du Modèle Standard.

Si l'on excepte le neutrino τ (ν_τ), le boson de Higgs reste la seule particule du Modèle Standard qui n'a pas encore été découverte. Les expériences futures, en particulier celles du LHC, permettront de dire si le mécanisme de Higgs, sous sa forme la plus simple, est responsable de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Dans ce cadre, nous verrons que le mode de désintégration $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ est particulièrement important, puisqu'il devrait permettre de rechercher le Higgs à LHC dans le domaine de masses comprises entre 80 et 150 GeV/c² qui est favorisé par les mesures indirectes.

1.2 Le Modèle Standard et le boson de Higgs

1.2.1 L'interaction électrofaible

Le modèle de Glashow, Salam et Weinberg décrit les interactions électrofaibles des leptons, des quarks et des bosons vecteurs des interactions électromagnétique et faible [17]. Cette théorie, non Abélienne, invariante de jauge locale, obéit à l'algèbre du groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Elle contient :

- Les 3 bosons de jauge W_μ^i qui se couplent aux courants formés à partir des générateurs de $SU(2)_L$ et le boson B_μ , associé aux courants formés à partir du générateur de $U(1)_Y$. A chaque groupe $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, correspondent respectivement les constantes de couplages g et g' d'isospin faible et d'hypercharge faible.
- Les fermions de chiralité gauche, qui sont des doublets d'isospin faible de $SU(2)_L$ et les fermions de chiralité droite, qui sont des singulets de $SU(2)_L$. Les fermions sont organisés en 3 familles et deux classes, les quarks et les leptons :
 - les doublets de leptons et de quarks gauches :

$$\begin{array}{lll} \ell_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^\perp \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^\perp \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^\perp \end{pmatrix}_L & \begin{array}{l} T_3 = +1/2 \\ T_3 = -1/2 \end{array} \\ q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L & \begin{array}{l} T_3 = +1/2 \\ T_3 = -1/2 \end{array} \end{array}$$

- les singulets de leptons droits : e_R , μ_R et τ_R avec $T_3 = 0$.

les quarks droits : u_R , c_R , t_R et d_R , s_R et b_R avec $T_3 = 0$.

T_3 est la charge d'isospin faible des fermions. Il existe une relation entre T_3 , Y , l'hypercharge faible et Q la charge électrique des particules. Cette relation est similaire à la

relation de Gell-Mann et Nishijima. Pour le modèle des hadrons, elle s'écrit :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.1)$$

Le Lagrangien qui décrit les interactions électrofaibles entre les fermions et les bosons de jauge, doit être invariant sous toutes les transformations locales définies à partir des générateurs du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$, du type :

$$\psi \rightarrow e^{i(\frac{\vec{v} \cdot \vec{\tau}}{2}(x) + f(x)Y)} \psi \quad (1.2)$$

Dans cette équation ψ désigne le champ de fermion considéré, $\vec{\tau}$, les matrices de Pauli, générateurs de l'algèbre de $SU(2)$, Y celui de $U(1)$. $\vec{v}(x)$ et $f(x)$ sont des fonctions quelconques de l'espace-temps. L'évolution d'un fermion libre de masse nulle est décrite par le biais d'un terme d'énergie cinétique. Ce terme d'énergie cinétique contient l'opérateur dérivatif ∂_μ , qu'il faut substituer par la dérivée covariante D_μ , pour maintenir l'invariance par transformation :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig \left(\frac{\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau}}{2} \right) + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.3)$$

La définition de cette dérivée covariante fait apparaître les termes d'interaction avec les champs de jauge des fermions :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(fermions, jauges) &= \bar{L} \gamma_\mu \left(i \partial_\mu - g \left(\frac{\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau}}{2} \right) - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L \\ &+ \bar{R} \gamma_\mu \left(i \partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) R \end{aligned} \quad (1.4)$$

L désigne n'importe lequel des champs de fermions, membres d'un doublet et R , n'importe lequel des singulets.

Le Lagrangien qui décrit l'évolution des champs de jauge s'écrit :

$$\mathcal{L}(jauges) = -\frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.5)$$

où $\vec{W}^{\mu\nu}$ et $B^{\mu\nu}$ sont la généralisation à une théorie non abélienne du tenseur électromagnétique $F^{\mu\nu}$. Les couplages entre les champs de jauge apparaissent clairement si on donne la définition de ces tenseurs :

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\nu W_\mu^i - \partial_\mu W_\nu^i + g(\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu)^i \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu \end{aligned} \quad (1.6)$$

Si l'on cherche à donner une masse à un fermion, l'électron par exemple, il faut un terme $m\bar{e}e$ dans le Lagrangien. Par projection sur les états de chiralité et en utilisant les propriétés des matrices γ_5 de Dirac, ce terme devient :

$$m\bar{e}e = m(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) \quad (1.7)$$

Il n'est pas invariant sous les transformations définies dans 1.2, puisque T_3 et Y sont différents pour un fermion gauche et le fermion droit correspondant.

1.2.2 Le mécanisme de Higgs et la brisure de la symétrie

• Théorie Abélienne

Soit φ un champ scalaire complexe et \mathcal{L} le Lagrangien qui décrit son évolution :

$$\mathcal{L} = |\partial_\mu \varphi|^2 - V(\varphi) \quad (1.8)$$

Pour le potentiel $V(\varphi)$ prenons la forme (avec $\lambda > 0$) :

$$V(\varphi) = \mu^2 |\varphi|^2 + \lambda |\varphi|^4 \quad (1.9)$$

Le Lagrangien \mathcal{L} est invariant par rotation dans la transformation globale du groupe symétrie $U(1)$:

$$\varphi \rightarrow e^{i\alpha} \varphi \quad (1.10)$$

Le potentiel $V(\varphi)$ peut avoir deux états fondamentaux possibles (figure 1.1) :

- si $\mu^2 > 0$, le potentiel a un minimum trivial $\langle \varphi \rangle = 0$, qui est le vide.
- si $\mu^2 < 0$, le potentiel est minimum pour une infinité d'états, pour lesquels la valeur du champ dans le vide n'est pas nulle mais prend la valeur :

$$\langle \varphi \rangle = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} = v \quad (1.11)$$

Dans ce dernier cas, le champ φ peut être développé au voisinage de son minimum et décomposé en fonction de deux champs scalaires réels, suivant la formule :

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h(x) + ig(x)) \quad (1.12)$$

Cette décomposition arbitraire n'est en fait qu'un changement d'origine pour le champs φ en v . Au minimum choisi pour le potentiel, l'état fondamental n'a plus la symétrie du potentiel et constitue une nouvelle référence, en quelque sorte le vide apparent de l'univers. Le Lagrangien \mathcal{L} s'écrit maintenant :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - (\lambda v^2)h^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu g)^2 + \dots \quad (1.13)$$

Il apparaît maintenant que h , qui est le champ de Higgs, est associé à une particule de masse non nulle et positive, le boson de Higgs :

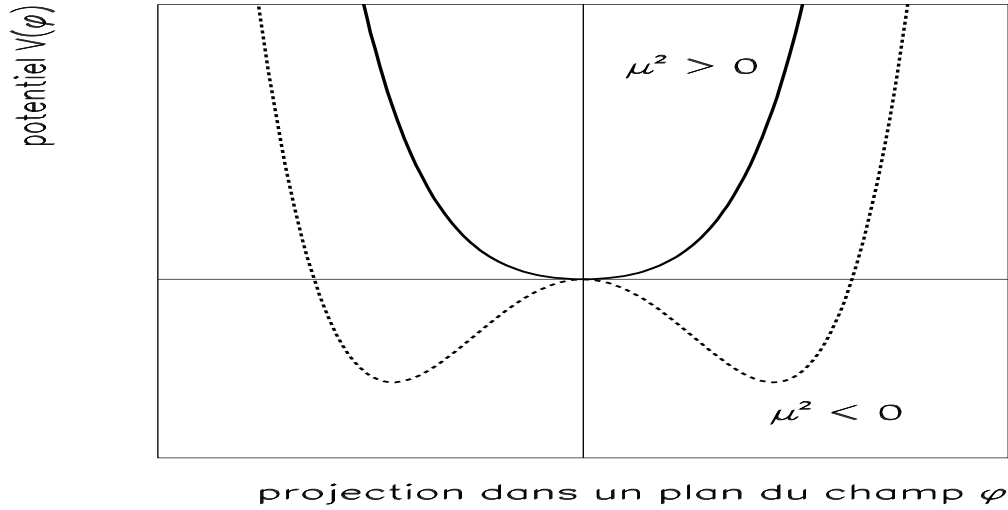


Figure 1.1: *Forme du potentiel $V(\varphi)$ en fonction du champ φ et de deux choix de signes pour le paramètre μ^2 .*

$$m_h = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda v^2} \quad (1.14)$$

Le champ g est associé à une particule de masse nulle qui est un boson de Goldstone. Plus généralement, le théorème de Goldstone dit que [18]: “*Pour un système ayant N symétries de jauge, à chaque brisure spontanée de la symétrie correspond un boson de Goldstone*”. Si l’on brise la symétrie n fois, le nombre de bosons de Higgs engendrés dans la théorie est $N-n$. Après apparition des bosons de Goldstone, la symétrie n’est plus manifeste dans le Lagrangien. Par abus de langage, on dit que la symétrie est “spontanément brisée”.

• Théorie non Abélienne : le Modèle Standard

Dans le cas du Modèle Standard, un doublet de champs scalaires complexes est ajouté à la théorie :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1(x) + i\varphi_2(x) \\ H(x) + i\varphi_3(x) \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

Ce doublet est gouverné par un potentiel scalaire, qui possède la forme la plus générale possible, pour être à la fois renormalisable et invariant de jauge sous les transformations du modèle :

$$V(\Phi) = \mu^2|\Phi|^2 + \lambda|\Phi|^4 \quad (1.16)$$

Si $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$, le potentiel a une infinité d’états fondamentaux de valeurs égales et non nulles. Puisque le potentiel ne dépend que de la norme $|\Phi|$, aucune direction de l’espace $SU(2)_L$ n’est favorisée. Une direction quelconque est choisie. Dans cette direction,

l'origine est translatée au minimum du potentiel. Ainsi, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est spontanément brisée. Elle devient la symétrie $U(1)$ électromagnétique. Faisons le choix d'une direction, et développons le champ scalaire autour du minimum de son potentiel. Il s'écrit maintenant :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Il est nécessaire que le champ $H(x)$ ne soit pas chargé électriquement, pour ne pas briser également la symétrie électromagnétique (l'univers est électriquement neutre *). Par application de la formule 1.1, l'hypercharge Y du champ $H(x)$ est égale à 1.

L'évolution de ce champ est décrite par le Lagrangien :

$$\mathcal{L}(Higgs, jauges) = |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi) \quad (1.18)$$

En exprimant D_μ avec l'équation 1.3, les couplages entre le champ de Higgs et les bosons de jauge, tout comme les termes d'auto-interaction du Higgs, s'obtiennent explicitement. Pour dégager les champs physiques associés aux bosons vecteurs états propres de masse, le Z° , les W^\pm et le photon γ , il faut effectuer les combinaisons linéaires entre les champs de jauge :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z^\mu &= \cos(\theta_W)W_3^\mu - \sin(\theta_W)B^\mu \\ A^\mu &= \sin(\theta_W)W_3^\mu - \cos(\theta_W)B^\mu \end{aligned} \quad (1.19)$$

Où θ_W représente l'angle dit "de Weinberg". La charge électrique e s'exprime en fonction des constantes de couplages, g et g' :

$$e = g \cdot \sin(\theta_W) \quad \text{et} \quad \cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.20)$$

Cette relation symbolise l'unification des couplages des interactions faibles et électromagnétiques.

Le spectre de la théorie s'est enrichi du boson de Higgs, les bosons vecteurs sont apparus explicitement, le photon est sans masse, mais le Z° et les W^\pm ont absorbé 3 des 4 degrés de liberté du champ scalaire complexe initial, pour acquérir une polarisation longitudinale et donc une masse.

La masse nulle des photons s'explique par le fait qu'ils ne se couplent pas directement au Higgs, car il n'a pas de charge électrique. Ainsi, les processus d'interaction entre le Higgs et des photons ne peuvent avoir lieu que de manière indirecte. Les processus associés font intervenir des amplitudes de diffusion dont le calcul est basé sur l'utilisation de diagrammes en boucles, comme dans le cas de la désintégration du boson de Higgs en deux photons.

*Si l'état fondamental avait une charge électrique non nulle, l'organisation de ses constituants serait bien différente de celle que nous connaissons ...

Les masses des bosons sont données par :

$$\begin{aligned} M_Z &= \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}, & M_W &= \frac{1}{2}gv, \\ M_\gamma &= 0, & M_H &= \sqrt{2\lambda}v. \end{aligned} \quad (1.21)$$

La masse du boson de Higgs échappe à toute prédiction, en raison du paramètre λ , qui est un paramètre libre. La constante v est calculable à partir de g et de la masse des W^\pm . La mesure de la constante G_F dans la désintégration $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu$ permet de déterminer sa valeur :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W} = \frac{1}{2v^2} \Rightarrow v = (\sqrt{2}G_F)^{1/2} = 246 \text{ GeV} \quad (1.22)$$

La valeur 246 GeV fixe l'échelle d'énergie à laquelle la symétrie de jauge est spontanément brisée. C'est également l'ordre de grandeur prédit pour la masse des bosons vecteurs.

Le Modèle Standard prédit la relation suivante :

$$\rho_0 \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cdot \cos^2(\theta_W)} = 1 \quad (1.23)$$

Cette égalité est validée par l'expérience à 0.2 % près [12]. Toutefois, il est possible de montrer au prix de complications supplémentaires, qu'un nombre quelconque de multiplets de Higgs réalise également cette prédiction [19]. Le choix d'un contenu en champs minimal, pour le spectre de la théorie est implicitement fait, le modèle dont nous parlons ici est le Modèle Standard.

La masse des fermions de type bas apparaît dans le Lagrangien de la théorie par l'intermédiaire des couplages de Yukawa :

$$\mathcal{L}(Higgs, fermions)_{bas} = -\lambda_{bas}\bar{D}_L\Phi S_R + \text{hermitique conjugué} \quad (1.24)$$

Dans ce Lagrangien, D_L désigne un doublet et S_R le singulet correspondant. Après brisure spontanée de la symétrie et le choix de paramètres de l'équation 1.17, seuls les fermions associées au membre dit "bas" du doublet acquièrent une masse. Cette masse est reliée au couplage λ_{bas} de Yukawa, conformément à la formule :

$$\lambda_{bas} = \frac{m_{bas}\sqrt{2}}{v} \quad (1.25)$$

Pour engendrer les masses des membres "hauts" des doublets, il suffit de constater que le champ $\Phi^c = -i\tau_2\Phi^*$ est également un doublet de $SU(2)$. Sous cette transformation, le champ de Higgs devient :

$$\Phi^c = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Le Lagrangien, associé aux membres “hauts” des doublets, est :

$$\mathcal{L}(Higgs, fermions)_{hauts} = -\lambda_{haut} \bar{D}'_L \Phi^c S'_R + \text{hermitique conjugué} \quad (1.27)$$

La valeur de la masse correspondante m_{haut} s’obtient de la même façon que pour la formule 1.25.

La théorie ne contient pas de champs de neutrinos droits, les neutrinos n’ont pas de masse. En conséquence, pour les leptons, les états propres de l’interaction électrofaible sont les états propres de masse. Pour les quarks, il est en plus nécessaire de diagonaliser des matrices de masse 3×3 . Cette opération permet de passer des états propres de saveurs aux états physiques observables, qui sont les états propres de masses. Les matrices unitaires qui permettent de diagonaliser ces matrices de masse, servent à former la matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa [20]. Un choix de paramètres pour cette matrice qui fait intervenir 4 variables indépendantes, dont une phase complexe, rend compte du phénomène de la violation de CP observée dans le système des kaons neutres [21].

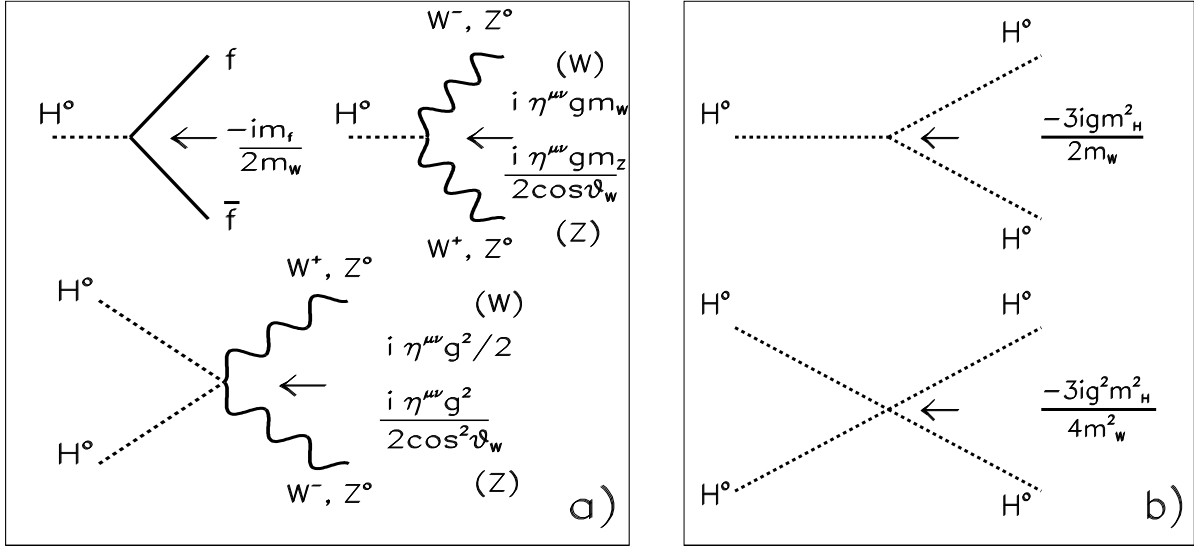


Figure 1.2: **a)** Couplages entre le boson de Higgs et les fermions et les W^\pm, Z° ($\eta^{\mu\nu}$ est le tenseur métrique). **b)** Auto-couplages du Higgs.

La formulation explicite des règles de Feynman pour les couplages entre les différentes particules du Modèle Standard et le boson de Higgs, est présentée sur la figure 1.2 [22] et [23]. Le Lagrangien du Modèle Standard est résumé dans l’expression suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\text{électrofaible}) = & \mathcal{L}(\text{jauges}) + \mathcal{L}(\text{fermions}, \text{jauges}) + \\ & \mathcal{L}(\text{Higgs}, \text{jauges}) + \mathcal{L}(\text{Higgs}, \text{fermions})_{bas} + \\ & \mathcal{L}(\text{Higgs}, \text{fermions})_{hauts} \end{aligned} \quad (1.28)$$

Il y a deux remarques importantes pour la phénoménologie des désintégrations du boson de Higgs et de ses interactions :

- le boson de Higgs se couple aux bosons vecteurs et aux fermions, proportionnellement à leurs masses. Il existe ainsi une hiérarchie dans les canaux de désintégration du Higgs. Pour une masse de $100 \text{ GeV}/c^2$, le Higgs se désintègre dans 84 % des cas en paires de quarks beaux, respectivement, 8 % en paires de leptons tau, 4 % en paires $c\bar{c}$ et 3 % en paires de gluons. Il reste moins de 1 % du rapport d'embranchement disponible pour les autres modes de désintégration.
- le quark top, du fait de sa masse, $175 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$ [24], domine largement les couplages virtuels du Higgs aux fermions. L'équation 1.25 nous montre que le couplage de Yukawa du top est pratiquement égal à 1 ($v/\sqrt{2} = 174$), celui du quark beau est déjà 35 fois plus faible.

1.2.3 Le boson de Higgs et les problèmes du Modèle Standard

Le Modèle Standard, validé par l'expérience [13], demeure attrayant par sa simplicité. Pourtant cette théorie n'est pas complètement achevée, il reste en suspens quelques problèmes importants liés au mécanisme de Higgs, pour la plupart.

• Hiérarchie et masses des fermions

Le mécanisme de Higgs a été introduit pour expliquer pourquoi certains bosons de jauge sont massifs (Z^0 et W^\pm) et pourquoi le photon ne l'est pas, alors même que les valeurs des couplages de jauge sont comparables. Les bosons vecteurs Z^0 et W^\pm et le boson de Higgs (voir chapitre 1.5), ont des masses qui sont du même ordre de grandeur que v . Bien que les fermions tirent également leurs masses de leurs couplages avec la même et unique particule, le Higgs, seul le quark top a une masse de l'ordre de v . De ce point de vue, il apparaît que la valeur de la masse du top est la seule qui soit compréhensible parmi tous les fermions.

S'il n'est pas évident de savoir pourquoi il y a autant de fermions, il n'est pas non plus compréhensible que leurs masses soient si différentes et qu'elles ne soient connues que grâce aux mesures expérimentales. Elles représentent 12 paramètres libres pour le Modèle Standard, ce qui est bien peu satisfaisant.

Même si les neutrinos sont supposés non massifs dans le Modèle Standard, expérimentalement, rien n'interdit encore que le ν_e , par exemple, ait une masse de quelques eV/c^2 . L'électron a en outre une masse environ 500000 fois plus petite que celle du quark top. L'effet de ces différentes hiérarchies de masses à l'intérieur des doublets de $SU(2)$ et entre les familles de fermions, a pour conséquence de grandes différences d'ordres de grandeur entre les couplages de Yukawa :

$$\lambda_{\nu_e} \leq 6.10^{\pm 11}, \quad \lambda_e \simeq 3.10^{\pm 6}, \quad \lambda_{beau} \simeq 3.10^{\pm 2} \quad \text{et} \quad \lambda_{top} \simeq 1. \quad (1.29)$$

Les masses des fermions couvrent un domaine vaste. Il n'est pas très aisé de concevoir

qu'une seule particule par le biais des couplage de Yukawa, comme ils sont définis, puisse créer de telles disparités.

Les valeurs des paramètres de la matrice de masse de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa sont liés à la hiérarchie qui existe entre les masse des quarks. Pourtant le mécanisme de Higgs, avec un seul doublet de champs scalaires, ne permet pas d'expliquer le phénomène de la violation de CP [25].

- **Naturalité et masse du boson de Higgs**

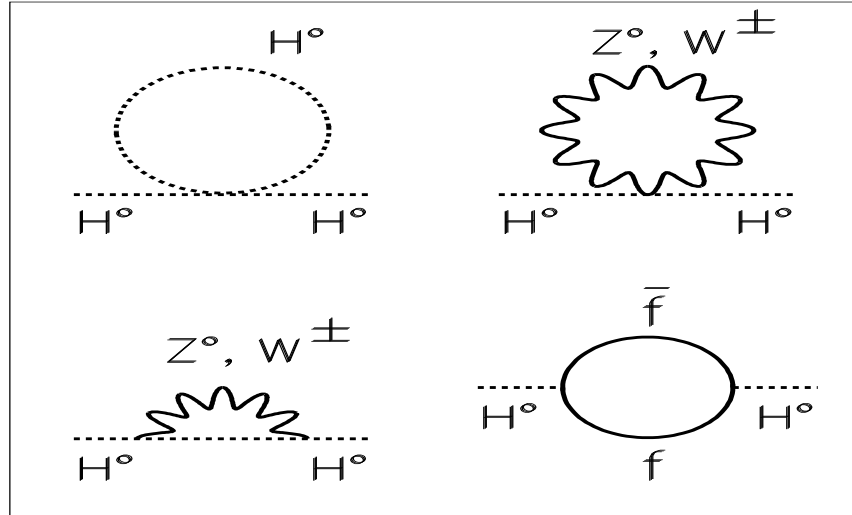


Figure 1.3: *Corrections radiatives sur la masse du Higgs, incluant les termes d'auto-interaction, les termes faisant intervenir les bosons vecteurs Z^0 et W^\pm et les fermions massifs.*

Il existe un problème lié à la masse du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard [26], connu sous le nom de problème de la “hiérarchie” ou de la “naturalité”. Il est possible de montrer que les contributions engendrées par les diagrammes représentés sur la figure 1.3 conduisent à la relation, avant renormalisation de la masse :

$$M_H^2 = M_{H,nue}^2 + \delta M_{H,nue}^2 = M_{H,nue}^2 + C\Lambda_{coupure}^2 + \dots \quad (1.30)$$

où $\Lambda_{coupure}$ désigne l'échelle d'énergie limite au-delà de laquelle le Modèle Standard cesse d'être valable, C est une constante qui rend compte des particules qui entrent dans les boucles.

Si $\Lambda_{coupure}$ est égal à la masse de Planck (10^{19} GeV/c²), la masse du Higgs ne peut être rendue stable au regard des corrections radiatives. Le terme de correction à la masse nue induit une divergence quadratique d'une valeur bien plus élevée que v qui fixe l'ordre de grandeur de la masse physique du Higgs (voir chapitre 1.5). Pour que la masse physique

soit de l'ordre de v , il faut ajuster finement la masse nue $M_{H,nue}$, par rapport aux corrections, à l'aide de contre-termes, avec une précision de 30 décimales à tous les ordres [27]. La nécessité d'une telle précision montre un manque évident de naturalité dans la théorie.

Ce type de problème n'apparaît pas pour les bosons de jauge et les fermions. Les divergences sont au plus logarithmiques, la symétrie de jauge et la symétrie chirale interdisent toutes les divergences d'ordres supérieurs. Le Higgs est une particule à part, il n'existe pas de symétrie dans le cadre du Modèle standard qui la protège contre les divergences quadratiques.

La Technicouleur remplace le boson de Higgs en tant que particule élémentaire par un processus dynamique. Dans cette théorie, le problème posé à sa masse se résoud donc de lui même. Cependant, la Technicouleur rencontre de nombreuses difficultés expérimentales [26], par exemple : apparition de processus de changement de saveurs par échanges de courant neutres à l'ordre des arbres, incompatibilités avec les tests de précision du Modèle Standard ...

Le problème de la hiérarchie peut être résolu dans le cadre de la Supersymétrie (SUSY). Dans cette théorie, une symétrie associée à chaque fermion (respectivement boson), "purement standard", un partenaire boson (respectivement fermion), "purement supersymétrique". Ces nouvelles particules engendrent des corrections radiatives dont les diagrammes sont équivalents à ceux représentés sur la figure 1.3. Leurs corrections compensent presque exactement les contributions des particules "purement standard", elles ont toujours un signe opposé. Au total il apparaît que :

$$\delta M_{H,nue}^2 \propto (m_{fermion}^2 - m_{boson}^2) \quad (1.31)$$

Pour cela, il faut et il suffit que les partenaires n'aient pas des différences de masses beaucoup plus grandes que $1 \text{ TeV}/c^2$.

• Constante cosmologique

Une masse de l'ordre de grandeur d'une centaine de GeV/c^2 pour le boson Higgs pose des problèmes conceptuels dans le calcul de la constante cosmologique [28]. Une valeur non nulle de cette constante explique, dans le cadre de la théorie d'Einstein, une courbure éventuelle de l'espace temps en l'absence de matière. La constante cosmologique définit, en quelque sorte, la courbure du vide. Le potentiel de Higgs s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} V(\phi) &= \lambda \left(|\phi|^2 - \frac{v^2}{2} \right)^2 = \lambda \left(|\phi|^4 - 2|\phi|^2 \frac{v^2}{2} \right) + \frac{\lambda v^4}{4} \\ V(\phi) &= \tilde{V}(\phi) + V(Higgs, cosmos) \end{aligned} \quad (1.32)$$

Dans ce cas, après ajustement fin des corrections radiatives au minimum du potentiel :

$$V(Higgs, cosmos) = \left(\frac{m_H v}{2\sqrt{2}} \right)^2 \quad (1.33)$$

Où $V(Higgs, cosmos)$ est une densité d'énergie constante du vide. Cette énergie du Higgs contribue à la constante cosmologique Λ :

$$\Lambda = 8\pi G_{Newton} V(Higgs, cosmos) \quad (1.34)$$

Dans cette équation G_{Newton} est la constante de la gravitation. La limite supérieure actuellement obtenue sur la valeur de $\Lambda(8\pi G_{Newton})^{-1}$ est de l'ordre de $(10^{19} \text{ MeV})^4$. Pour une masse du Higgs de $100 \text{ GeV}/c^2$, $V(Higgs, cosmos)$ représente une contribution de $(10^4 \text{ MeV})^4$, soit un désaccord spectaculaire avec l'expérience par près de 52 ordres de grandeur ! Un tel désaccord pose un sérieux problème de coordination entre la Cosmologie et le Modèle Standard.

Dans le cadre de la SUSY, il est possible de résoudre ce problème et de justifier une valeur nulle de la constante cosmologique [29].

1.3 Le secteur de Higgs du Modèle Supersymétrique Minimal

En résolvant le problème de la naturalité du Modèle Standard, SUSY rend la “Nouvelle Physique” accessible à des échelles d'énergies inférieures au TeV. Dans cette théorie le Modèle Standard est considéré comme une théorie effective, vérifiée à basse énergie.

Le modèle SuperSymétrique Minimal, MSSM, est la version la plus simple de la SUSY [22] [29] [30] [31].

1.3.1 Le secteur des Higgs

• Présentation du secteur de Higgs du MSSM

Le secteur de Higgs est plus riche que dans le cas du Modèle standard. Le contenu en champs de Higgs de deux doublets de champs scalaires complexes H_1 et H_2 (la prédiction $\rho_0 = 1$ est respectée) est le suivant :

$$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^\perp \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

Il y a nécessairement deux doublets, afin d'éviter de créer des anomalies triangulaires, par le biais des couplages axiaux faisant intervenir le partenaire supersymétrique du Higgs (le Higgsino: \tilde{H}), qui rendraient la théorie non renormalisable. Un deuxième doublet de Higgs est introduit, d'hypercharge opposée au premier. En outre, l'existence de deux doublets, permet d'éviter l'apparition de processus de changements de saveur par échange de courants neutres à l'ordre des arbres. Le calcul, basé sur les observations expérimentales, démontre que ces processus ne peuvent se produire qu'aux ordres supérieurs.

Lors du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible, chacun de ces deux doublets acquiert une valeur dans le vide non nulle, v_1 et v_2 . La valeur $v = 246 \text{ GeV}$ qui fixe l'échelle de la brisure de la symétrie électrofaible, est remplacée par :

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \quad (1.36)$$

Le doublet associé à v_2 engendre les masses des membres hauts des doublets de SU(2). De la même façon, le doublet associé à v_1 , engendre celles des membres bas. La hiérarchie

de masse dans les doublets de $SU(2)$ est alors expliquée, plus par la structure du vide, que par les différentes valeurs des couplages de Yukawa.

Le décompte des champs libres après la brisure de la symétrie, nous donne le nombre de bosons physiques du MSSM. Sur les 8 degrés de libertés offerts par les deux doublets du départ, seuls 3 sont utilisés pour donner des masses aux bosons vecteurs Z° et W^\pm . Ils restent 5 degrés de libertés et donc 5 champs de Higgs physiques :

- 3 bosons neutres, parmi ceux-ci 2 scalaires : h° , H° et un pseudo-scalaire : A° .
- 2 bosons chargés électriquement : H^\pm .

Le h° et le H° ont les mêmes caractéristiques que le boson de Higgs standard, ils sont états propres de CP avec une valeur propre 1, et par définition :

$$m_{H^\circ} > m_{h^\circ} \quad (1.37)$$

Ces deux champs physiques sont obtenus à partir du mélange, par l'intermédiaire d'un angle α , des parties réelles des 2 champs H_1° et H_2° , états propres de l'interaction électrofaible.

Le champ A° est état propre de CP avec une valeur propre -1. Il est obtenu en même temps que le boson de Goldstone qui donne son degré de liberté longitudinal au Z° , par l'intermédiaire de l'angle de mélange β des parties imaginaires des champs H_1° et H_2° . L'angle β est simplement défini à l'aide de la relation :

$$\tan(\beta) = \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.38)$$

Les champs H^\pm et A° sont directement issus des combinaisons de H_1^\pm et H_2^\pm par l'intermédiaire de l'angle β .

• Contraintes à l'ordre des arbres

Le secteur de Higgs du MSSM est complètement défini à l'aide de 2 paramètres libres, choisis parmi les masses des bosons de Higgs, les couplages de jauge et les angles de mélange. Deux paramètres sont souvent choisis : $\tan(\beta)$ et m_{A° . Dans ce cas, les relations sur les masses des bosons de Higgs s'expriment de manière suivante :

$$\begin{aligned} m_{H^\circ, h^\circ}^2 &= \frac{1}{2} \left[m_{A^\circ}^2 + m_{Z^\circ}^2 \pm \sqrt{(m_{A^\circ}^2 + m_{Z^\circ}^2)^2 - (2m_{A^\circ} m_{Z^\circ} \cos(2\beta))^2} \right] \\ m_{H^\pm}^2 &= m_{W^\pm}^2 + m_{A^\circ}^2 \end{aligned} \quad (1.39)$$

Les masses du quark top et du quark beau sont très différentes. Il est possible de montrer que $\tan(\beta)$ est contraint par la relation [30] :

$$1 < \tan(\beta) \leq 35 - 50 \left(= \frac{m_{top}}{m_b} \right) \quad (1.40)$$

L'angle de mélange α peut être également défini :

$$\cos(2\alpha) = -\cos(2\beta) \frac{m_{A^\circ}^2 - m_{Z^\circ}^2}{m_{H^\circ}^2 - m_{h^\circ}^2} \quad \text{avec} \quad -\frac{\pi}{2} < \alpha \leq 0 \quad (1.41)$$

Les expressions précédentes permettent d'établir à l'ordre des arbres des relations de hiérarchie entre les masses des différents bosons :

$$m_{h^\circ} \leq m_{A^\circ} \leq m_{H^\circ}, \quad m_{W^\pm} \leq m_{H^\pm}, \quad \text{et} \quad m_{h^\circ} \leq m_{Z^\circ} \leq m_{H^\circ} \quad (1.42)$$

Il existe une version du MSSM, appelée "scénario du point fixe infrarouge", qui réalise l'unification des couplages de jauge et de Yukawa du quark beau et du lepton τ . Ce scénario contraint $\tan(\beta)$ à prendre soit une faible valeur (< 3), soit une valeur élevée (> 30), si la masse physique du quark top est de l'ordre de $175 \text{ GeV}/c^2$ [32].

1.3.2 La masse du h° et les corrections aux ordres supérieurs

• Intérêt des corrections radiatives

La prédiction, à l'ordre des arbres, d'un Higgs plus léger que m_{Z° motive fortement une recherche à LEP II. Une telle prévision n'est possible que parce qu'à l'ordre des arbres, le potentiel des Higgs s'écrit à l'aide de termes d'auto-couplages d'intensités proportionnelles aux couplages de jauge g et g' .

Lorsque les corrections radiatives aux ordres supérieurs sont prises en compte, les contraintes obtenues sont moins restrictives. La masse du h° peut parfaitement être plus élevée que celle du Z° . Une valeur maximale de $150 \text{ GeV}/c^2$ n'est pas exclue [33]. Aussi, les recherches du h° à LEP II et au LHC, notamment dans le canal $h^\circ \rightarrow \gamma\gamma$, sont complémentaires.

• Origines des corrections radiatives

Les corrections sont engendrées par les effets de polarisation dans le vide du propagateur du h° . Elles sont principalement issues des boucles de quarks top et de leurs partenaires supersymétriques, les tops scalaires ou stops, \tilde{t} . Il est possible de montrer que les corrections à la masse du h° peuvent s'écrire comme [34]:

$$\delta m_{h^\circ}^2 \propto \frac{m_{top}^4}{m_W^2} \left[\ln \left(\frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_{top}^2} \right) + \Delta \right] \quad (1.43)$$

Où, \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 sont les états propres de masse des stops. La dépendance en fonction de la masse du quark top est très grande. En faisant varier sa masse de 165 à $185 \text{ GeV}/c^2$, la limite supérieure sur la masse du h° passe de 90 à $120 \text{ GeV}/c^2$ [35]. Si le top et les stops sont dégénérés en masse, les corrections deviennent faibles.

L'estimation des corrections radiatives est sensible également à d'autres paramètres. Ces paramètres interviennent dans l'expression qui définit la variable Δ , introduite dans l'équation 1.43 :

$$\Delta = A_t(A_t + \mu \cot g(\beta)).F(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{t}_2}) + \dots \quad (1.44)$$

Le paramètre de mélange A_t et la grandeur μ , qui fixe la valeur de la masse des Higgsinos[†], apparaissent dans les éléments non diagonaux de la matrice qui permet de passer des états propres de chiralité \tilde{t}_R et \tilde{t}_L [‡], aux états propres de masse \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 , des stops [36] :

$$\begin{pmatrix} m_{\tilde{t}_L}^2 - m_Z^2(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W) + m_{top}^2 & (A_t + \mu \cot g(\beta)).m_{top} \\ (A_t + \mu \cot g(\beta)).m_{top} & m_{\tilde{t}_R}^2 + m_Z^2(\frac{2}{3}\sin^2\theta_W) + m_{top}^2 \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

Le même type de corrections existe pour les scalaires beaux, partenaires SUSY du quark beau. Elles font intervenir la masse de \tilde{b} et le paramètre de mélange A_b . Les effets de ces corrections sont maximales pour de grandes valeurs de $\tan(\beta)$.

De nombreux calculs ont été effectués durant ces dernières années pour évaluer les effets aux ordres supérieurs de ces corrections radiatives [37], [38] et [35]. Une revue détaillée est présentée dans la référence [33]. Une précision de l'ordre de quelques GeV/c² est maintenant obtenue dans les estimations de $m_{h^\circ}^{max}$.

• Effets des différents paramètres et choix d'une configuration

L'effet des variations de la masse du quark top sur la valeur de $m_{h^\circ}^{max}$ est visible sur la figure 1.4.a. Dans le cas où les stops ont une masse de 1 TeV/c² et si $m_{top} = 175$ GeV/c², la limite supérieure sur la masse du h° passe de m_{Z° à 112 GeV/c² environ.

Pour estimer l'importance des différents effets, certains paramètres du MSSM ont été fixés :

- la masse, M_s , de toutes les particules "supersymétriques" est de 1 TeV/c² (naturalité et échelle de brisure douce de la SUSY).
- les paramètres de mélanges A_t et A_b sont nuls.
- le paramètre μ est bien inférieur à 1 TeV/c².

Les 2 dernières hypothèses permettent de simplifier les calculs, mais elles ne sont sans doute pas justifiées. Outre le fait qu'une valeur $\mu = 0$ n'a pas de sens pour la SUSY (modèle de Supergravité) [29], les recherches directes des particules supersymétriques à

[†] μ est également le coefficient de mélange entre les 2 doublets de Higgs H_1 et H_2 , dans l'expression du Lagrangien du secteur de Higgs.

[‡] \tilde{t}_R et \tilde{t}_L sont respectivement, les partenaires SUSY du quark top d'hélicité droite et du quark top d'hélicité gauche.

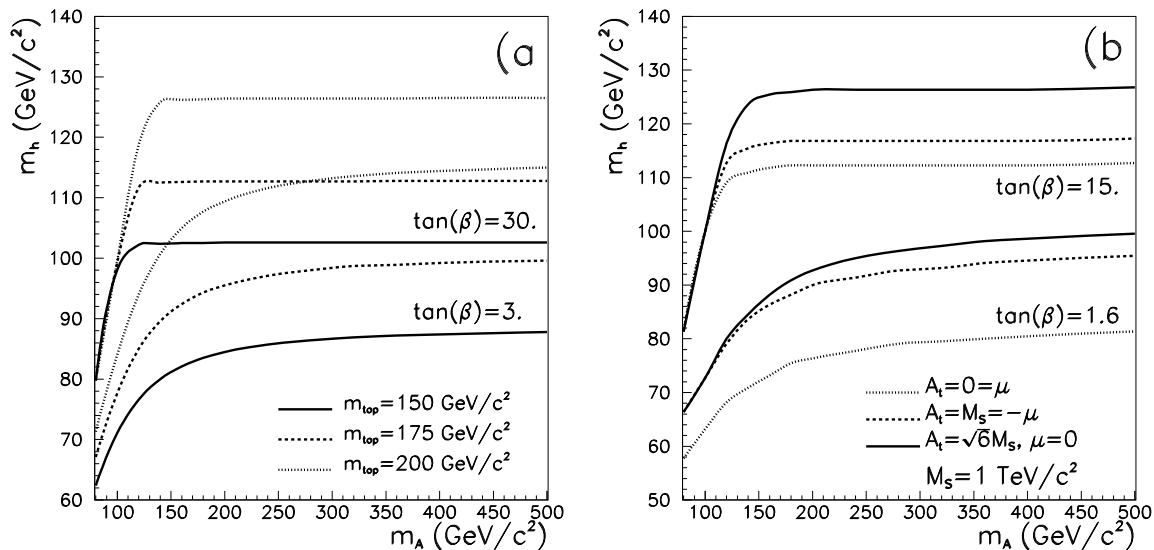


Figure 1.4: (a) Variations de $m_{h^\circ}^{max}$ en fonction de m_{top} pour deux valeurs très différentes de $\tan(\beta)$ [39]. (b) Variations de $m_{h^\circ}^{max}$ en fonction de A_t , de μ et pour deux valeurs très différentes de $\tan(\beta)$ [33] ($m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$).

LEP I et LEP II (161 GeV) (neutralinos, charginos) excluent des valeurs de μ comprises entre ~ -40 et $\sim 100 \text{ GeV}/c^2$ [40].

Cette dernière configuration de paramètres est la moins favorable pour le LHC (respectivement la plus favorable pour LEP II). Elle donne les plus basses valeurs possibles pour $m_{h^\circ}^{max}$. Ce choix de paramètre sera utilisé pour estimer le potentiel d'exploration du secteur de Higgs du MSSM au LHC, de la façon la plus conservatrice possible.

Pour des valeurs très différentes de μ , A_t [§] et $\tan(\beta)$, la figure 1.4.b, issue de la référence [33], prévoit une limite maximum $m_{h^\circ}^{max} = 130 \text{ GeV}/c^2$. L'amplitude extrême des fluctuations est de $50 \text{ GeV}/c^2$.

1.3.3 Les Higgs du MSSM et leurs couplages

• Masses des bosons de Higgs

Dans la configuration des paramètres du MSSM retenue et en incluant les corrections radiatives, la figure 1.5 nous donne les valeurs des masses des différents bosons de Higgs du MSSM en fonction m_{A° et pour des valeurs très différentes de $\tan(\beta)$ [39].

Contrairement au h° , les valeurs de masse pour le H° diminuent quand $\tan(\beta)$ augmente. Lorsque m_{A° devient grand, m_{H° et m_{A° sont fortement corrélées, la masse m_{H^\pm} est presque totalement corrélée avec m_{A° et pratiquement indépendante de $\tan(\beta)$.

Les courbes d'iso-masses pour m_{H° et m_{h° sont présentées dans le plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$, sur les figures 1.6.a et 1.6.b [39].

[§] $A_t = \sqrt{6}M_s$ est numériquement la plus grande valeur possible.

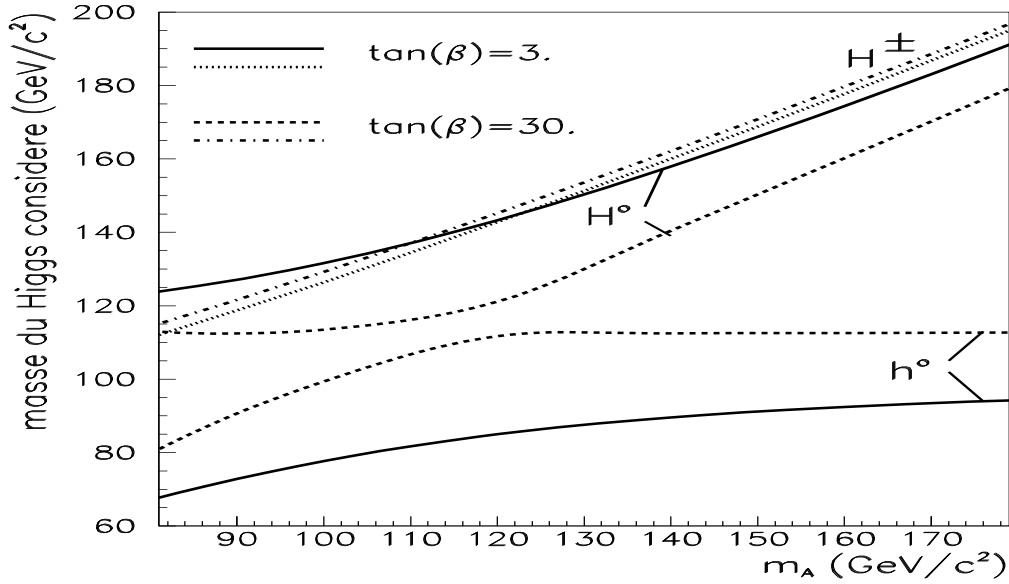


Figure 1.5: Masse des bosons de Higgs du MSSM en fonction de m_{A^0} et $\tan(\beta)$.

• Couplages des bosons de Higgs

Les couplages entre les différents bosons de Higgs neutres du MSSM et les particules ordinaires du Modèle Standard, peuvent s'obtenir à partir des couplages du Higgs standard (voir figure 1.2) et de facteurs multiplicatifs dépendant des deux angles α et β . Ces couplages sont présentés dans la table 1.1 [22].

	Z^0 Z^0 et W^\pm W^\pm	$u\bar{u}$, $c\bar{c}$ et $t\bar{t}$	$d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $b\bar{b}$ e^+e^\pm , $\mu^+\mu^\pm$ et $\tau^+\tau^\pm$
h^0	$\sin(\beta - \alpha)$	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$
H^0	$\cos(\beta - \alpha)$	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$
A^0	0	$-i\gamma_5 \cot\beta$	$-i\gamma_5 \tan\beta$

Tableau 1.1: Couplages entre les bosons de Higgs du MSSM et les particules du modèle standard.

Pour la recherche des bosons de Higgs à LEP, il faut signaler l'existence d'un couplage qui fait intervenir les 2 bosons h^0 et A^0 :

$$g_{hAZ} = \frac{g}{2\cos\theta_W} \cos(\beta - \alpha) \quad (1.46)$$

Il est possible de faire 2 remarques :

- le facteur $\tan(\beta)$ qui existe entre les couplages des Higgs neutres scalaires aux fermions de types hauts et ceux de types bas, reflète bien le fait que chacun des deux

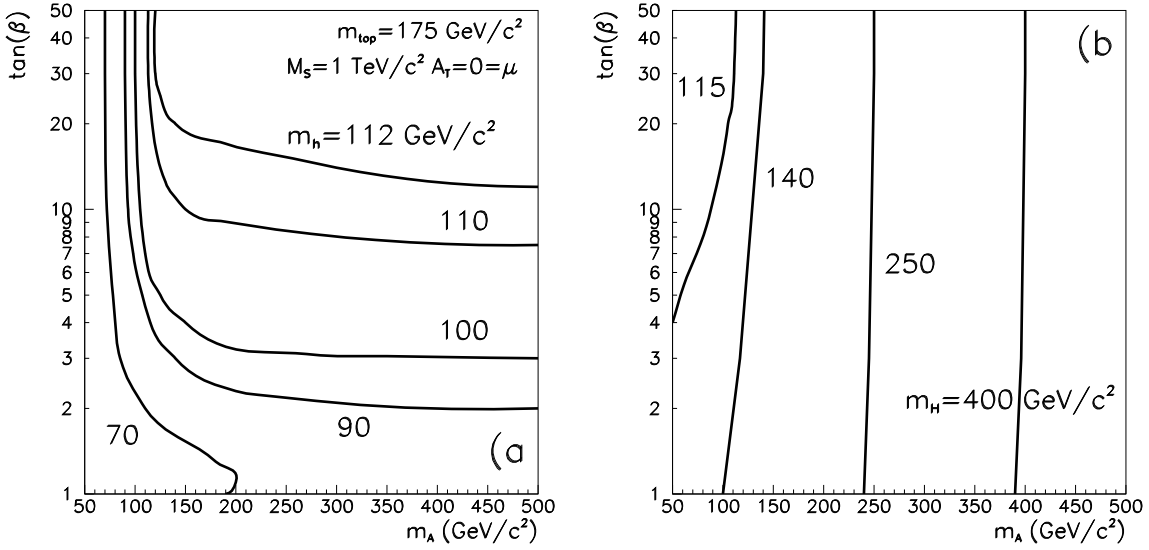


Figure 1.6: **a)** Masse du h° dans le plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$. **b)** Masse du H° dans le plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$.

doublets de Higgs du MSSM est associé à un des 2 membres des doublets de SU(2).

- les facteurs $\sin(\beta - \alpha)$ et $\cos(\beta - \alpha)$, favorisent ou défavorisent les couplages du H° et du h° aux Z° et W^\pm , en fonction des positions dans le plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$. Ils limitent en particulier sérieusement les divergences engendrées par les diagrammes de diffusions de deux bosons de jauge, $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$ qui sont présentés dans le Modèle Standard (voir chapitre 1.5).

1.4 Limites expérimentales sur la masse du Higgs

1.4.1 Recherches directes

• Le Higgs Standard

Avant LEP, de nombreuses expériences ont recherché le Higgs dans des domaines très variés [22] [41]:

- pour les Higgs de très basse masse: études de transitions nucléaires, examen des transitions X dans les atomes μ -mésiques.
- une expérience a cherché un rayonnement de freinage des électrons par émission de Higgs [42]. D'autres ont étudiés les désintégrations rares des hadrons légers, les pions (SINDRUM), les kaons (NA31, E731) et les désintégrations du Υ (CUSB), du J/Ψ (CRYSTAL BALL), du B (MARK II, TASSO, ARGUS et CLEO) ...

A la suite de ces expériences, une masse pour le Higgs de moins de $\sim 5 \text{ GeV}/c^2$ semble très improbable. Néanmoins, les incertitudes sont assez grandes, car dans ces recherches à

basses énergie, des processus proches du domaine de la QCD non perturbative interviennent. Une recherche systématique à partir d'une masse nulle a été réalisée sur LEP.

Le processus dominant la production du Higgs à LEP I est le "mécanisme de Björken" qui fait intervenir le couplage trilineaire $Z^0 Z^* H^0$ (le couplage direct aux $e^+ e^-$ est bien plus faible du fait de la masse des électrons). Le diagramme de Feynman correspondant à ce processus est représenté sur la figure 1.7.a.

m_{H^0} (GeV/c ²)	0 → 50	50 → 65	65 → 80
nombre de Higgs attendus	$5 \cdot 10^5 \rightarrow 10^3$	$10^3 \rightarrow 10^2$	$10^2 \rightarrow 3$

Tableau 1.2: Nombre de Higgs standards attendus à LEP I à la fin de 1995 en fonction de m_{H^0} .

Le processus $Z^0 \rightarrow \gamma H^0$ présenté sur la figure 1.7.b a également été étudié. Dans ce cas le Higgs est émis avec un photon monochromatique. Parmi ces deux réactions, le mécanisme de Björken est largement dominant. Avec la statistique accumulée à LEP fin 1995, correspondant à 16 millions de Z^0 , le nombre de Higgs attendus est présenté dans la table 1.2 (extrapolation de la référence [43]).

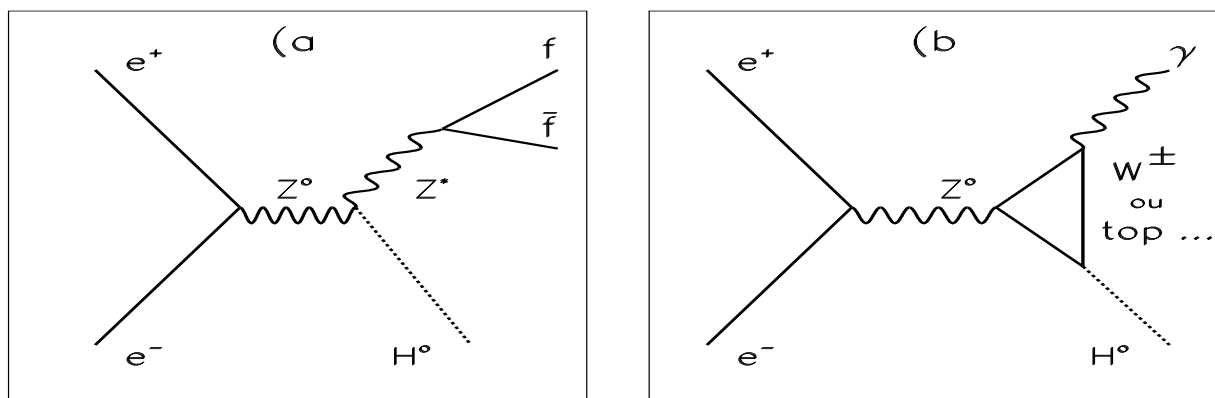


Figure 1.7: a) Mécanisme de Björken. b) Mode de production associée avec un photon monochromatique dans l'état final.

Avec la même statistique, le nombre de Higgs issus du processus de production avec un photon dans l'état final, n'est que de 3 à 30 événements.

La recherche du Higgs à LEP a été effectuée pour divers états finals et dans plusieurs domaines de masses :

- si $m_{H^0} < 15 \text{ GeV}/c^2$, le Higgs possède un grand temps de vie et parcourt donc des distances longues avant de se désintégrer (quand $m_{H^0} < 2m_\mu$, en moyenne $\simeq 1\text{m}$, $< 1\mu\text{m}$ quand $m_{H^0} > 2m_K$). Son impulsion est également élevée dans ce domaine de masse (quelques dizaines de GeV/c). Les topologies de paires de leptons avec de l'énergie manquante, les vertex secondaires, ou bien les monojets et les jets acoplanaires avec une paire de leptons énergétiques, étaient des signatures recherchées. Les quelques événements ayant survécu aux coupures d'analyses sont compatibles avec le niveau de bruits de fonds attendus [44]. LEP I a mis fin aux incertitudes sur l'existence d'un Higgs de basse masse.

- si $m_{H^0} > 5 - 10 \text{ GeV}/c^2$, les désintégrations du Higgs sont dominées par les modes $b\bar{b}$, $c\bar{c}$, gluon-gluon et $\tau^+\tau^\perp$. Les canaux étudiés sont :

$$H^0 + Z^* \rightarrow 2 \text{ jets (ou } l^+l^\perp) + Z^* \rightarrow 2 \text{ jets (ou } l^+l^\perp) + \nu\bar{\nu}$$

$$H^0 + Z^* \rightarrow \tau^+\tau^\perp \text{ (ou 2 jets)} + Z^* \rightarrow \tau^+\tau^\perp \text{ (ou 2 jets)} + l^+l^\perp.$$

Une combinaison des limites atteintes en 1995, par les différentes collaborations de LEP [45], permet de donner une valeur inférieure de la masse du Higgs de $65.2 \text{ GeV}/c^2$ avec 95 % de degrés de confiance [46]. En combinant ces résultats obtenus à LEP I et ceux de la phase de fonctionnement du LEP II à 161 GeV, pendant l'été 1996, l'expérience OPAL, seule, met une limite de $65 \text{ GeV}/c^2$ [47].

• Couplages anormaux

Le mode de production associée du Higgs avec un photon monochromatique, est pénalisé par une section efficace faible. Néanmoins, l'étude de cette réaction est particulièrement intéressante, car elle permet de tester les couplages de Yukawa du top (les fermions qui "tournent" dans la boucle du diagramme associé à ce processus sont majoritairement des quarks top virtuels).

En considérant l'existence de couplages anormaux, obtenus dans le cadre de modèles de Lagrangiens effectifs, utilisés pour décrire les propriétés du Modèle Standard, la désintégration du Higgs dans le mode $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ peut être dominante [48]. DELPHI a mis une limite à $7.10^{\pm 6}$ sur le rapport de branchement du Z^0 en 3γ [34] et exclut un Higgs de moins de $70 \text{ GeV}/c^2$, dans ce cadre. A LEP II, la mesure des couplages à trois bosons de jauge dans les désintégrations W^+W^\perp permettront de tester la validité de ces modèles pour un Higgs de masse plus élevée [33].

• Les Higgs du MSSM

Le h^0 et le A^0 ont été recherchés à LEP I jusqu'à des valeurs proches de $m_{Z^0}/2$ [44] [49]. Les masses des H^\pm et du H^0 sont probablement plus élevées que celles des W^\pm et du Z^0 , les limites placées par LEP I, proches de $m_{Z^0}/2$, sont sans surprise.

Le h^0 et le A^0 ont été recherchés dans les modes $Z^0 \rightarrow h^0 Z^*$ et $Z^0 \rightarrow h^0 A^0$:

- dans le canal $Z^\circ \rightarrow h^\circ Z^\star$, les résultats des analyses effectuées pour la recherche du Higgs standard ont été réinterprétés. Dans le cadre du MSSM, ce mode est simplement affecté par un facteur $\sin^2(\beta - \alpha)$, lié aux couplages. Il est dominant pour les basses valeurs de $\tan(\beta)$. Les modes de désintégration du h° étudiés sont principalement les désintégrations dominantes en 2 quarks beaux et pour le reste en 2 leptons τ . Dans les désintégrations du Z^\star , seuls les modes en 2 électrons, ou 2 muons ou 2 neutrinos ont été considérés (de façon à réduire le bruit de fond provenant des désintégrations hadroniques directes du Z°).
- le canal $Z^\circ \rightarrow h^\circ A^\circ$ est dominant pour les valeurs intermédiaires et élevées de $\tan(\beta)$ du fait du couplage $\cos^2(\beta - \alpha)$ de l'équation 1.46. Ce domaine est complémentaire de celui du mode $Z^\circ \rightarrow h^\circ Z^\star$. Les configurations d'événements à quatre jets de quarks beaux, avec étiquetage des jets, ont été étudiées dans ALEPH. Dans L3, des topologies mixtes de paires de quarks beaux et de leptons τ ont été considérées [45].

Les limites inférieures actuelles sur m_{h° , incluant les données de LEP II à 161 GeV/c², sont résumées dans la table 1.3 [40]. Elles sont données quelques soient les paramètres de mélanges dans le secteur des squarks.

valeur de $\tan(\beta)$	1 \rightarrow 7	7 \rightarrow 20	20 \rightarrow 50
limite sur m_{h° (GeV/c ²)	65 \rightarrow 50	50	50 \rightarrow 55

Tableau 1.3: *Limites sur m_{h° .*

Une limite inférieure de $\simeq 45$ GeV/c² est donnée pour la masse du A° [45] [34].

Bien que les paires de Higgs chargés soient théoriquement inobservables à LEP I, des recherches ont été effectuées dans les modes :

$$Z^\circ \rightarrow H^+ H^\perp \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \tau^\perp \bar{\nu}_\tau, \tau \nu_\tau c s \text{ et } c \bar{s} \bar{c} s \quad (1.47)$$

Ces modes sont privilégiés par leurs couplages aux H^\pm . Une découverte de tels signaux aurait rendu le MSSM caduque. Néanmoins, la limite proposée dans la référence [12] est proche de la limite cinématique de LEP I, elle vaut 43.5 GeV/c².

La valeur de l'élément $|V_{tb}|$ de la matrice CKM est prédite, dans le cadre du Modèle Standard, comme étant très proche de 1 ($t^\pm \rightarrow W^\pm b$). Si la désintégration du top en H^\pm est fortement favorisée ($t^\pm \rightarrow H^\pm b$), alors la valeur de $|V_{tb}|$ peut dévier de l'unité. La mesure actuelle, faite au TeVatron, est assez peu restrictive, faute d'un nombre suffisant de quarks tops détectés ($|V_{tb}| = 0.97 \pm 0.15 \pm 0.07$ et donc $|V_{tb}| > 0.58$ à 95 % de confiance) [24]. Toutefois, elle ne contredit pas le Modèle Standard.

1.4.2 Déterminations indirectes de la masse du Higgs

• Sensibilité des tests à m_{H^0}

Les mesures des différents paramètres et les tests de la théorie électrofaible sont sensibles aux effets des corrections quantiques associées au boson de Higgs [13] [50]. Ainsi, de manière indirecte, il est possible de donner des indications sur sa masse.

La détermination indirecte de la masse du quark top par le LEP et SLD [50] est à la fois précise et proche de la valeur mesurée au TeVatron [24]: $177_{-8}^{+7} \text{ }_{-19}^{+17}$ pour $175 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$. Ce succès motive une mesure indirecte de m_{H^0} , bien que la sensibilité des tests soit à priori plus faible.

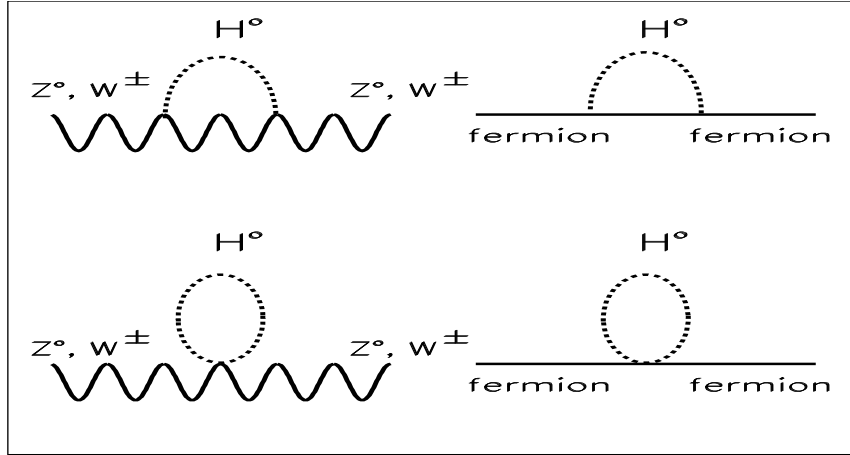


Figure 1.8: Diagrammes de polarisations du vide contribuant aux corrections radiatives à une boucle du propagateur des bosons vecteurs Z^0 et W^\pm et aux fermions massifs.

La présence du boson de Higgs assure la renormalisabilité du Modèle Standard. Il intervient dans ce cadre par le biais de corrections radiatives. Un exemple de ces corrections est représenté sur la figure 1.8. Il existe d'autres diagrammes d'ordres plus élevés que ceux-ci qui sont à une boucle.

Le calcul complet des effets associés à ces processus laisse apparaître des dépendances logarithmiques en fonction de la masse du Higgs. Toutes les dépendances d'ordre supérieurs en fonction de m_{H^0} sont "écrantées" du fait de la présence dans les expressions des constantes de couplages de jauge, à des puissances au moins égales à celles de m_{H^0} . Par exemple, pour le propagateur des W^\pm , les corrections sont de la forme :

$$g^2 \left[\ln \left(\frac{m_H}{m_W} \right) + g^2 \left(\frac{m_H^2}{m_W^2} \right) + \dots \right] \quad (1.48)$$

Cet effet est la manifestation du théorème dit de "l'écrantage", démontré pour la première fois par Veltman [51].

La dépendance logarithmique domine largement les corrections radiatives. Elle engendre des effets avec des valeurs numériques petites et de faibles variations. Dans le cas du quark top les dépendances en fonction de m_{top} sont quadratiques. Il est plus difficile d'extraire m_{H^0} à partir des tests de précision de la théorie électrofaible. Dans l'état actuel de la précision des mesures, les effets du Higgs sont encore relativement "voilés". Il convient de considérer les résultats obtenus avec précaution.

La formule 1.23 nous donne une définition de l'angle de Weinberg à l'ordre de Born. A la masse du Z^0 , les variables mesurées tiennent compte des corrections radiatives [¶]. Dans ce cadre il existe les relations suivantes [52] :

$$M_Z^2 = \frac{\pi \hat{\alpha}_{QED}}{\sqrt{2} G_F \hat{s}^2 \hat{c}^2 (1 - \Delta r)} \quad \text{et} \quad \hat{\rho} = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \hat{c}^2} = 1 + \Delta \rho \quad (1.49)$$

où \hat{c}^2 et \hat{s}^2 désignent les valeurs effectives à la masse du Z^0 du cosinus et du sinus carré de l'angle de Weinberg. $\Delta \rho$ et Δr incluent, entre autre, les termes de corrections logarithmiques liées à la masse du Higgs [22] [26] :

$$\Delta r_{H^0} = \frac{\sqrt{2} G_F m_W^2}{16 \pi^2} \left(\frac{11}{3} \ln \left(\frac{m_H^2}{m_W^2} \right) + \dots \right) \quad \text{et} \quad \Delta \rho_{H^0} = -\frac{11 g^2}{96 \pi^2} \tan^2 \theta_W \ln \left(\frac{m_H}{m_W} \right) \quad (1.50)$$

Rigoureusement, l'expression qui est donnée pour $\Delta \rho_{H^0}$ est obtenue à une échelle d'énergie un peu plus basse, dans les mesures de masse des W^\pm .

• Résultats des déterminations indirectes de m_{H^0}

Avec une production de près de 16 millions de Z^0 à LEP, un grand nombre d'observables ont été mesurées avec une précision souvent meilleure que le pourcent : la masse du Z^0 et sa largeur, les largeurs partielles de désintégration du Z^0 en leptons et hadrons, les asymétries avant-arrière et les asymétries d'hélicité, la charge des jets ... La plupart de ces mesures donnent des valeurs pour l'angle effectif de Weinberg.

De son côté, SLD à Stanford, à l'aide de faisceaux e^+e^- hautement polarisés, permet de fournir une valeur indépendante de l'angle effectif de Weinberg, à la masse du Z^0 , par mesure des asymétries gauche-droite.

Les expériences sur collisionneur $p\bar{p}$, UA2 CDF et D0 donnent la mesure directe actuellement la plus précise sur la masse du W^\pm . Le TeVatron fournit aussi la masse du quark top. Les expériences de diffusion profondément inélastiques de neutrinos sur des noyaux cibles (CHARM, CDHS ...), permettent d'obtenir une autre mesure du paramètre ρ à plus basse énergie.

Les mesures des paramètres de la théorie électrofaible sont obtenues à partir des données précédentes. Les valeurs de ces mesures sont combinées à l'aide de procédures

[¶]A cette échelle d'énergie, les grandeurs effectives sont repérables, ici, à l'aide d'un accent circonflexe.

m_{H^0} (GeV/c ²)	$149_{\pm 82}^{+148}$ ($149_{\pm 82}^{+190}$)
$\log(m_{H^0})$ $m_{H^0}^{max}$ (GeV/c ²) à 95 % de degrés de confiance $\chi_{min}^2/(n.d.l.)$	$2.17_{\pm 0.35}^{+0.30}$ 550 (640) 19/14

Tableau 1.4: *Détermination indirecte de m_{H^0} (les valeurs entre parenthèses désignent les cas où les erreurs théoriques sur $\Delta\rho_{H^0}$ sont incluses). En terme de “ χ^2 réduits”, le rapport $\chi_{min}^2/(n.d.l.)$ (nombre de degrés de libertés), correspond à une probabilité comprise entre 10 et 33 %.*

d’ajustement global [13] [50] [53] [54] [55]. Les résultats de ces calculs permettent de dégager les valeurs “les plus probables” de m_{H^0} , ils sont présentées dans la table 1.4 [50].

La valeur obtenue pour m_{H^0} privilégie un Higgs d’une masse intermédiaire de l’ordre d’une centaine de GeV/c². Toutefois, la table 1.4 montre qu’aucune partie du domaine de masse compris entre 65.2 et 600 GeV/c² ne peut être exclue.

• Perspectives pour les déterminations indirectes de m_{H^0}

La précision des procédures d’ajustement s’améliorera jusqu’au démarrage du LHC. La découverte du quark top a permis un saut qualitatif important vis à vis de la situation de 1994 [56].

expérience : (été 1996)			sensibilité :			théorie :	
observable :	valeur :	erreur :	m_{top}	m_{H^0}	$\hat{\alpha}_s$	$\Delta_{\hat{\alpha}_{QED}}$	$\Delta\rho_{H^0}$
			175 ± 6 (GeV/c ²)	$60 \rightarrow 1000$ (GeV/c ²)	± 0.03	128.89(9)	
$\Gamma_{Z^0}^{tot}$ (MeV/c ²)	2494.6	2.7	1.4	-9.6	1.7	0.7	0.5
$\Gamma_{Z^0}^{lept.}$ (MeV/c ²)	83.91	0.11	0.06	-0.26	0.02	-	0.02
$R_{Z^0}^{lept.}$ ($\times 10^3$)	20778	29	-1.8	-29	21	4	1
$\sin^2\theta_W^{eff.}$ ($\times 10^4$)	2316.5	2.4	-2.0	16.0	0.05	2.3	0.5
m_{W^\pm} (GeV/c ²)	80.356	0.125	0.035	-0.204	0.001	0.014	0.009

Tableau 1.5: *Observables actuellement les plus sensibles à m_{H^0} .*

La table 1.5 [50] et la figure 1.10.a présentent les observables les plus sensibles à m_{H^0} . Les résultats de LEP, du SLD, du TeVatron et des expériences sur cibles fixes sont tous pris en compte pour calculer les différentes valeurs expérimentales. Dans cette table la sensibilité des différentes observables s'obtient en calculant les écarts engendrés par une variation sur la masse du Higgs dans le domaine $60 \rightarrow 1000 \text{ GeV}/c^2$. La borne inférieure de $60 \text{ GeV}/c^2$ correspond à peu près à la limite des recherches directes ($65.2 \text{ GeV}/c^2$), la borne supérieure de $1 \text{ TeV}/c^2$ sera expliquée dans le chapitre 1.5. L'angle de Weinberg est l'observable la plus sensible, l'effet de la variation de m_{H^0} est 7 fois plus grand que l'erreur estimée sur la mesure (16 par rapport à 2.4). La mesure sur la masse des W est également intéressante puisque l'effet de la variation de m_{H^0} (204 MeV), domine largement toutes les autres sources d'incertitudes.

Parmi les différentes observables :

- la mesure de $\Gamma_{Z^0}^{tot}$ est dominée par des effets systématiques, elle ne devrait pas être beaucoup améliorée.
- $\Gamma_{Z^0}^{lept.}$ nous donne accès à $\hat{\rho}$ par l'intermédiaire des couplages axiaux \hat{a}_l et vecteurs \hat{v}_l . Pour que $\hat{\rho}$ commence à contraindre la masse du Higgs, il faudrait améliorer la mesure des largeurs partielles leptoniques par un facteur > 3 (voir figure 1.10.a).
- $R_{Z^0}^{lept.}$ est fortement relié à $\Gamma_{Z^0}^{lept.}$, par définition :

$$R^{lept.} = \frac{\Gamma^{had.}}{\Gamma_{Z^0}^{lept.}} \quad (1.51)$$

Les erreurs de $\Gamma_{Z^0}^{lept.}$ s'additionnent à celles de $\Gamma_{Z^0}^{had.}$, les incertitudes sont également reliées à la mesure de $\hat{\alpha}_s$.

- les mesures récentes des asymétries \mathcal{A}_e et \mathcal{A}_τ obtenues, en particulier avec la mesure de la polarisation des leptons τ , combinées avec les asymétries gauches-droites dans les désintégrations leptoniques, permettent de calculer une des valeurs de l'angle effectif de Weinberg les plus précises de LEP [57]. Il convient de noter que la valeur obtenue dévie de la prédiction standard par près de 2 écarts types (la mesure des asymétries gauches-droites de SLD, encore plus précise, dévie à peu près de la même façon). Ces mesures de $\sin^2\theta_W^{eff.}(\hat{s}^2)$ semblent favoriser un Higgs de moins de $100 \text{ GeV}/c^2$. La valeur moyenne standard de \hat{s}^2 privilégie des masses plus élevées. Le résultat qui est donné dans la table est une combinaison de toutes les mesures effectuées.

Les mesures de \hat{s}^2 ne connaîtront pas des progrès très spectaculaires d'ici le début de l'an 2000. Un collisionneur linéaire e^+e^- , après le LHC, permettrait d'améliorer l'erreur actuelle de $\pm 2.4 \cdot 10^{-4}$ par un facteur > 2 [58]. Néanmoins, l'erreur expérimentale est déjà dominée par l'erreur théorique liée à la précision actuelle de la mesure de la constante $\hat{\alpha}_{QED}$, qui est de 10^{-3} (table 1.5). Les incertitudes sur cette grandeur sont principalement

liées aux effets des quarks légers sur le propagateur du photon. Des expériences comme BES à Pékin, VEPP-2M à Novosibirsk, DAΦNE à Frascati et BNL E821 à Brookhaven, devraient permettre d'améliorer cette mesure par un facteur > 2 . Dans ce cas [58], une précision de $10^{\pm 4}$ sur \hat{s}^2 améliore la précision sur m_{H^0} d'un facteur supérieur à 7, par rapport à la mesure actuelle :

$$\Delta \ln \left(\frac{m_{H^0}}{m_{Z^0}} \right) \simeq 0.2 \quad \text{au lieu de} \quad \simeq 1.5 \quad (1.52)$$

Les mesures des masses du W^\pm et du quark top seront bien plus précises vers l'an 2000, grâce à LEP II et au TeVatron :

- en remplaçant l'injecteur principal du TeVatron, une luminosité instantanée de $2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, sera disponible sur cette machine [59]. Les erreurs statistiques sur les différentes mesures seront réduites. Vers 2005, grâce à la statistique accumulée, correspondant à une valeur de luminosité intégrée de 10fb^{-1} , la masse du quark top sera connue à $2 \text{GeV}/c^2$ près, et celle des W^\pm à $30 \text{MeV}/c^2$ près.
- avec LEP II, une précision sur la masse des W^\pm de l'ordre de $40 \text{MeV}/c^2$ sera atteinte vers fin 1999 [33].

La figure 1.9 donne la valeurs des prédictions théoriques sur la masse du Higgs, en fonction de m_{top} et m_W . L'ellipse superposée sur cette figure correspond à un contour à 95 % de degrés de confiance obtenu en considérant que les valeurs centrales actuellement mesurées pour ces 2 observables ne vont pas changer [50] [24] et que seules les barres d'erreurs vont diminuer. Les valeurs retenues sont : $m_{top} = 175 \pm 2 \text{GeV}/c^2$ et $m_{W^\pm} = 80.356 \pm 0.030 \text{GeV}/c^2$. Cette courbe permet d'apprécier la forte sensibilité du Higgs aux masses des W^\pm et du quark top. Elle privilégie les valeurs intermédiaires de m_{H^0} , au delà de $100 \text{GeV}/c^2$.

• Les tests de précision et les accès à la “Nouvelle Physique”

Il est possible de montrer que 3 variables indépendantes sont suffisantes pour sonder les effets de la “Nouvelles Physique” avec une bonne sensibilité [61] [62].

En combinant linéairement ces variables, les valeurs de tous les paramètres mesurés à la masse du Z^0 , ou liés aux mesures du rapport m_{W^\pm}/m_{Z^0} , peuvent être reproduites. Elles sont définies de telle sorte que le Modèle Standard Minimal est traité comme un cas particulier : elles s'annulent à l'ordre de Born, si les corrections radiatives sont uniquement engendrées par des effets standards (QCD et théorie électrofaible). De plus, elles sont assez peu sensibles aux erreurs expérimentales sur la mesure de la masse du quark top.

Parmi tous les choix de paramètres disponibles, il est possible d'utiliser les expressions :

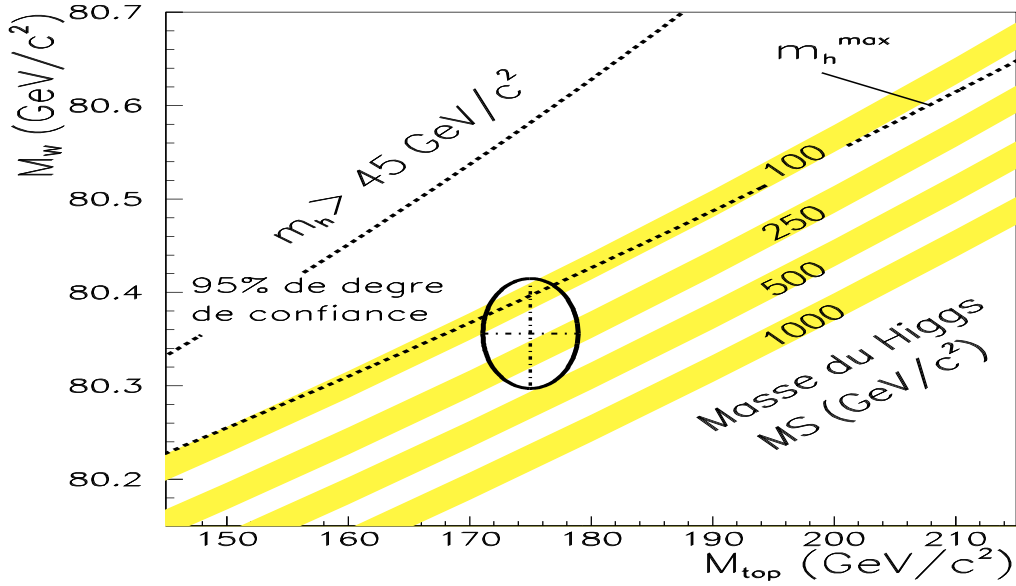


Figure 1.9: *Prédictions théoriques sur la masse du Higgs, en fonction de m_{top} et m_W . Les courbes représentant la masse du Higgs tiennent compte des effets engendrés par les corrections aux ordres supérieurs de QCD et de la théorie électrofaible sur $\Delta\rho$ et Δr [60]. Les lignes en tirés indiquent les limites permises dans le cadre du MSSM, sans corrections radiatives, si aucune particule “purement supersymétrique” n’est découverte à LEP II [33].*

$$\begin{aligned}
\hat{\epsilon}_1 &= \Delta\hat{\rho} = \frac{3m_Z^2 G_F}{8\pi^2\sqrt{2}} \left[\frac{m_{top}^2}{m_Z^2} - 2\hat{s}^2 \ln\left(\frac{m_H}{m_Z}\right) \right] + \hat{\epsilon}_1^{Nouv. Phys.} \\
\hat{\epsilon}_2 &= -\frac{3m_W^2 G_F}{2\pi^2\sqrt{2}} \ln\left(\frac{m_{top}}{m_Z}\right) + \hat{\epsilon}_2^{Nouv. Phys.} \\
\hat{\epsilon}_3 &= \frac{m_W^2 G_F}{12\pi^2\sqrt{2}} \left[\ln\left(\frac{m_H}{m_Z}\right) - \ln\left(\frac{m_{top}^2}{m_Z^2}\right) \right] + \hat{\epsilon}_3^{Nouv. Phys.}
\end{aligned} \tag{1.53}$$

Les variables sont toutes définies pour une échelle d’énergie égale à la masse du Z^0 , l’angle effectif de Weinberg est défini comme précédemment.

Parmi les 3 variables $\hat{\epsilon}_{i=1, 3}$, 2 sont directement reliées à la masse du Higgs. Puisque $\hat{\epsilon}_1$, $\hat{\epsilon}_2$ et $\hat{\epsilon}_3$ permettent de paramétrer les observables de LEP, de SLD, du TeVatron (...), il est possible d’utiliser tous les résultats expérimentaux, pour déterminer les valeurs de $\hat{\epsilon}_1$ et $\hat{\epsilon}_3$. Elles sont représentées sur la figure 1.10.a [50].

Les valeurs obtenues sont compatibles avec le Modèle Standard. Ces variables seront mieux connues après LEP II, une précision de 10^{-3} est attendue [33]. Le MSSM ne peut pas être rejeté, les résultats sont encore trop peu précis [63]. Il doit y avoir au moins un boson de Higgs (même non standard).

Si aucune particule “purement supersymétrique” n’est découverte à LEP II, la mesure

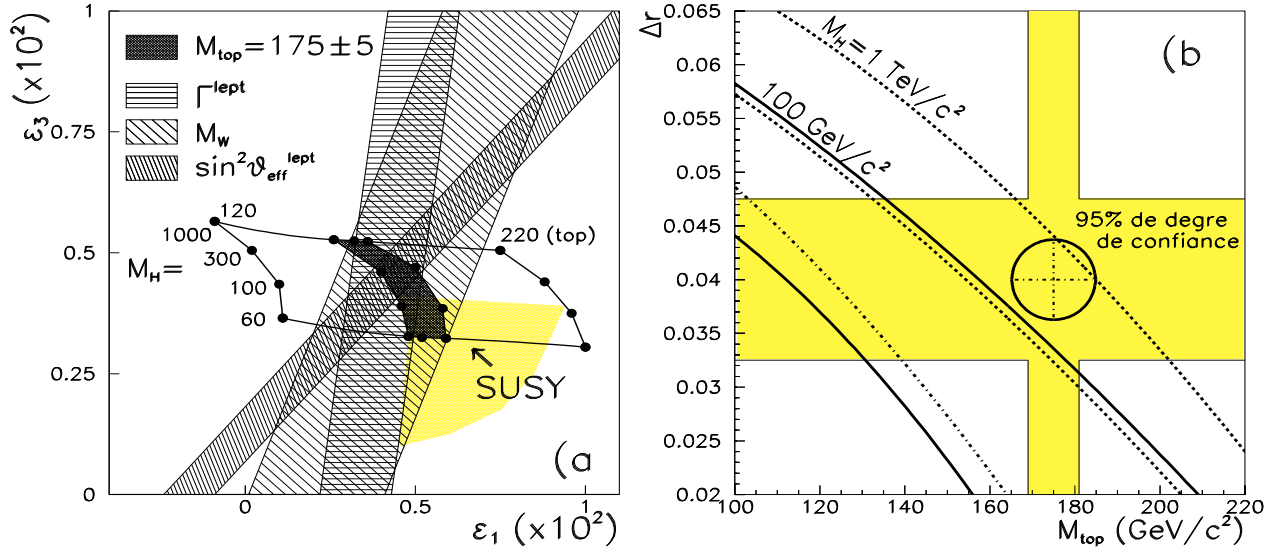


Figure 1.10: **a)** Valeurs de ϵ_3 en fonction de celles de ϵ_1 , pour les mesures actuelles [50] (les masses sont en GeV/c^2 et mise à part la zone “SUSY”, toutes les bandes sont données pour des contraintes de $\pm 1\sigma$). **b)** Valeurs de Δr en fonction de m_{top} [64]. Les tirets représentent 2 valeurs extrêmes pour m_{H^0} dans le cadre du Modèle Standard, les lignes continues sont les limites permises par le MSSM, sans corrections radiatives (de $45 \text{ GeV}/c^2$ à m_{Z^0}). La ligne en tirets alternée de points, donne la limite maximale permise par le MSSM si aucune particule “purement supersymétrique” ne devait être découverte à LEP II [65]. Les barres hachurées symbolisent les incertitudes des mesures actuelles ($\pm 1\sigma$). L’ellipse donne un contour à 95% de degré de confiance avec les valeurs d’incertitudes attendues en l’an 2000.

correspondant à la figure 1.9, nous renseignera sur la validité du MSSM en 1999. La détermination de la valeur de Δr [64] [65], permettra de donner une autre indication non complètement indépendante. La figure 1.10.b donne des indications sur le pouvoir prédictif de cette variable. Pour tracer l’ellipse, les valeurs actuellement connues sont supposées définitives, seules les erreurs sur Δr devront avoir diminuées après LEP II (une précision sur m_{top} de $5 \text{ GeV}/c^2$ est retenue). En l’an 2000, la mesure de Δr devrait souffrir des incertitudes sur \hat{s}^2 . Toutefois, en l’absence d’effets visibles à LEP II, elle devrait déjà donner une bonne indication sur la validité du MSSM.

1.5 Contraintes théoriques sur la masse du Higgs

Dans le cadre du Modèle Standard, la masse du Higgs est liée au couplage d’auto-interaction λ , elle n’est donc pas prédite. Néanmoins, à partir de considérations générales liées aux notions d’unitarité, de triviale de la théorie et de stabilité de l’état fondamental du potentiel du Higgs, il est possible de fixer des contraintes théoriques sur sa masse.

• Unitarité et validité de la théorie

Dans le Modèle Standard, les amplitudes de tous les processus de diffusion élastique de deux bosons vecteurs polarisés longitudinalement, $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$ ($V_L = W_L^\pm, Z_L^\circ$), divergent comme $s/(m_V)$. Ces amplitudes n'interfèrent pas de manière destructrice. En l'absence d'autres effets, l'unitarité est violée, le Modèle Standard est non renormalisable.

Les états de polarisation longitudinale des bosons vecteurs sont liés aux bosons de Goldstone par le biais du mécanisme de brisure de la symétrie. L'introduction d'un boson de Higgs échangé dans la voie s ou la voie t de ces processus, annule les divergences. Dans ce cas, l'expression qui permet de calculer l'amplitude totale de la diffusion $W_L^+ W_L^\perp \rightarrow W_L^+ W_L^\perp$, s'écrit à haute énergie [22] [66] :

$$\mathcal{A}(W_L^+ W_L^\perp \rightarrow W_L^+ W_L^\perp) = -\frac{G_F M_H^2}{8\sqrt{2}\pi} \left(2 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} - \frac{M_H^2}{s} \ln \left(1 + \frac{s}{M_H^2} \right) \right) \quad (1.54)$$

Dans la limite où l'échelle d'énergie de la réaction devient infinie ($s \gg M_H^2$), cette amplitude tend vers la valeur :

$$\mathcal{A}(W_L^+ W_L^\perp \rightarrow W_L^+ W_L^\perp) \rightarrow -\frac{G_F M_H^2}{4\sqrt{2}\pi} \quad (1.55)$$

La contrainte d'unitarité impose que $G_F M_H^2$ ne soit pas trop grand, sinon le couplage au Higgs deviendrait trop fort. Formellement, la condition d'unitarité est basée sur le développement en ondes partielles de l'amplitude et impose que $|Re(\mathcal{A})| < 0.5$ [66]. Une limite supérieure sur la masse du Higgs est alors obtenue :

$$M_H < 900 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.56)$$

Cette relation ne signifie pas que la masse du Higgs soit forcément bornée par cette limite. Elle veut dire que si le Higgs est découvert à une masse plus élevée, cette approche perturbative n'est pas valide.

Le même argument a été avancé par Heisenberg pour critiquer le modèle des interactions de contact de Fermi. Dans ce modèle [16], la diffusion élastique d'un e^\pm sur un ν conduit à une section efficace qui diverge avec l'échelle d'énergie s considérée. L'introduction des bosons vecteurs W^\pm implique l'existence d'un facteur de propagation en $(s - m_W^2)^{-1}$, qui rétablit l'unitarité.

Une autre approche [67] consiste à considérer le Higgs infiniment plus massif que l'échelle d'énergie, considérée valable pour ce traitement perturbatif. Dans ce cas, indépendamment de la dynamique des ondes partielles, l'amplitude de diffusion tend vers la limite :

$$\mathcal{A}(W_L^+ W_L^\perp \rightarrow W_L^+ W_L^\perp) \rightarrow -\frac{G_F s}{16\sqrt{2}\pi} \quad (1.57)$$

Avec la même condition d’unitarité que précédemment, l’échelle de la limite de validité du traitement perturbatif $s_{coupure}$ est obtenue :

$$s_{coupure} < 1.8 \text{ TeV} \quad (1.58)$$

Si le boson de Higgs n’existe pas, il doit y avoir un autre type d’interaction rétablissant les conditions d’unitarité. C’est souvent ce qui est sous-entendu dans la phrase : “à 1 TeV une Nouvelle Physique doit apparaître”.

En l’absence d’un champ scalaire fondamental, une “nouvelle interaction forte” intervient, où les bosons Z^0 et W^\pm , sous leurs états de polarisations longitudinal, jouent le même rôle que les pions pour la QCD. Ces interactions sont définies dans le cadre de modèles comme la Technicouleur [68] [69]. Le Higgs peut être également remplacé par un condensat constitué d’une paire de quark top, anti-top [70], similaire aux paires de Cooper de la supraconductivité. La masse requise pour le quark top dans ce modèle est souvent supérieure à $200 \text{ GeV}/c^2$. L’intérêt de ces modèles est de montrer comment le mécanisme de Higgs peut être remplacé par des processus dynamiques.

• Trivialité : limite supérieure sur m_{H^0}

La notion de “trivialité de la théorie” permet de fixer une limite supérieure sur m_{H^0} . Cette limite est définie suivant l’échelle d’énergie à partir de laquelle le Modèle Standard n’est plus considéré comme étant capable de décrire les processus physiques.

La masse du Higgs est directement reliée aux couplages du Higgs avec lui même. Dans les processus de diffusions élastiques entre deux bosons de Higgs, plus la masse du Higgs est élevée et plus les couplages sont grands (voir figure 1.2.b). L’addition des amplitudes associées aux diagrammes d’ordres supérieurs, fait diverger les sections efficaces de ces processus. La limite du domaine non perturbatif peut être franchie. Il faut alors renormaliser la constante de couplage quadratique λ du potentiel de Higgs. L’équation du groupe de renormalisation pour cette constante de couplage s’écrit, au premier ordre [66] [71] :

$$\frac{d\lambda}{\lambda^2} = \frac{3}{2\pi^2} \frac{d\Lambda}{\Lambda} \quad (1.59)$$

où Λ est l’échelle d’énergie de renormalisation, λ est une fonction croissante de l’énergie (sa dérivée est positive). Cette constante de couplage diverge quand l’énergie devient très grande (pôle de Landau) ^{||}.

L’état fondamental du potentiel fixe l’ordre de grandeur de référence, Λ_0 . Pour cette origine, $\Lambda_0 = v$, la relation qui fixe la valeur de la masse du boson de Higgs, s’écrit :

$$m_{H^0}^2 = 2\lambda(v)v^2 \quad (1.60)$$

^{||} λ a un comportement symétrique de celui de α_s , la constante de couplage de la QCD, qui diverge quand l’échelle d’énergie devient petite.

La résolution de l'équation 1.59 est alors immédiate. Il suffit d'intégrer entre l'origine v et Λ_{NP} , la limite de validité du modèle standard, au delà de laquelle intervient la nouvelle physique.

$$\frac{1}{\lambda(v)} = \frac{1}{\lambda(\Lambda_{NP})} + \frac{3}{2\pi^2} \ln\left(\frac{\Lambda_{NP}}{v}\right) \quad (1.61)$$

Cette limite, permet d'éviter que le couplage λ ne devienne trop grand. Car si $\Lambda_{NP} \rightarrow \infty$, la théorie ne peut être définie que si $\lambda(v) = 0$, la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est plus possible, le couplage quadrilinéaire est nul, la théorie devient triviale. La conséquence est que toute théorie en ϕ^4 suppose l'existence d'une nouvelle physique.

L'échelle de la nouvelle physique est au plus la masse de Planck (10^{19} GeV/c²). A partir de cette échelle les effets liés à la gravitation doivent être obligatoirement quantifiés.

Par définition du potentiel de Higgs, λ est positif. Cette remarque permet de définir une contrainte sur ce paramètre effectif à partir de l'équation 1.61 ($\Lambda_{NP} > 0$) et sur la masse du boson de Higgs, définie dans l'équation 1.60 :

$$\lambda(v) < \frac{2\pi^2}{3} \left(\ln\left(\frac{\Lambda_{NP}}{v}\right) \right)^{\pm 1} \Rightarrow m_{H^\circ}^{max} = \frac{2\pi v}{\sqrt{3}} \left(\ln\left(\frac{\Lambda_{NP}}{v}\right) \right)^{\pm \frac{1}{2}} \quad (1.62)$$

Si le modèle standard est une bonne représentation de la réalité jusqu'à des échelles $\Lambda_{NP} = 10^3, 10^{15}$ et 10^{19} GeV, le boson de Higgs est limité à des valeurs de masses respectivement inférieures à 755, 165 et 145 GeV/c².

La principale objection contre la démonstration précédente, est qu'elle est basée sur un développement perturbatif à une boucle jugé valide même au voisinage du pôle de Landau. Pourtant, une autre approche, par le biais de calculs non perturbatifs sur réseaux [66], donne également une limite supérieure sur la masse du Higgs entre 600 et 800 GeV/c².

• Stabilité du potentiel de Higgs : limite inférieure sur m_{H°

Aux ordres supérieurs du groupe de renormalisation [71] [72], le calcul des éléments de matrice de diffusion d'un boson de Higgs sur un autre Higgs doit également inclure des graphes faisant intervenir le quark top et les bosons vecteurs Z° et W^\pm . En effet, les couplages de ces particules au Higgs sont importants à cause de leurs masses. L'équation 1.59 s'écrit alors :

$$\Lambda \frac{d\lambda}{d\Lambda} = \frac{3}{2\pi^2} \left[\lambda^2 + \frac{\lambda}{v^2} \left(m_t^2 - m_W^2 - \frac{m_Z^2}{2} \right) - \frac{1}{v^4} \left(m_t^4 - \frac{m_W^4}{2} - \frac{m_Z^4}{4} \right) \right] \quad (1.63)$$

Dans cette équation, le terme de droite est un polynôme du second degré. Il est facile de montrer qu'il s'annule pour deux valeurs de λ , de signes opposés, λ_+ et λ_- . L'équation précédente se réécrit sous la forme :

$$\Lambda \frac{d\lambda}{d\Lambda} = \frac{3}{2\pi^2} (\lambda - \lambda_-)(\lambda - \lambda_+) \quad \text{avec :} \\ \lambda_\pm = \frac{1}{2v^2} \left(m_W^2 + \frac{m_Z^2}{2} - m_t^2 \pm \sqrt{(m_t^2 - m_W^2 - \frac{m_Z^2}{2})^2 + 4(m_t^4 - \frac{m_W^4}{2} - \frac{m_Z^4}{4})} \right) \quad (1.64)$$

La résolution de cette équation fixe une limite inférieure sur la valeur de m_{H^0} . L'apparition de cette contrainte est liée à la condition dite de "stabilité du potentiel" de Higgs.

Il faut que le couplage λ soit positif pour que l'état fondamental du potentiel de Higgs soit à la fois non nul, inférieur à la valeur du potentiel à la coordonnée nulle ($V(v) < V(0)$) et stable (une valeur négative de λ renvoie à l'infini la valeur du minimum stable). L'évolution de λ vers la racine négative λ_{\perp} est donc par définition inacceptable. Si $\lambda(v) < \lambda_+$, la dérivée est négative, ce qui est également inacceptable. Ainsi, λ doit toujours être supérieur à λ_+ .

Quand l'énergie augmente, la relation qui définit la masse du Higgs à partir de $\lambda(v)$ permet d'écrire la relation d'inégalité :

$$m_{H^0}^2 > m_W^2 + \frac{m_Z^2}{2} - m_t^2 + \sqrt{(m_t^2 - m_W^2 - \frac{m_Z^2}{2})^2 + 4(m_t^4 - 2m_W^4 - m_Z^4)} \quad (1.65)$$

Cette limite prévoit que $m_{H^0} > 200 \text{ GeV}/c^2$ si $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$.

Une revue détaillée sur l'établissement d'une limite inférieure, qui tient également compte d'autres effets, est présentée dans la référence [72]. L'expression complète de cette contrainte dépend faiblement de l'échelle de coupure, Λ_{NP} . En effet, si λ change de signe pour une énergie, qui est plus élevée que Λ_{NP} , cette contrainte est sans intérêt (le modèle n'est déjà plus valable).

La combinaison des limites de trivialité et de stabilité, en fonction de différentes limites de validité de la théorie, est donnée sur la figure 1.11, pour des calculs plus détaillés que ceux qui sont présentés ici [71].

Des calculs incluant les corrections engendrées par des diagrammes à deux boucles, et faisant évoluer également toutes les constantes de couplage qui interviennent, montrent que pour une limite d'échelle de validité égale à la masse de Planck [73] :

$$m_{H^0} > 135 + 2.1(m_{top} - 174) - 4.5 \left(\frac{\alpha_s(m_Z^2) - 0.118}{0.006} \right) \quad (1.66)$$

Avec la valeur mesurée de m_{top} ($175 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$) [24], et celle obtenue pour $\alpha_s(m_Z^2)$ ($0.121 \pm .004$ [50]), cette méthode prédit une limite inférieure sur m_{H^0} de $135 \pm 13 \text{ GeV}/c^2$. Le calcul correspondant à $\Lambda_{NP} = 1 \text{ TeV}$, abaisse cette contrainte à une valeur de $72 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$ [73]. Ces résultats sont en accord avec une étude plus récente [74].

Afin de conclure sur ces différentes limites, il convient de remarquer que le spectre de la théorie est peut être bien plus riche en bosons de Higgs. S'il existe plus d'un doublet de Higgs, les limites précédentes ne permettent alors que d'accéder à un effet moyen. Dans ce cas, les masses des différents bosons de Higgs peuvent très bien franchir ces limites.

1.6 Recherches du boson de Higgs jusqu'au LHC

LEP II [33] et le TeVatron [59] à partir de 1999, permettront la recherche du Higgs jusqu'à des masses de l'ordre de $95 \text{ GeV}/c^2$. La zone de masse entre 85 et $105 \text{ GeV}/c^2$ est une

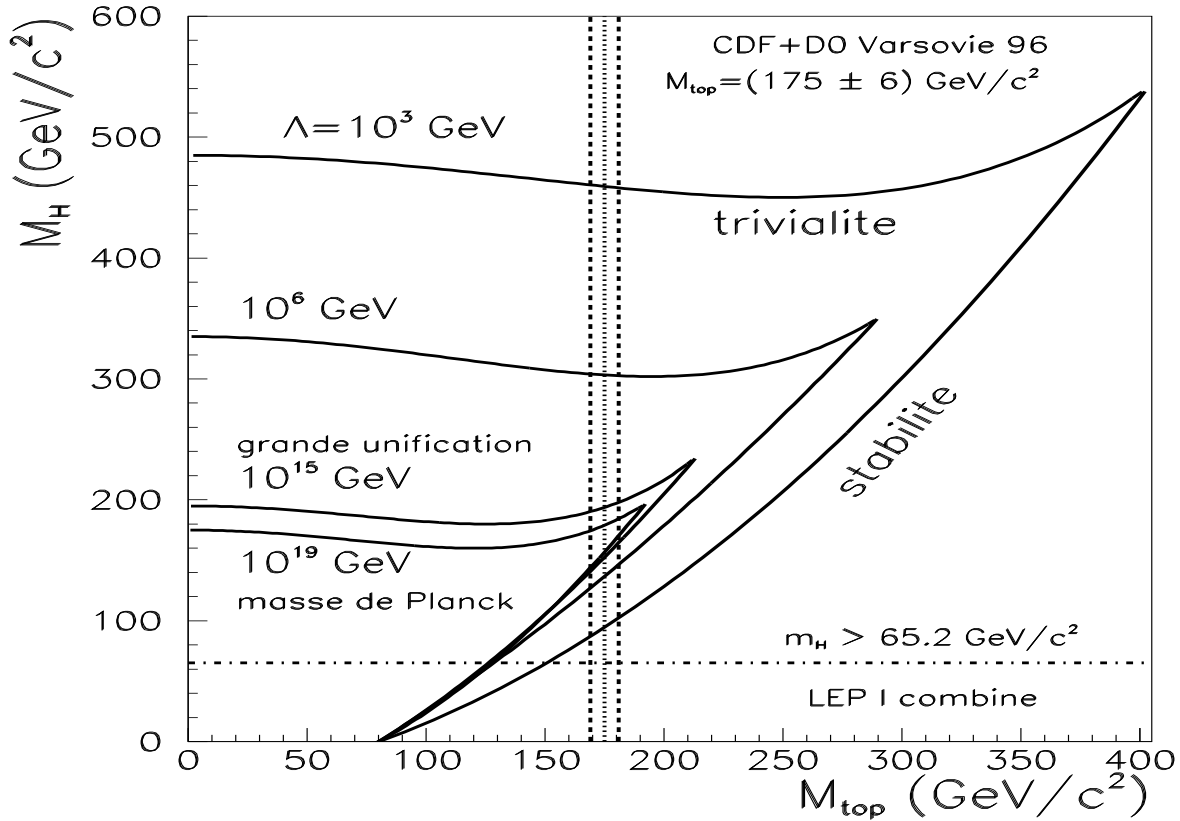


Figure 1.11: Domaines permis pour la masse du boson de Higgs en fonction de la masse du quark top, pour différentes limites de validité du modèle standard. La mesure $m_{top} = 175 \pm 6 \text{ GeV}/c^2$, issue du TeVatron, est indiquée [24]. La limite inférieure sur la masse du Higgs standard, issue d'une combinaison des recherches directes par les expériences LEP, est également présentée [46].

région difficile pour la recherche du Higgs. Dans cette région, il est souhaitable d'avoir un bon recouvrement entre les potentiels de découverte de ces 2 machines et du LHC.

1.6.1 Les recherches à LEP II

- Le Higgs Standard

Le processus dominant la production du Higgs à LEP II est le mécanisme de Björken. Contrairement au cas de LEP I, le Z qui est produit avec le Higgs est pratiquement sur couche de masse. Cela offre une contrainte forte contre le bruit de fond.

La recherche du Higgs dans ce mode est plus limitée par le manque d'énergie délivrée par la machine, \sqrt{s} , que par le manque de luminosité. La limite cinématique pour produire le Higgs par ce processus est à peine plus élevée que $\sqrt{s} - m_Z$ (largeur du Z^0). La section

efficace devient très petite lorsque le Z associé au Higgs a tendance à être virtuel.

Loin de la limite cinématique, le Higgs peut être recherché sans trop de difficultés, la section efficace a alors une valeur proche de 0.5 pb (cette valeur correspond à la section efficace de production d'un Higgs de 85 GeV/c², pour une énergie dans le centre de masse de 192 GeV). Cette limite est définie de manière empirique, par la relation :

$$\sqrt{s} > m_Z + m_H + 10 \text{ GeV} \quad (1.67)$$

De 1996 à 1998, l'énergie du LEP va passer progressivement de 175 GeV à 192 GeV. De 1998 à fin 1999, l'essentiel de la statistique correspondant à quelques centaines de pb⁻¹ par expérience, sera collectée. La luminosité instantanée de la machine devrait être de l'ordre de 10³² cm⁻².s⁻¹.

\sqrt{s} (GeV)	$\mathcal{L}^{\text{min}}/\text{exp.}$ (pb ⁻¹)	découverte m_{H^0} (GeV/c ²)	exclusion m_{H^0} (GeV/c ²)
175	100	80	83
192	150	95	98
205	250	108	112

Tableau 1.6: *Limites ou découvertes possibles du Higgs standard à LEP II. Les valeurs maximales des masses sont données pour des limites d'exclusion à 95 % de degrés de confiance, la capacité de pouvoir observer une déviation due au signal par rapport au bruit de fond attendu, par plus de 5 écarts types, est considérée comme une possible découverte.*

Tout comme à LEP I, les désintégrations du Higgs sont complètement saturées par les modes $b\bar{b}$, $c\bar{c}$, $g\bar{g}$ et $\tau^+\tau^-$. Le bruit de fond est totalement dominé par les processus à quatre fermions dans l'état final. Pourtant, le rapport signal sur bruit est 10³ fois plus favorable qu'à LEP I (10⁻⁶ → 10⁻³). Bien que les topologies de bruits de fond attendus soient plus variées, près de 90 % des modes possibles dans l'état final H⁰Z⁰, ont été étudiés et seront exploités. La possibilité d'étiqueter des jets de hadrons beaux de façon très efficace, avec les nouveaux détecteurs de vertex à grande couverture d'angle solide (~ 80 %), permettra d'avoir les meilleures possibilités de détections dans les modes $HZ \rightarrow b\bar{b}$, $q\bar{q}$ ou $\nu\bar{\nu}$.

Dans la table 1.6, les limites attendues pour une combinaison des résultats des 4 expériences sont présentées en fonction de l'énergie de la machine et de la valeur minimale de luminosité intégrée nécessaire pour chacune des expériences. La limite absolue d'une possible découverte du Higgs à LEP II est 95 GeV/c². Les valeurs proposées, dans le cas de la configuration à 205 GeV/c², nécessitent d'intégrer une luminosité égale à 250 pb⁻¹ par expérience.

• Les Higgs du MSSM

Les processus dominant la production des Higgs du MSSM à LEP II sont :

$$\begin{aligned}
\text{Björken :} & & e^+e^\perp & \rightarrow Z^\circ h^\circ, H^\circ \\
\text{productions associées :} & & e^+e^\perp & \rightarrow A^\circ h^\circ \\
& & e^+e^\perp & \rightarrow H^+H^\perp
\end{aligned}
\tag{1.68}$$

Les analyses des modes $h^\circ Z^\circ$, $H^\circ Z^\circ$ et $h^\circ A^\circ$ sont le prolongement logique des recherches à LEP I. La plupart des signatures considérées dans ces processus, sont encore les processus standards, principalement les désintégrations à 4 jets de hadrons provenant de quarks beaux, avec éventuellement 2 jets provenant de leptons τ . Les signatures possibles concernant les désintégrations des Higgs en neutralinos légers, ont également été étudiées, elles peuvent être importantes pour de petites valeurs de $\tan(\beta)$.

\sqrt{s} (GeV)	$\mathcal{L}^{\text{min/exp.}}$ ($\text{pb}^{\perp 1}$)	découverte h° (GeV/ c^2)	exclusion h° (GeV/ c^2)	découverte A° (GeV/ c^2)	exclusion A° (GeV/ c^2)
175	150	77 (80)	83 (84)	77 (75)	83 (82)
192	150	82 (95)	88 (98)	82 (78)	88 (87)
205	300	88 (108)	95 (113)	88 (80)	95 (93)

Tableau 1.7: *Limites ou découvertes possibles du h° et du A° du MSSM à LEP II. La valeur entre parenthèses correspond à $\tan(\beta) = 2$, l'autre à $\tan(\beta) = 30$.*

Les différentes valeurs de masse qu'il est possible d'atteindre, dépendent des paramètres du MSSM, en plus de la luminosité et de l'énergie délivrée par la machine. Dans le table 1.7, les valeurs maximales sur les masses du h° et du A° , qui pourront être explorées à LEP II, sont présentées. Dans le plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$, les régions $m_{A^\circ} < 80$ GeV/ c^2 et $\tan(\beta) < 3$ seront complètement couvertes.

Les paramètres du MSSM retenus pour déterminer ces valeurs ne correspondent pas à des configurations extrêmes. Ils ne sont ni trop favorables à LEP II, ni trop favorables au LHC, qui est son complément naturel. Les valeurs sont obtenues en combinant toutes les analyses, pour une masse du top de 175 GeV/ c^2 , des masses pour les particules supersymétriques de 1 TeV/ c^2 , des paramètres de mélange $A_t = 1$ TeV/ $c^2 = -\mu$ et deux valeurs extrêmes de $\tan(\beta)$. Les valeurs de masses qui pourront être explorées sont plus faibles que dans le cas du Modèle Standard.

La possibilité de découvrir les H^\pm dans les modes cs et $\tau^+\tau^\perp$ a été examinée. Le bruit de fond des paires de W^\pm est quasiment irréductible. Il ne permet pas de rechercher des H^\pm au-delà de 70 GeV/ c^2 , même pour une très grande valeur de luminosité intégrée égale à 500 $\text{pb}^{\perp 1}$.

En cas de découverte d'un Higgs neutre, il faudra également découvrir une particule SUSY ou d'un autre Higgs pour valider la Supersymétrie. En effet, dans le domaine accessible à LEP II, les sections efficaces standards et supersymétriques de production du h° sont trop peu différentes pour permettre de lever l'ambiguïté.

1.6.2 Les recherches au TeVatron

Le projet de perfectionnement du TeVatron, prévoit une luminosité intégrée de l'ordre de 10 fb^{-1} vers 2005 [59]. Cette luminosité, à une énergie totale de 2 TeV, permettra la recherche du Higgs jusqu'à plus de $100 \text{ GeV}/c^2$.

La recherche en production directe $p\bar{p} \rightarrow H^\circ + X \rightarrow b\bar{b} + X$ est rendue impossible par le bruit de fond très élevé de paires de jets. Il a été suggéré d'étudier la production associée à un boson de jauge :

$$q\bar{q} \rightarrow H^\circ W^\pm (Z^\circ) \rightarrow b\bar{b} + \text{lepton} + X \quad (1.69)$$

Les leptons associés à la désintégration des bosons de jauge sont émis avec une grande impulsion transverse (P_T). Ils sont utilisés dans le déclenchement des expériences.

Le mode de désintégration $b\bar{b}$ est dominant dans ce domaine de masse ($\simeq 85 \%$). La section efficace de production associée, compte tenu des rapports de branchements, est de l'ordre de $50 - 100 \text{ pb}$.

Le bruit de fond est dominé par les états $W^\pm + 2 \text{ jets}$, supérieurs au signal par 3 ordres de grandeurs. Les désintégrations des paires de quarks $t\bar{t}$ ne sont pas négligeables [75].

$m_H \text{ (GeV}/c^2)$	80	100	120
$\mathcal{L}^{min} \text{ (fb}^{-1})$	5	10	25

Tableau 1.8: *Découvertes possibles du H° au TeVatron en fonction de la luminosité intégrée (les valeurs sont données pour des effets de plus de 5 écarts types).*

La table 1.8 donne les luminosités nécessaires pour la découverte du Higgs jusqu'à $120 \text{ GeV}/c^2$. La dernière colonne correspond à un projet ambitieux de porter la luminosité instantanée à $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, après 2005. Une efficacité de 50 % d'étiquetage des jets de quarks beaux, ainsi qu'un facteur de réjection de 100 contre les autres jets sont pris en compte. La résolution sur la masse des di-jets est :

$$\frac{\Delta m_{jj}}{m_{jj}} = 0.8 \sqrt{m_{jj}} \oplus 0.03 \quad (1.70)$$

De nombreuses années ($> 10 \text{ ans}$) à $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ sont nécessaires pour atteindre la valeur de $120 \text{ GeV}/c^2$. Même dans le cas le plus optimiste, une luminosité instantanée de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ne devrait pas être obtenue avant 2006. Aussi, il semblerait qu'une découverte du Higgs au-delà de $100 \text{ GeV}/c^2$, au TeVatron, soit difficilement envisageable avant les années 2007-2010.

Le cas des Higgs du MSSM n'a pas été étudié. Néanmoins, les couplages du h° aux quarks beaux peuvent être renforcés pour de grandes valeurs de $\tan(\beta)$ et des petites

valeurs de m_{A^0} [39]. Dans le même temps, pour ces petites valeurs de m_{A^0} , les couplages du h^0 aux W^\pm et Z^0 sont atténués. Ainsi, si $\tan(\beta)$ est suffisamment grand et que m_{A^0} est de l'ordre de 100-200 GeV/c², une recherche au TeVatron permettra de contribuer au bon recouvrement des potentiels de LEP II et du LHC pour explorer le plan (m_{A^0} , $\tan(\beta)$).

1.7 Propriétés du boson de Higgs au LHC

Le LHC est un collisionneur de protons qui fonctionnera à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse des réactions. Les possibilités de rechercher le Higgs au LHC ont été décrites dans la référence [76]. Les expériences ATLAS [77] et CMS [78] ont évalué leurs potentiels pour les différents canaux accessibles.

1.7.1 Le Higgs standard

1.7.1.1 Phénoménologie

Mécanismes de production du Higgs

Contrairement au cas des machines $p\bar{p}$ ($Sp\bar{p}S$ et TeVatron) où la nature quark ou antiquark de valence des protons et des anti-protons joue un rôle important dans la production des processus intéressants (W^\pm , Z^0 , top, etc ...), la production du Higgs dans une machine proton-proton fait intervenir les gluons et les quarks de la mer.

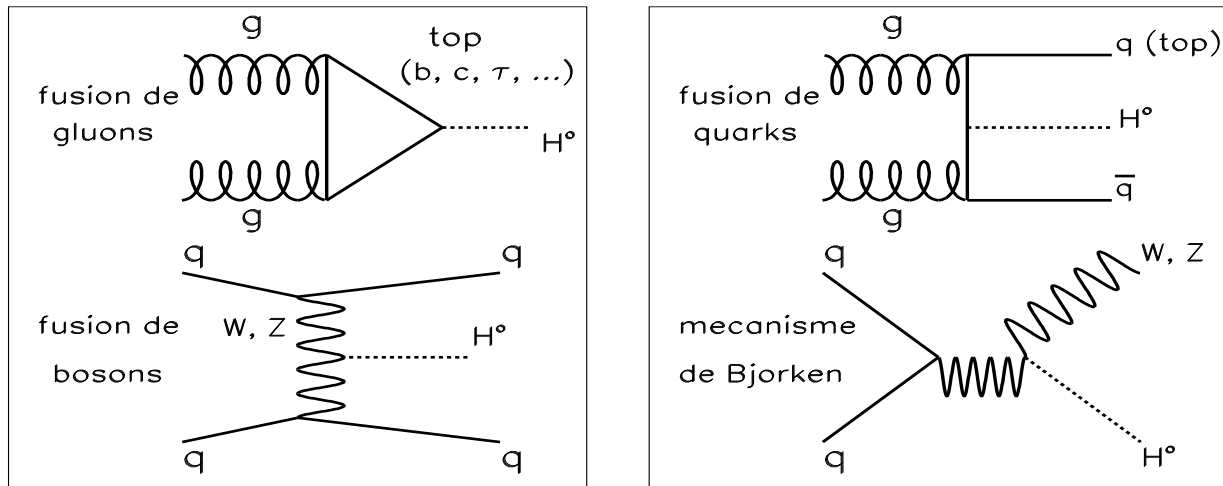


Figure 1.12: *Principaux processus de production du Higgs au LHC.*

Sur la figure 1.12 sont représentés les diagrammes associés aux principaux modes de production du Higgs. Le mode dominant est la fusion de 2 gluons par l'intermédiaire, principalement, d'une boucle de quark top.

Le LHC produira une quantité abondante de paires de gluons, avec des masses invariantes élevées [66]: ce sera une usine à gluons. La section efficace attendue pour des paires de gluons représentant une masse invariante de $100 \text{ GeV}/c^2$, et donc capables de produire des Higgs de cette masse, est de l'ordre de 10^5 nb . La section efficace est encore de l'ordre de 1 nb à $1 \text{ TeV}/c^{2**}$.

Le détail des différentes contributions de ces processus, importants pour la production et la recherche du Higgs au LHC, est présenté en fonction de sa masse sur la figure 1.13. Pour le processus de production par fusion de gluons, la remontée dans la section efficace correspond à une valeur de masse égale à $2 m_{top}$ (quarks top sur couche de masse).

Les processus de production du Higgs par fusion de bosons W^\pm et Z^0 deviennent aussi importants que la fusion gg , pour des masses proches de $1 \text{ TeV}/c^2$.

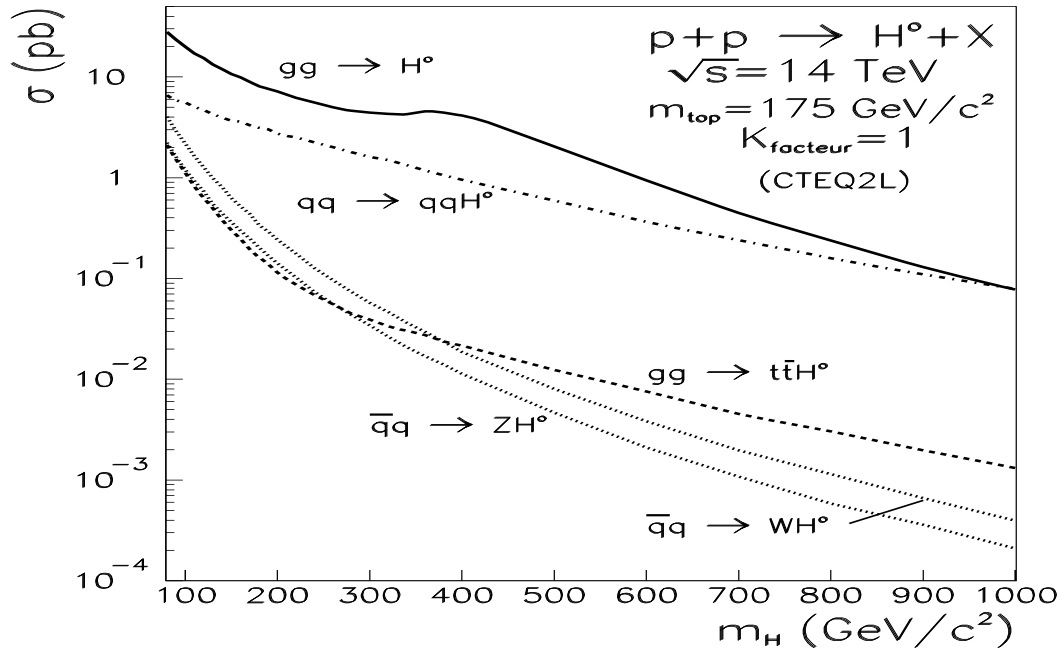


Figure 1.13: *Section efficace des contributions à la production du Higgs au LHC en fonction de sa masse (à l'ordre des arbres).*

Les valeurs correspondant aux courbes de la figure 1.13 ont été calculées en utilisant le programme PYTHIA 5.7 [79] et son choix de paramètres par défaut des fonctions de structure du proton, CTEQ2L. Cette courbe est une réactualisation de la référence [80], les mêmes procédures de calculs ont été adoptées. Une masse de $175 \text{ GeV}/c^2$ pour le quark top a été considérée. Dans cette référence, il est montré que le choix de paramètres CTEQ2L donne des résultats en accord à $\pm 5 \%$ près avec les fonctions de densité de protons CTEQ2MS, CTEQ2M et MRSD-1', issues des groupes CTEQ et MRSD [81]. Ces fonctions de structures reproduisent correctement les données de HERA et du Tevatron.

Avec une valeur de luminosité intégrée de 10^2 fb^{-1} , le nombre de Higgs standards

**Les valeurs correspondantes au Tevatron sont respectivement $\simeq 500 \text{ nb}$ et $< 10^{-6} \text{ nb}$.

produits au LHC est respectivement de l'ordre de 2.10^6 , 10^6 et 10^5 pour des masses de 100, 200 et 600 GeV/c^2 .

Modes de désintégration du Higgs

Le domaine de recherche du Higgs au LHC est très étendu, de 90 GeV/c^2 jusqu'à 1 TeV/c^2 . La phénoménologie de ses désintégrations est plus riche que sur les autres accélérateurs de plus basse énergie. Les rapports d'embranchement du Higgs en fonction de sa masse, sont présentés sur la figure 1.14 [82]. Les corrections radiatives engendrées par la QCD et les ordres dominants électrofaibles sont incluses.

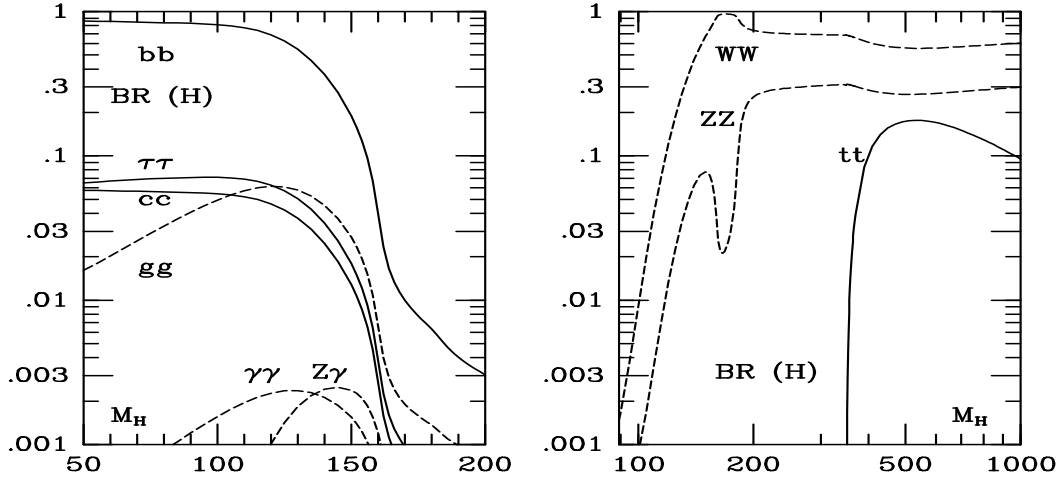


Figure 1.14: *Rapports d'embranchements du Higgs dans ses principaux modes de désintégration en fonction de sa masse en GeV/c^2 ($m_{top} = 174 \text{ GeV}/c^2$).*

La plupart des diagrammes représentant les processus de désintégration du Higgs, ou leurs équivalents, ont été présentés sur les figures 1.2, 1.7 et 1.12. A ces diagrammes s'ajoutent les diagrammes de désintégration en deux photons, tracés sur la figure 1.15.

Trois régions peuvent être définies en fonction de m_{H^0} :

- si $m_{H^0} < m_{W^\pm}$ les désintégrations en fermions sont dominantes, et la désintégration en paire $b\bar{b}$, plus particulièrement. La recherche du Higgs dans cette zone sera couverte par LEP II.
- si $m_{H^0} > 2 m_{Z^0}$, les désintégrations en bosons WW et ZZ sont dominantes. Il s'agit de la zone des Higgs "lourds". Le mode de désintégration le plus favorable expérimentalement est : $Z^0 Z^0 \rightarrow 4 \text{ leptons}$. D'après la figure 1.14, la désintégration en paires $t\bar{t}$ est du même ordre de grandeur que celle en $Z^0 Z^0$ (au dessus de $2m_{top}$). Toutefois, la production directe de paires $t\bar{t}$ a une section efficace 1000 fois supérieure, il paraît donc impossible d'utiliser ce mode à LHC.

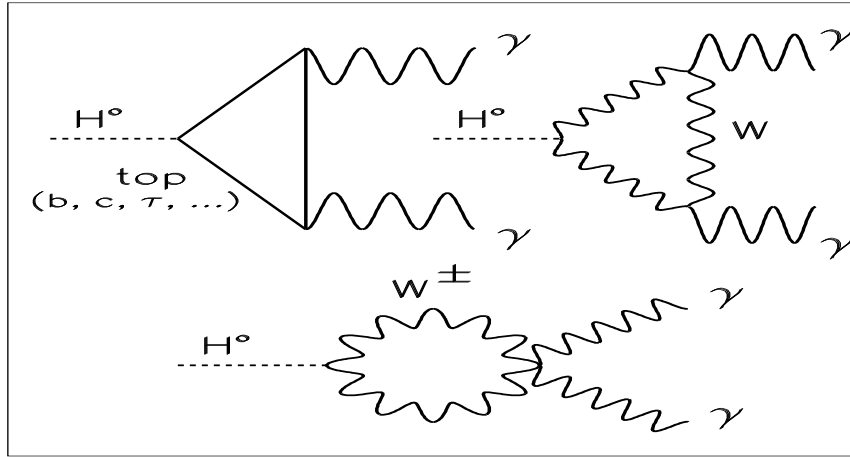


Figure 1.15: *Processus de désintégration du Higgs en deux photons à l'ordre des arbres.*

- si $m_{W^\pm} < m_{H^0} < 2 m_{Z^0}$, le Higgs appartient à la région des masses intermédiaires. Cette zone de masses est importante pour le recouvrement LEP-LHC, elle est favorisée par la théorie et les mesures de précision électrofaibles.

Modes de désintégration des Higgs de masses intermédiaires

Les modes de production directe en paires $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$, $c\bar{c}$ et gg , dominent la désintégration du Higgs. Toutefois, ils sont très difficilement exploitables à LHC :

- La section efficace du processus $pp \rightarrow H^0 \rightarrow b\bar{b}$ est d'environ 30 pb. Néanmoins, la section efficace de production directe de paires de jets issus de quarks beaux est de l'ordre de $100 \mu\text{b}$, avec des incertitudes grandes. Le taux des paires de jets inclusifs est de l'ordre du mb. La recherche du mode exclusif de 2 jets issus de quarks beaux n'est pas réalisable, le déclenchement des expériences est impossible et l'étiquetage des jets de quarks beaux est irréalisable à ce niveau d'identification.

Le canal $b\bar{b}$ ne peut être étudié que dans les modes de production associées $W^\pm H^0$ et $t\bar{t}H^0$, où les désintégrations semi-leptoniques du (ou des) partenaire(s) du Higgs offrent un électron ou un muon énergétique pour déclencher l'expérience. Le mode $Z^0 H^0$ a d'une section efficace environ 6 fois plus faible que le mode $W^\pm H^0$, mais il y a dans ce cas un neutrino.

- Les modes $c\bar{c}$ et gg , plus de 100 fois moins fréquents que le mode de production directe $b\bar{b}$, sont encore plus difficiles à extraire.
- Le canal $\tau^+\tau^-$, souffre fortement du bruit de fond des jets et du bruit de paires de τ produites dans les désintégrations du Z^0 et des paires $t\bar{t}$. Dans l'état final, la présence de neutrinos limite la résolution sur la masse invariante du Higgs à reconstruire, ce mode n'est donc pas retenu.

D'autres canaux font intervenir des bosons vecteurs :

- le canal avec un Z^0 accompagné d'un γ ne peut pas être utilisé, faute d'une section efficace suffisante. En effet, seuls les canaux de désintégration du Z^0 en électrons et muons sont exploitables.

- le mode W^+W^\pm n'est pas totalement négligeable, mais puisque seuls les états finaux leptoniques sont utilisables, la présence de neutrinos dans l'état final contraint mal la cinématique du signal observable. La masse ne peut pas être déterminée avec précision. Toutefois, une étude récente semble réhabiliter ce canal [83]. En employant des coupures cinématiques sur la paire des leptons produits, un effet significatif à plus de 5 écarts types est prévu pour la zone de masse entre 155 et 180 GeV/c^2 , avec une très faible valeur de luminosité intégrée, de 5 fb^{-1} . Cette étude préliminaire demande une confirmation.

Les canaux réellement exploitables, pour une recherche du Higgs dans le domaine des masses intermédiaires, font intervenir des modes de désintégration rares qui offrent des signatures visibles à LHC :

$H^0 \rightarrow b\bar{b}$ (production associée)	$m_{H^0} < 100 \text{ GeV}/c^2$
$H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$80 < m_{H^0} < 150 \text{ GeV}/c^2$
$H^0 \rightarrow Z^0 Z^* \rightarrow 4 \text{ leptons}$	$m_{H^0} > 130 \text{ GeV}/c^2$

Il faut noter que le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ permet de couvrir la plus grande partie du domaine.

Largeur du Higgs

La variation de la largeur naturelle du Higgs en fonction de sa masse est présentée sur la figure 1.16 [82].

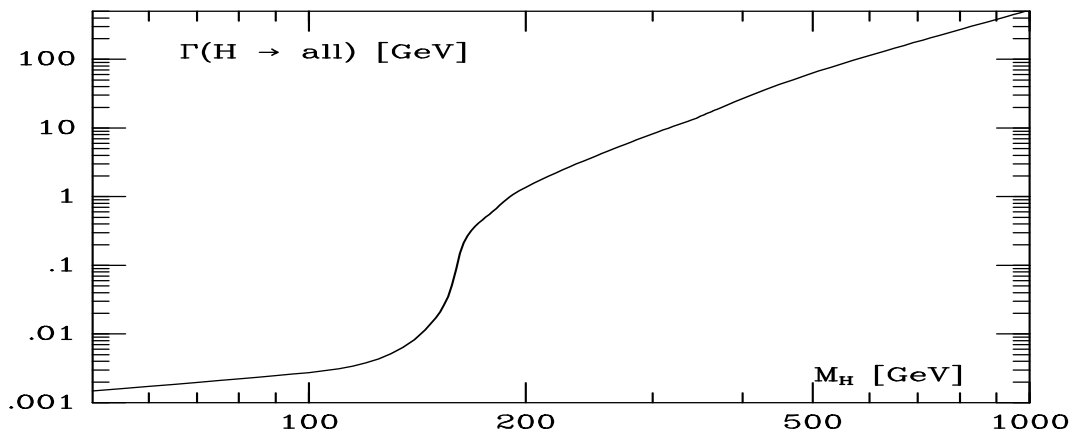


Figure 1.16: Evolution de la largeur naturelle du Higgs standard en fonction de sa masse. Les unités sont en GeV/c^2 ($m_{top} = 174 \text{ GeV}/c^2$). Les corrections radiatives de la QCD et de la théorie électrofaible sont incluses.

Au-delà de $150 \text{ GeV}/c^2$, les désintégrations en bosons sont dominantes par rapport aux désintégrations en fermions. Pour des masses supérieures à $200 \text{ GeV}/c^2$, il est possible de définir une relation empirique pour paramétrer la largeur du Higgs :

$$\Gamma_{H^0}^{tot} \simeq 0.5 \text{ TeV}/c^2 \times \left(\frac{m_{H^0}}{1 \text{ TeV}/c^2} \right)^3 \quad (1.71)$$

Cette équation est satisfaisante pour les hautes masses. La largeur croît continûment avec la masse. Les interactions fortes du Higgs avec les W^\pm et Z^0 font diverger cette largeur [66]. A $1 \text{ TeV}/c^2$, la largeur du Higgs est équivalente à sa masse. Cela n'a alors plus guère de sens de parler d'une résonance pour le Higgs ^{††}.

Dans le domaine des Higgs de masses intermédiaires, la largeur du Higgs est très faible, de l'ordre de quelques MeV/c^2 pour $100 \text{ GeV}/c^2$. La résolution expérimentale des détecteurs joue un rôle capital dans le potentiel de découverte du Higgs à ces masses.

1.7.1.2 Corrections d'ordres supérieurs et facteurs K

Le calcul des sections efficaces de production et des rapports d'embranchements du Higgs au LHC est sensible aux corrections radiatives engendrées par les effets de la QCD, et dans une moindre mesure par ceux de la théorie électrofaible.

Production :

Le calcul mené aux ordres supérieurs de la QCD (NLO), incluant toutes les corrections d'émission de gluons virtuels et réels, a montré que le processus de production du Higgs par fusion de gluons est sous-estimé, à l'ordre de Born, par un facteur 1.5-1.7 [82]. La figure 1.17 donne un exemple de 2 diagrammes intervenant dans le calcul des corrections.

La valeur du rapport des sections efficaces aux ordres supérieurs sur celles des ordres de Born, définit le facteur K.

Le facteur K est très stable en fonction de la masse du Higgs et des différentes échelles de renormalisation considérées pour effectuer les calculs. Les effets du choix de différents paramètres pour les fonctions de structures du proton, engendrent des dispersions de $\simeq \pm 5 \%$. Les effets relatifs d'éventuelles corrections à des ordres encore supérieurs (NNLO) sont estimés comme étant inférieurs à 15 %.

Le processus de production associé du Higgs avec un W^\pm , par le mécanisme de Björken et celui par fusion de bosons vecteurs sont sous-estimés par près de 10 % ($K=1.1$) [84]. Les ordres supérieurs des processus de fusion de quarks ne sont pas encore calculés.

Rapports d'embranchement :

Les incertitudes sur les rapports d'embranchement du Higgs sont dominées par les corrections QCD dans ses désintégrations hadroniques. Une importante activité théorique

^{††} C'est une limite phénoménologique pour la masse du Higgs.

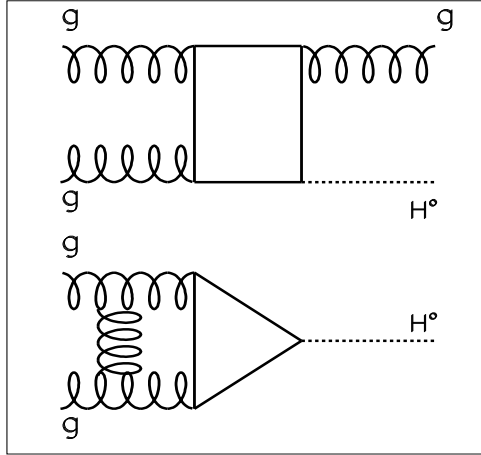


Figure 1.17: *Exemples de diagrammes de corrections à la production du Higgs par fusion gg .*

a eu lieu récemment pour évaluer ces corrections aux ordres supérieurs, l'étude des désintégrations hadroniques du Z^0 à LEP a permis d'améliorer les calculs [85].

Dans le cas des modes $b\bar{b}$, $c\bar{c}$, gg [82], l'effet relatif des corrections est compris entre 50 et 70 %. Dans le cas du canal $\tau^+\tau^-$, les effets sont un peu plus faibles. Les corrections pour les désintégrations en WW et ZZ (ZZ^*), sont purement électrofaibles. Elles sont petites et assez bien connues.

La réévaluation des branchements dans les modes dominants permet de calculer avec plus de précision les taux de désintégration du Higgs dans les modes rares comme ZZ^* et surtout $\gamma\gamma$ [80]. Ces corrections sont effectuées dans le cadre du groupe de renormalisation.

Le mode de désintégration rare du Higgs en une paire de photon est peu sensible aux corrections QCD. Leurs effets sont de l'ordre de 1 ou 2 % [82]. Le détail du calcul de la largeur partielle du Higgs en 2 photons permet de comprendre pourquoi ces effets sont étonnement petit.

Largeur partielle du $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$:

Sur la figure 1.15, sont représentés les diagrammes permettant de calculer la désintégration $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ à l'ordre des arbres. Le résultat des calculs est [86] [23] :

$$\Gamma(H^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha_{QED}^2 m_H^3}{128 \sqrt{2} \pi^3} \left| \sum_f N_c Q_f^2 \mathcal{A}_f(\tau_f) + \mathcal{A}_W(\tau_W) \right|^2 \quad (1.72)$$

où N_c représente le nombre de couleurs QCD associées aux fermions dans la boucle et Q_f , leur charge électrique. Les variables d'échelles sont définies par : $\tau_{f,W} = m_H^2 / (4 m_{f,W}^2)$. Les valeurs des amplitudes complexes $\mathcal{A}_{f,W}$ sont présentées sur la figure 1.18. Il faut remarquer que $|\mathcal{A}_f|$ décroît linéairement vers 0 lorsque $\tau_f \rightarrow \infty$.

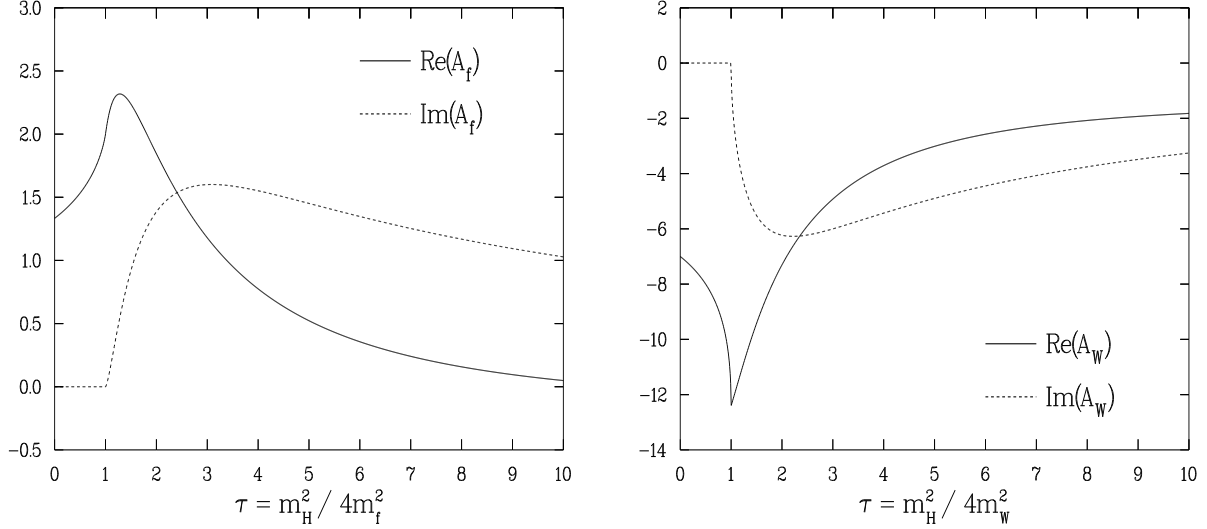


Figure 1.18: Amplitudes complexes $\mathcal{A}_{f,W}$ servant à calculer $\Gamma(H^\circ \rightarrow \gamma\gamma)$.

La figure 1.18 nous montre que si $m_{H^\circ} = 100 \text{ GeV}/c^2$, alors $\tau_W \simeq 0.4$ et $\tau_{top} \simeq 0.1$. L'amplitude associée au diagramme avec une boucle de W^\pm est égale à -8 , celle du top vaut 1.8 ($N_c Q_f^2 |\mathcal{A}_f| \simeq 1.8$). Les 2 amplitudes interfèrent de manière destructrice, toutefois, le processus lié aux W^\pm est bien plus important (8 contre 1.8).

Les effets associés aux autres fermions sont négligeables devant ceux du top. En effet, pour $m_{H^\circ} = 100 \text{ GeV}/c^2$, le diagramme faisant intervenir le quark beau correspond à une amplitude inférieure à 0.1 ($\tau_b \simeq 100$). Dans le cas des autres fermions, moins massifs, les valeurs sont encore plus petites.

L'amplitude totale de désintégration du Higgs en 2 photons est dominée par les diagrammes faisant intervenir les W^\pm . Les corrections radiatives de la QCD sur la désintégration $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$, ne peuvent avoir lieu que par l'intermédiaire de corrections de gluons virtuels sur les boucles de quarks top. Au total, leurs effets sont donc assez faibles [82]. Il faut remarquer qu'à la production, les W^\pm , qui ne se couplent pas au gluons, sont absents.

1.7.2 Le secteur de Higgs du MSSM

La phénoménologie des Higgs au LHC a été décrite pour la première fois par Kunszt et Zwirner [38]. Récemment, les section efficaces, les rapports d'embranchement et les largeurs naturelles des différents Higgs ont été réévalués, en tenant compte des corrections aux ordres supérieurs [39] et [82].

Production des Higgs du MSSM :

Les couplages introduits dans le MSSM (voir table 1.1) modifient les sections efficaces de production des différents Higgs par rapport à celle du Higgs standard.

Les processus de production sont exactement les mêmes pour les bosons H° et h° . Le boson A° , pseudo-scalaire, n'est produit que par fusion de gluons et dans les modes associés avec des quarks beaux et top. Le comportement relatif au Modèle Standard de ces section efficaces de production est le suivant [39] :

- pour le h° , une augmentation significative de la section efficace dans les modes de production par fusions gg , WW et ZZ apparaît à des valeurs $\tan(\beta) > 3$ et si $m_{A^\circ} < 150$. Les modes de production $t\bar{t}h^\circ$ et $W^\pm h^\circ$ (désintégration leptonique du W^\pm) ne sont affectés que si $\tan(\beta) > 3$.

Dans tous les cas, la valeur de la section efficace de production du h° est égale celle du Modèle Standard quand $m_{h^\circ} = m_{h^\circ}^{max}$.

- pour le H° et le A° , la production est réduite pour $\tan(\beta)$ petit et est fortement accrue si $\tan(\beta)$ est grand (en particulier, les modes $b\bar{b}H^\circ$ $b\bar{b}A^\circ$ sont fortement favorisés par les couplages).

Modes de désintégration des Higgs du MSSM :

Le comportement relatif au Modèle Standard des branchements est le suivant :

- pour le h° , si $\tan(\beta)$ est grand et $m_{A^\circ} < 100$ GeV/c², il y a un renforcement des couplages aux fermions bas des doublets de SU(2) et une diminution des couplages aux fermions hauts et bosons W^\pm et Z° . Les valeurs standards sont atteintes pour $m_{h^\circ} = m_{h^\circ}^{max}$ et m_{A° grand.
- pour le H° , les comportements sont identiques à ceux du h° en fonction de $\tan(\beta)$, mais symétriques en fonction de m_{A° . Ainsi, les valeurs standard sont atteintes pour des petites valeurs de m_{A° et $m_{H^\circ} = m_{H^\circ}^{min}$.
- pour le A° , les couplages aux fermions bas sont fortement renforcés si $\tan(\beta)$ est grand. De manière opposée, les couplages aux fermions hauts sont fortement renforcés si $\tan(\beta)$ est petit.

Largeur naturelle des Higgs du MSSM :

La largeur naturelle des Higgs du MSSM est bien plus faible que celle du Modèle Standard, en particulier, si la masse du Higgs est grande et $\tan(\beta)$ pas trop grand. Mais elle peut être plus élevée que dans le cas du Modèle Standard si $\tan(\beta)$ est grand. Par exemple, la figure 1.19 nous montre que la largeur naturelle du h° est de l'ordre de 2

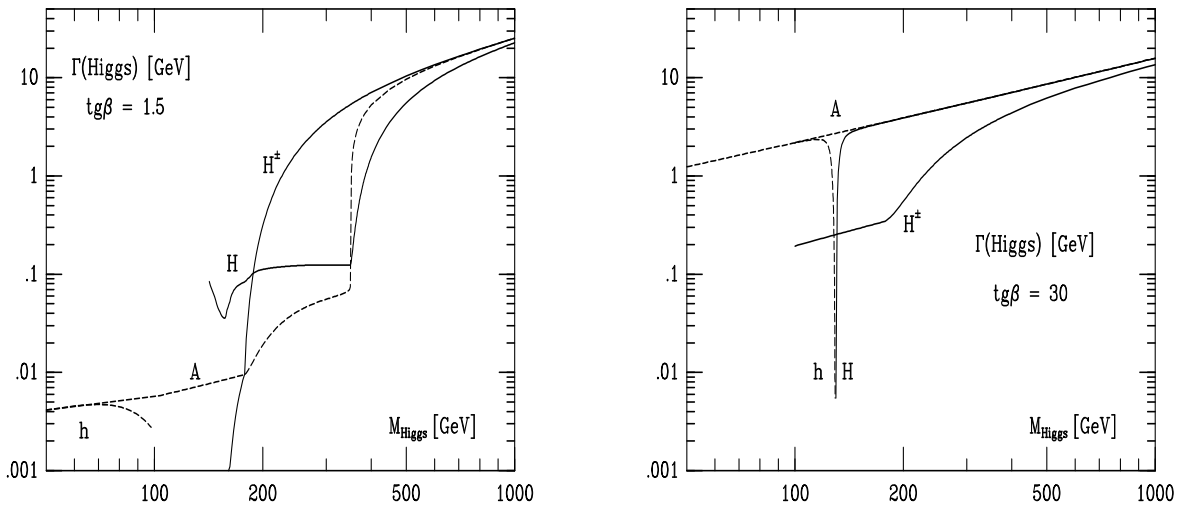


Figure 1.19: Largeurs naturelles des différents Higgs du MSSM en fonction de leurs masses pour 2 valeurs de $\tan(\beta)$: 1.5 (à gauche), 30 (à droite).

GeV/c² à 100 GeV/c², dans le cas où $\tan(\beta) = 30$. Il faut noter que les largeurs ne dépassent jamais quelques dizaines de GeV/c².

Corrections d'ordres supérieurs [82] :

Comme dans le cas du Modèle Standard, les sections efficaces de production des différents Higgs du MSSM reçoivent des corrections radiatives engendrées par les effets de la QCD et de la théorie électrofaible. Les effets relatifs sont équivalents à ceux du Modèle Standard, ils donnent des facteurs K de l'ordre de 1.5 – 1.7 pour des valeurs de $\tan(\beta) < 3$. Toutefois, si $\tan(\beta)$ est grand (> 30), les facteurs K sont plus proches de 1, en particulier, à cause des particules SUSY qui interviennent dans le calcul des diagrammes des différents processus.

La largeur naturelle du h° , est peu sensible à ces effets. Elle n'est modifiée que de quelques pourcents quelque soit $\tan(\beta)$. Dans le cas du H° , ces effets sont également petits si $m_{H^\circ} \simeq m_{H^\circ}^{min}$ et si $\tan(\beta)$ est petit. Quand $\tan(\beta) \simeq 30$, les effets relatifs peuvent être aussi important que 30 %. Pour le A° , les effets sont faibles ou de l'ordre de quelques dizaines de pourcents, en fonction de m_{A° et $\tan(\beta)$.

1.7.3 Sections efficaces de production du $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$

Les calculs de sections efficaces de production et de désintégration du Higgs en 2 photons sont effectués à l'ordre de Born dans ATLAS [80] [39]. Le programme PYTHIA 5.7-JETSET 7.4 [79] est utilisé pour l'hadronisation et la simulation complète des caractéristiques cinématiques des particules produites, avant passage au travers du détecteur. Toutefois, nous venons de voir que la production des Higgs au LHC est sujette à des corrections

d'ordres supérieures importantes, par exemple, le processus de production par fusion de gluons est sous-estimé à l'ordre des arbres par près de 50 % (facteur K). Ce choix est volontairement conservateur, il est motivé par plusieurs raisons :

- les processus qui présentent un intérêt pour l'étude du Higgs au LHC n'ont pas encore tous été calculés aux ordres supérieurs. En particulier, il existe des incertitudes non négligeables sur les niveaux des bruits de fond qui seront présentées au chapitre 6.
- même pour les processus de signal qui ont été calculés aux ordres supérieurs, l'emploi des différentes fonctions de structure disponibles entraîne des résultats qui peuvent varier d'un choix de paramètre à l'autre par près de 20 à 30 % [87]. Les modèles de simulation complète des processus physiques sont également soumis à des incertitudes (hadronisation).

Les calculs de bruits de fond et du signal sont donc effectués de manière cohérente en prenant $K = 1$.

• Le Higgs standard

La table 1.9 [80] donne les sections efficaces des processus dominant la production du Higgs. Ces valeurs ont été calculées avec la fonction de structure CTEQ2L. Les premières colonnes correspondent à la somme de toutes ces contributions, pour une masse du quark top de $175 \text{ GeV}/c^2$ et de $170 \text{ GeV}/c^2$. Les valeurs associées à $m_t=175 \text{ GeV}/c^2$ ont été recalculées de façon à tester la sensibilité des sections efficaces à m_{top} . Les valeurs qui sont présentées montrent que les résultats obtenus diffèrent par moins de 1 % par rapport à ceux qui étaient donnés pour $m_t=170 \text{ GeV}/c^2$. La dernière colonne de cette table donne les valeurs corrigées de σ_{tot} ($m_t=170 \text{ GeV}/c^2$), σ_{tot}^{corr} . Ces corrections sont dues au fait que les sections efficaces correspondant aux processus de fusion $q\bar{q}$ sont surestimées par PYTHIA 5.7 [79]. Elles ont donc été réévaluées à l'aide d'un calcul précis effectué à partir des éléments de matrice, en ne tenant compte que des processus faisant intervenir les quarks b et c. Les processus associés aux quark top sont traités séparément. La diminution de section efficace liée à cette correction est comprise entre 5 et 10 %.

L'importance relative du choix des fonctions de structures à l'ordre de Born est visible sur la figure 1.20-a. Cette figure présente la valeur totale de la section efficace des processus dominants. Les valeurs ne sont pas corrigées des effets liés à la production par l'intermédiaire des processus de fusion $q\bar{q}$ et sont données pour $m_t=170 \text{ GeV}/c^2$. Les fluctuations associées aux divers choix de fonctions de structure sont de l'ordre de $\pm 5 \%$ autour de la paramétrisation MRSD-'. CTEQ2L donne les valeurs de section efficaces les plus faibles.

Le mode $b\bar{b}$ domine les désintégrations du Higgs dans la zone de masse intéressante pour la recherche du Higgs en 2 photons. A l'aide de calculs menés aux ordres supérieurs du groupe de renormalisation, incluant les contributions dépendantes de la masse nue du quark b, la largeur $\Gamma_{H^0 \rightarrow b\bar{b}}$ a été réévaluée récemment [88]. Ces résultats ont permis de réestimer la valeur du rapport d'embranchement du Higgs en 2 photons [80]. La figure

m_{H^0} (GeV/c ²)	σ_{tot} (pb) $m_t=175$ GeV/c ²	σ_{tot} (pb) $m_t=170$ GeV/c ²	$\sigma_{gg}^{fus.}$ (pb)	$\sigma_{ZZ}^{fus.}$ (pb)	$\sigma_{WW}^{fus.}$ (pb)	$\sigma_{q\bar{q}}^{fus.}$ (pb)	$\sigma_{tot}^{corr.}$ (pb)
80	39.89	40.07	28.15	1.65	4.93	5.34	35.94
90	33.03	33.70	24.05	1.47	4.47	3.71	30.89
100	28.15	28.36	20.21	1.41	4.08	2.67	26.35
110	24.10	24.58	17.59	1.27	3.71	2.00	23.07
120	21.45	21.12	14.99	1.24	3.46	1.43	20.06
130	18.68	18.85	13.38	1.10	3.17	1.20	17.95
140	16.72	16.78	11.95	1.01	2.96	0.86	16.15
150	15.09	15.15	10.68	0.98	2.77	0.72	14.62

Tableau 1.9: Sections efficaces de production du Higgs standard, pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, deux valeurs de la masse de top, 170 GeV/c² et 175 GeV/c², et la fonction de structure CTEQ2L.

1.19-b montre que le gain obtenu pour le branchement du Higgs en 2 photons est de l'ordre de 20 %, si $m_b^{nue} = 5$ GeV/c². Comme attendu, le branchement du Higgs en 2 photons est relativement insensible au changement de la masse du top entre 170 GeV/c² et 175 GeV/c² (voir paragraphe 1.7.1.2).

m_{H^0} (GeV/c ²)	$\sigma_{tot}.BR$ (fb) $m_t=175$ GeV/c ²	$\sigma_{tot}^{domin.}BR$ (fb)	$\sigma_{t\bar{t}H}.BR$ (fb)	$\sigma_{WH}.BR$ (fb)	$\sigma_{ZH}.BR$ (fb)
80	39.3	32.2	1.9	3.4	1.9
90	42.9	35.9	1.8	3.3	1.8
100	47.1	40.4	1.7	3.2	1.7
110	50.2	43.8	1.6	3.1	1.7
120	52.8	47.1	1.4	2.7	1.6
130	47.1	42.5	1.1	2.2	1.2
140	38.4	35.0	0.8	1.7	0.9
150	25.4	23.4	0.5	1.0	0.6

Tableau 1.10: Valeurs de $\sigma_{tot}.BR$ pour le mode $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, en fonction de m_{H^0} (voir texte).

La table 1.10 donne les valeurs des sections efficaces de production du canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ($\sigma.Br$). Ces chiffres correspondent à la moyenne des sections efficaces associées aux différentes fonctions de structure. Ils ont été corrigés à l'aide des valeurs estimées pour les processus de fusion $q\bar{q}$ et pour les dépendances en fonction de m_{top} , en employant CTEQ2L. La figure 1.21-a présente la section efficace de production inclusive, en fonction de sa masse. En une année à haute luminosité au LHC près de 10^5 pb⁻¹ devraient être obtenus, cela correspond à environ 4700 $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ produits à une masse de 100 GeV/c².

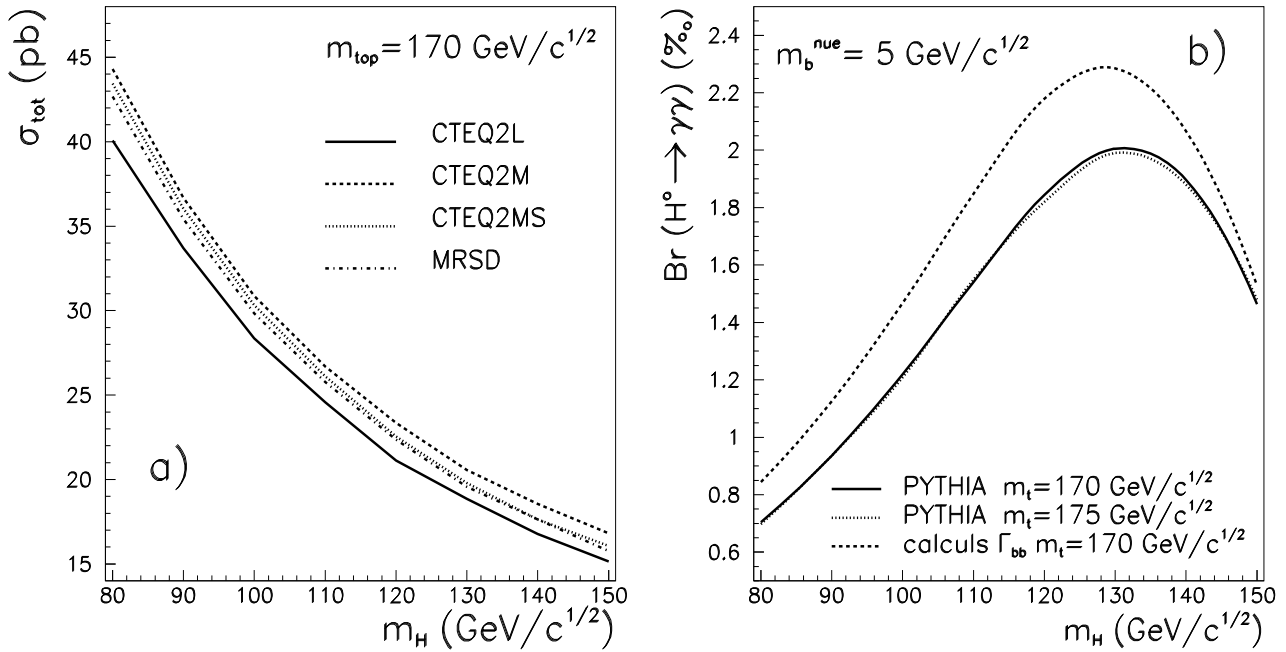


Figure 1.20: **a)** Sections efficaces de production du Higgs pour diverses fonctions de structure. **b)** Rapport d'embranchement du Higgs en 2 photons calculés par PYTHIA 5.7 et à l'aide de calculs récents pour $\Gamma_{H^0 \rightarrow b\bar{b}}$.

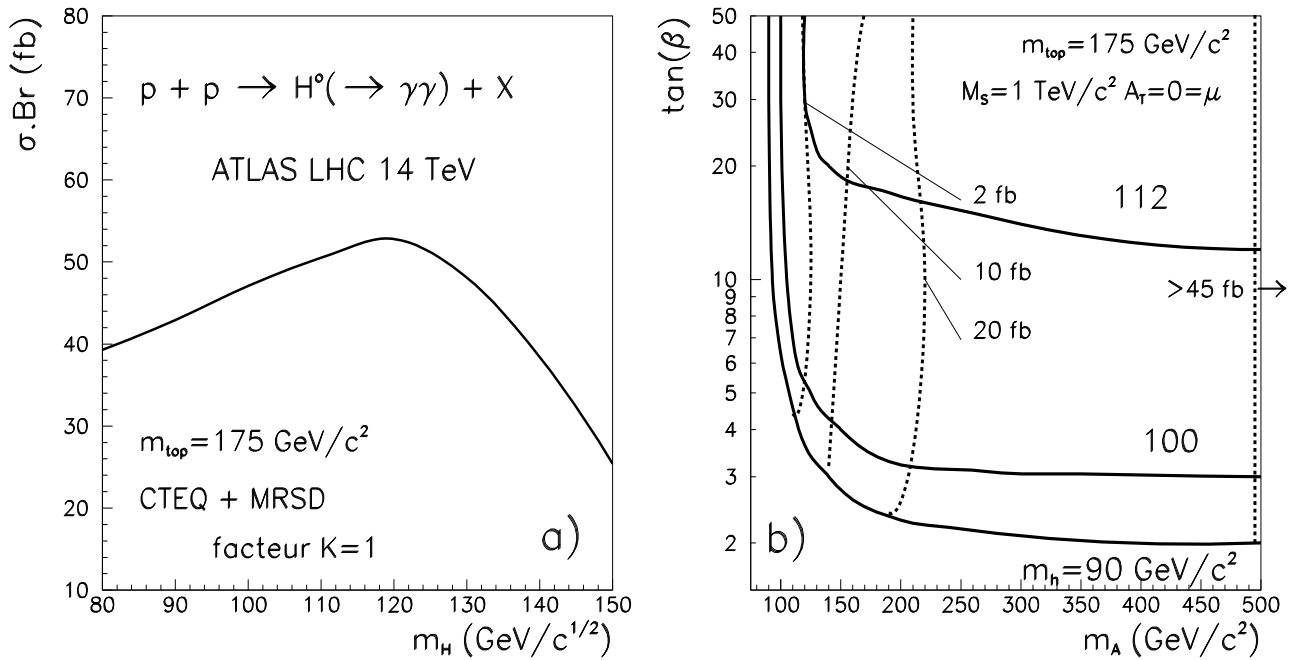


Figure 1.21: **a)** Courbe représentant la section efficace inclusive totale du Higgs standard. **b)** Courbe représentant la section efficace de production du mode $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$ dans le plan $(m_{A^0}, \tan(\beta))$, avec les conditions choisies par ATLAS.

• Les Higgs du MSSM

La figure 1.21-b présente les courbes des sections efficaces de production du mode $h^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ dans le plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$, avec les conditions choisies par ATLAS (voir paragraphe 1.3.3). Les sections efficaces du mode $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ dans le cadre du MSSM permettent une observation de ce canal pour seulement des masses du H° proches de $115 \text{ GeV}/c^2$ [39].

Bien que les conditions choisies par ATLAS interdisent toute désintégration en particules SUSY, il a été montré récemment que le fait que le spectre de masse des particules supersymétriques puisse contenir des charginos ou des neutralinos légers ainsi qu'un squark-stop légers peut ouvrir des modes de désintégration supplémentaires pour les Higgs scalaires neutres. Quand elles sont permises, ces désintégrations peuvent modifier de manière non négligeable les taux de production présentés ici [89]. La désintégration du h° vers le neutralino le plus léger peut changer la valeur du rapport d'embranchement h° .

Bibliographie

- [1] S. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 569.
- [2] A. Salam et J.C. Ward, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 168.
A. Salam, dans *Elementary Particle Theory*, Ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, 1968).
- [3] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
- [4] P.W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **12** (1964) 132; *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508; *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156.
- [5] T. Kibble, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1554.
F. Englert et R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321.
- [6] J. Schwinger, *Annals of Phys.* **2** (1957) 407.
- [7] M. Gell-Mann et M. Levy, *Nuovo Cimento* **16** (1960) 705; B. Lee, cours de Cargèse, 1970.
- [8] P.W. Anderson, *Phys. Rev.* **112** (1958) 1900.
- [9] S. Glashow, I. Iliopoulos et L. Maiani, *Phys. Rev.* **D 2** (1970) 1285.
- [10] F.J. Hasert et coll., expérience Gargamelle, *Phys. Lett.* **B 46** (1973) 138.
- [11] G. Arnison et coll., expérience UA1, *Phys. Lett.* **B 122** (1983) 103; *Phys. Lett.* **B 129** (1983) 389.
M. Banner et coll., expérience UA2, *Phys. Lett.* **B 122** (1983) 476; *Phys. Lett.* **B 129** (1983) 130.
- [12] Review of Particle Properties, *Phys. Rev.* **D 54** (1996).
- [13] Les expériences LEP ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, et le groupe de travail de LEP sur la physique électrofaible, CERN-PPE 95-172 (1995) et LEPEWWG 96-01 (1996).
G. Altarelli, CERN-TH 96-05.
P.B. Renton, présentation au 17^{ème} *symposium international sur les interactions photons-leptons*, Pékin (Chine) été 1995 et Oxford OUNP 95-20 (1995).
L. Malgeri, *Electroweak parameters from LEP measurement*, aux 31^{èmes} *Rencontres de Moriond sur la physique électrofaible*, Les Arcs (France) mars 1996.

- [14] F. Abe et coll., expérience CDF, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626.
S. Abachi et coll., expérience D0, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632.
- [15] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B 33** (1971) 173; *Nucl. Phys.* **B 35** (1971) 167; *Nucl. Phys.* **B 35** (1971) 579.
- [16] E. Fermi, *Nuovo Cimento* **11** (1934) 1; *Z. Phys.* **88** (1934) 161.
- [17] T.P. Cheng et L.F. Li, *Gauge theory in Particle Physics* (Oxford University Press, Oxford, 1984); F. Halzen et A.D. Martin, *Quarks and leptons* (John Wiley and sons, 1984); R. Peccei, *The Physics of the Higgs sector*, cours d'automne du LAL, Orsay (France) 1989.
- [18] J. Goldstone, *Nuovo Cimento* **19** (1961) 154.
- [19] C. Jarlskog, *CERN school of Physics 1984*, CERN 85-11 (1985); P. Taxil, *école d'été de Gif sur la Physique des Particules*, Strasbourg (France) septembre 1990.
- [20] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531; M. Kobayashi et T. Maskawa, *Progress Theor. Phys.* **49** (1973) 65.
- [21] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138.
- [22] J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane et S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide* (Frontiers in Physics, Addison Wesley Pub. Cie., 1990).
- [23] R.N. Cahn, *école d'été de Gif sur la Physique des Particules*, Strasbourg (France) septembre 1990.
- [24] P. Tipton, présentation à la conférence *ICHEP '96*, Varsovie (Pologne) juillet 1996.
- [25] I.I. Bigi, A.I. Sanda et N.G. Uraltsev, dans *Perspectives in Higgs Physics*, ed. G.L. Kane (World Scientific, 1993).
- [26] J. Ellis, *Testing the Standard Model and Beyond*, CERN-TH 95-317 (1995) et références associées.
- [27] P. Langacker, éditeur de *Precision Tests of the Standard EW Model* (World Scientific, 1995).
- [28] M. Veltman, *Phys. Rev Lett.* **34** (1975) 777.
- [29] P. Binétruy, *Supersymétrie: de la masse du neutrino à la masse de Planck*, cours d'automne du LAL, Orsay (France) 1995.
- [30] F. Zwirner, dans *Physics and experiments with Linear colliders*, Saariselka (Finlande) 1991, editeurs R. Orava, P. Eerola et N. Norberg et références associées.

- [31] H.E. Haber, dans *Perspectives in Higgs Physics*, ed. G.L. Kane (World Scientific, 1993); S. Simion, thèse de doctorat, LAL 95-14 (1995); J.R. Espinosa, cours donnés *aux XXIV ITEP Winter School*, Snegiri (Russie) 1996 et note DESY 96-107.
- [32] W.A. Bardeen, M. Carena, S. Pokorski et C.E.M. Wagner, *Phys. Lett.* **B 320** (1994) 110.
- [33] G. Altarelli, T. Sjöstrand et F. Zwirner, éditeurs de *Physics at LEP II*, CERN 96-01 **vol. 1**(1996).
- [34] F. Richard, note LAL 95-54 (1995) et sa présentation et contribution aux comptes rendus de *la conférence IECHep '94*, Glasgow (Grande Bretagne) été 1994.
- [35] M. Carena, J.R. Espinosa, M. Quiros et C.E.M. Wagner, CERN-TH 95-45 (1995).
- [36] H. Baer et coll., *Phys Rev D* **50** (1994) 4517.
- [37] J. Ellis, G. Ridolfi et F. Zwirner, *Phys Lett.* **B 257** (1991) 83 et *Phys Lett.* **B 262** (1991) 477; H.E. Haber et R. Hempfling, *Phys. Rev. Lett.* **vol 66** (1991) 1815.
- [38] Z. Kunszt et F. Zwirner, *Nucl. Phys.* **B 385** (1992) 3.
- [39] D. Froidevaux et coll., *MSSM Higgs rates and backgrounds in ATLAS*, note interne à la collaboration ATLAS PHYS-074 (1996) et CERN-TH 96-111 (1996).
- [40] Présentations à la session ouverte du comité LEPC, CERN, octobre 1996.
- [41] P.J. Franzini et col., *Z Physics at LEP I*, CERN 89-08 **vol. 2** (1989).
- [42] M. Davier et H. Nguyen Ngoc, *Phys Lett.* **B 22** (1989) 533.
- [43] P. Janot, présentation à *la conférence internationale sur la Physique des Neutrinos et l'Astrophisque*, Eilat (Israël) mai 1994 et note LAL 94-59 (1994).
- [44] J.F. Grivaz, *école d'été de Gif sur la Physique des Particules*, Strasbourg (France) septembre 1990.
- [45] J.F. Grivaz, présentation et contribution aux comptes rendus de *la conférence IE-CHEP '95*, Bruxelles (Belgique) été 1995 (Eds. J. Lemonne, C. Van der Velde and F. Verbeure, World scientific 1996) et note LAL 95-83 (1995).
- [46] P. Janot, *Nucl. Phys.* **B** (proc. suppl.) **38** (1995) 264.
- [47] N. Watson pour la collaboration OPAL, *présentation en session ouverte du comité LEPC*, CERN octobre 1996; voir également Collaboration Aleph, *Mass Limit for the SM Higgs Boson with the full LEP I ALEPH Data Sample*, CERN PPE 96-079 (1996).
- [48] K. Hagiwara et coll., *Phys Lett.* **318** (1993) 155.

- [49] J.F. Grivaz, présentation et contribution aux comptes rendus *des XXVIII^{èmes} rencontres de Moriond sur la Physique électrofaibles*, les Arcs (France) 1993.
- [50] A. Blondel, présentation à *la conférence ICHEP '96*, Varsovie (Pologne) été 1996; note LEPEWWG 96-02 (1996).
- [51] M. Veltman, *Nucl. Phys. B* **123** (1977) 89 et *Acta Phys. Pol. B* **8** (1977) 475.
- [52] G. Altarelli, R. Kleiss et C. Verzegnassi, éditeurs de *Z Physics at LEP I*, CERN 89-08 **vol. 1** (1989); M. Davier, *Electroweak Physics with LEP*, LAL 92-18 (1992).
- [53] D. Piccolo, *Higgs mass from electroweak fit*, aux 31^{èmes} *Rencontres de Moriond sur la QCD et les interactions fortes hadroniques*, Les Arcs (France) mars 1996.
- [54] J. Ellis, G.L. Fogli et E. Lisi, CERN-TH 95-202 (1995).
- [55] P.H. Chankowski et S. Pokorski, MPI-Ph 95-39 (1995).
- [56] J. Lefrançois, présentation à *la conférence IECHep '93*, Marseille (France) été 1993 et note LAL 93-64 (1993).
- [57] M. Davier, *école d'été de Gif sur la Physique des Particules*, Orsay (France) septembre 1996; I. Nikolic, thèse de doctorat, LAL 96-27 (1996).
- [58] F. Richard, *Future Prospects on Higgs Mass Indirect Measurements*, LAL 95-25 (1995).
- [59] D. Amidei et R. Brock, éditeurs de *Future EW Physics at the Fermilab TeVatron*, FERMILAB-PUB 96-082 (1996).
- [60] F. Halzen et coll., *Z Phys. C* **58** (1990) 119 et *Nucl. Phys.* **353** (1991) 567.
- [61] R. Barbieri, *CERN school of Physics 1994*, CERN 95-04 (1995);
- [62] J.L. Hewett, T. Takeuchi et S. Thomas, *Indirect Probes for New Physics*, CERN-TH 96-56 (1996).
- [63] G. Altarelli, CERN-TH 96-05 (1996).
- [64] P. Perez, présentation et contribution aux comptes rendus de *la conférence IECHep '95*, Bruxelles (Belgique) été 1995 (Eds. J. Lemonne, C. Van der Velde and F. Verbeure, World scientific 1996).
- [65] P.H. Chankowski et coll., *Nucl. Phys. B* **417** (1994) 101.
- [66] S. Dawson, *Introduction to the Physics of Higgs bosons*, BNL-61012, novembre 1994.
- [67] M. Chanowitz et M.K. Gaillard, *Nucl. Phys. B* **261** (1985) 379; M. Chanowitz, dans *Perspectives in Higgs Physics*, ed. G.L. Kane (World Scientific, 1993).

- [68] S. King, *école d'été de Gif sur la Physique des Particules*, Strasbourg (France) septembre 1990.
- [69] M.B. Einhorn, dans *Perspectives in Higgs Physics*, ed. G.L. Kane (World Scientific, 1993).
- [70] C.T. Hill, dans *Perspectives in Higgs Physics*, ed. G.L. Kane (World Scientific, 1993).
- [71] M. Lindner, *Z. Phys.* **C 31** (1986) 295.
- [72] M. Sher, *Phys. Rep.* **179** (1989) 274.
- [73] G. Altarelli et G. Isidori, *Phys. Lett.* **B 337** (1994) 141; J.A. Casas, J.R. Espinosa et M. Quirós, *Phys. Lett.* **B 342** (1995) 171.
- [74] J.R. Espinosa et M. Quirós, *Phys. Lett.* **B 353** (1995) 257.
- [75] D. Froidevaux et E. Richter-Was, *Z. Phys.* **C 67** (1995) 213.
- [76] G. Jarlskog et D. Rein, éditeurs de *Aachen Large Hadron Collider Workshop*, CERN 90-10 (1990); D. Froidevaux, *école d'été de Gif sur la Physique des Particules*, Strasbourg (France) septembre 1990; G. Altarelli, CERN-TH 6317/91 novembre 1991 et F. Pauss, cours donnés au *1991-1992 Academic Training Programme*, CERN décembre 1991.
- [77] Collaboration ATLAS, *Technical Proposal*, CERN-LHCC 94-43 décembre 1994.
- [78] Collaboration CMS, *Technical Proposal*, CERN-LHCC 94-38 décembre 1994.
- [79] T. Sjöstrand, CERN-TH 7111 et 7112 (1993).
- [80] D. Froidevaux et coll., *SM Higgs rates and backgrounds in ATLAS*, note interne à la collaboration ATLAS PHYS-048 (1995).
- [81] J. Botts et coll., collaboration CTEQ, *Phys Lett.* **B 304** (1993) 159; A.D. Martin, W.J. Stirling et R.G. Roberts, *Phys. Lett.* **B 306** (1993) 145; H. Plochow-Besch, *PDFLIB: Structure Functions ans α_s Calculations*, Comp. Phys. Comm. 75 (1993) 396.
- [82] A. Djaoudi, D. Graudenz, M. Spira et P.M. Zerwas, *Higgs production at the LHC*, CERN-TH 95-30 (1995); D. Graudenz, présentation aux 30^{èmes} *Rencontres de Moriond sur la QCD et les interactions fortes hadroniques*, Les Arcs (France) mars 1995.
- [83] M. Dittmar et H. Dreiner, *RAL* 96-049 (1996).
- [84] J. Ohnemus et W.J. Stirling, *Phys. Rev.* **D 47** (1993) 2722; H. Baer, D. Bailey et J.F. Owens, *Phys. Rev.* **D 47** (1993) 2730; T. Han, G. Valencia et S. Willenbrock, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 3274.

- [85] A. Soper et L.R. Surguladze, dans les comptes rendus des 30^{èmes} *Rencontres de moriond sur la QCD et les interactions fortes hadroniques*, Les Arcs (France) mars 1995 (Ed. J. Trân Thanh Vân, éditions Frontières); A. Djaoudi, M. Spira et P.M. Zerwas, *Z. Phys. C* **70** (1996) 427.
- [86] J. Ellis, M.K. Gaillard et D.V. Nanopoulos, *Nucl. Phys. B* **106** (1976) 292.
- [87] Z. Kunszt, S. Moretti et W.J. Stirling, *Higgs Production at the LHC: an Update on Cross Sections and Branching Ratios*, preprint hep-ph/9611397 (1996).
- [88] A.L. Katayev et V.T. Kim, *Modern Physics Letters A* **9** (1994) 1309.
- [89] B. Kileng, P. Osland et P.N. Pandita, preprint hep-ph/9506455 (1995); B. Kileng, *Z. Phys. C* **63** (1994) 87. A. Djaoudi et coll., note DESY-95-211 (1995).

Chapitre 2

Le LHC et l'expérience ATLAS

Contenu du chapitre

2.1	Le collisionneur LHC	63
2.1.1	Paramètres et performances de la machine	63
2.1.2	Environnement des collisions au LHC	66
2.1.2.1	Sections efficaces et nombre moyen d'événements	66
2.1.2.2	Caractéristiques des événements d'empilement	67
2.1.2.3	Niveaux de radiations pour les détecteurs à LHC	71
2.1.2.4	Bilan des contraintes du LHC sur les détecteurs	71
2.2	Le détecteur ATLAS	72
2.2.1	Présentation et principes généraux du détecteur	73
2.2.2	Le détecteur interne	74
2.2.2.1	Description	74
2.2.2.2	Performances attendues	76
2.2.2.3	Quantité de matière dans le détecteur interne	79
2.2.3	Les calorimètres	79
2.2.4	La calorimétrie électromagnétique	80
2.2.4.1	Introduction	80
2.2.4.2	Argon liquide et géométrie accordéon	80
2.2.4.3	Description	82
2.2.4.4	Performances requises	88
2.2.5	Les calorimètres hadroniques	90
2.2.5.1	Description	90
2.2.5.2	Remarques sur les performances attendues	92
2.2.6	Le toroïde et les spectromètres à μ^\pm	94
2.2.7	Déclenchement et acquisition	97

2.1 Le collisionneur LHC

Le LHC (“Large Hadron Collider”, ou grand collisionneur de hadrons) sera opérationnel au CERN à partir de l’année 2005 [1] [2]. Les collisions proton-proton (p-p) se produiront à une énergie de 14 TeV/c² dans le centre de masse.

La plupart des canaux de désintégration du Higgs, ont des section efficaces faibles, de l’ordre de quelques dizaines de femtobarns (fb). Pour cette raison, une luminosité instantanée très élevée, comprise entre 10^{33} et $2.5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, est indispensable. Les collisionneurs p-p, comme le LHC, permettent d’obtenir une luminosité beaucoup plus élevée que les collisionneurs p \bar{p} (TeVatron, Sp \bar{p} S), dont l’intensité des sources d’anti-protons est limitée.

Le tableau 2.1 donne l’évolution de la luminosité instantanée prévue au cours des années de fonctionnement [3] [1]. Les valeurs moyennes de luminosité intégrée de la dernière ligne seront prises en compte pour évaluer le potentiel de découverte du détecteur ATLAS.

années de fonctionnement	1 → 3	4	5 → 10
luminosité instantanée ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	$10^{33} \rightarrow 10^{34}$	10^{34} : nominale	$10^{34} \rightarrow 2.5 \cdot 10^{34}$: max.
luminosité intégrée attendue (fb^{-1})	30 → 60	80 → 150	400 → 700
luminosité intégrée retenue (fb^{-1})	30	100	300

Tableau 2.1: *Evolution de la luminosité du LHC avec les années de fonctionnement. La luminosité intégrée est donnée pour 100 jours de fonctionnement par an.*

2.1.1 Paramètres et performances de la machine

• Accélérateurs d’injection

Le réseau d’accélérateurs actuels du CERN permet de produire les faisceaux de protons et de les pré-accélérer avant injection dans le LHC (voir figure 2.1). Un accélérateur linéaire, le Linac, accélère les protons jusqu’à une énergie de 50 MeV, leur énergie est ensuite portée à 1 GeV dans le “Booster”, 26 GeV dans le “PS” (Synchrotron à Protons) et 450 GeV dans le “SPS” (Super Synchrotron à Protons).

• Tunnel et cavités

Le LHC sera construit dans le tunnel du LEP [4]. La longueur du tunnel est 26.7 km. Pour courber les trajectoires des faisceaux, des aimants supraconducteurs à champs

très élevés ont été développés. Leur valeur de fonctionnement de 8.3 Teslas *, impose un énergie de 7 TeV par faisceau.

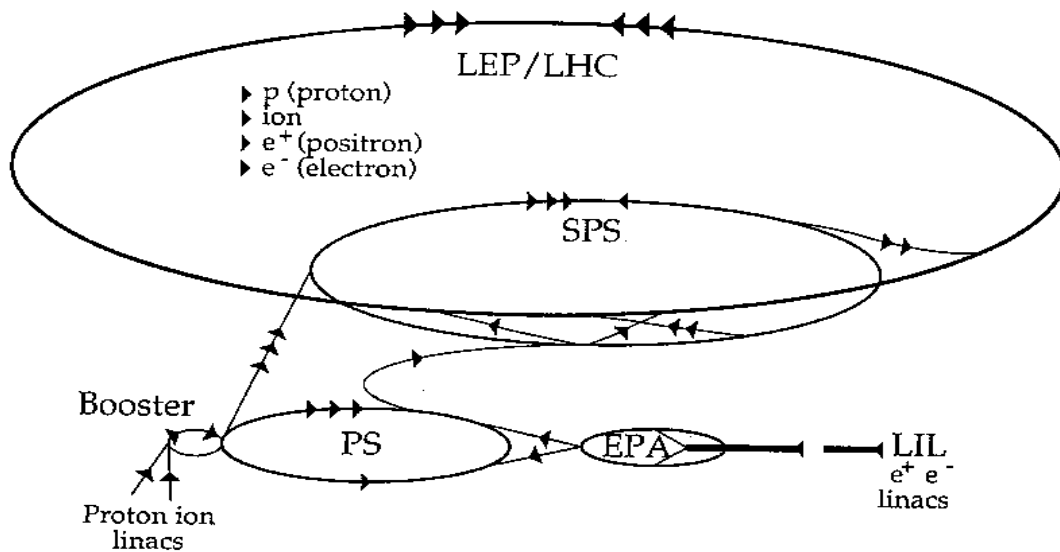


Figure 2.1: Réseaux d'accélérateurs servant à l'injection des protons dans le LHC.

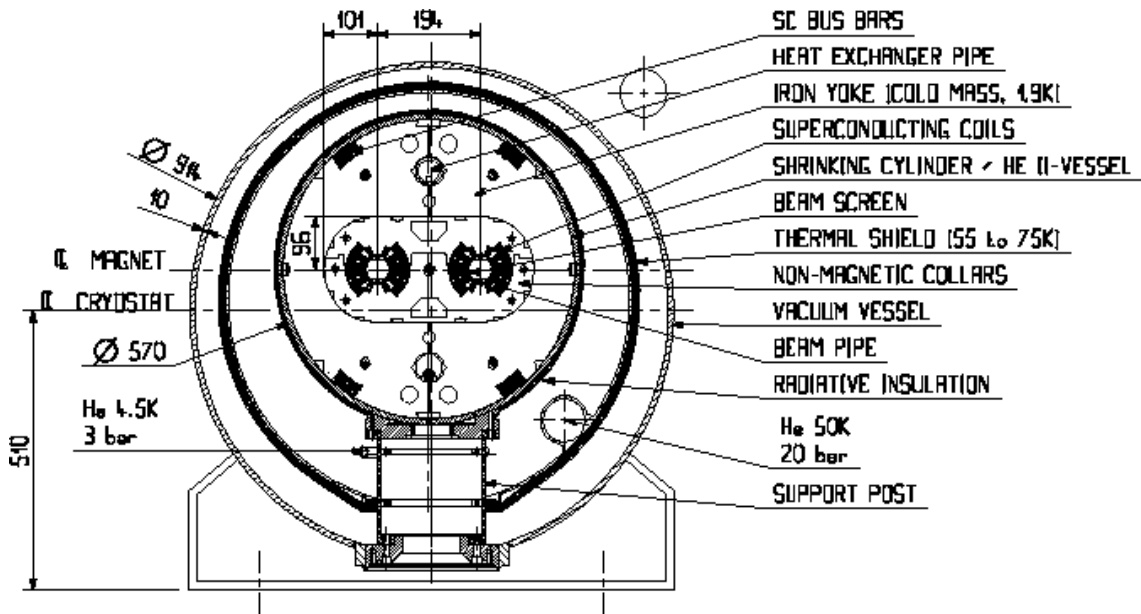


Figure 2.2: Vue en coupe d'une cavité dipolaire du LHC [2].

L'espace dans le tunnel est réduit. Les deux faisceaux de protons sont installés dans

*Une valeur maximale de l'ordre de 10 Teslas est techniquement possible [1]

une seule culasse magnétique, contenue dans un cryostat. Le principe de cette technique, qualifiée de “2 en 1”, est illustrée sur la figure 2.2.

• Paramètres et performances

Les principaux paramètres de fonctionnement et les performances du LHC sont résumés dans la table 2.2 [2].

Energie par faisceau (injection) (E)	(TeV)	7 (0.450)
Champ magnétique dipolaire (max.)	(Teslas)	8.28 ($\sim 9 - 10$)
Luminosité instantanée (max.) (\mathcal{L})	($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	10^{34} ($2.5 \cdot 10^{34}$)
Longueur de l'accélérateur	(km)	26.66
Fréquence de révolution (f_{rev})	(kHz)	11.246
Nombre de protons par paquet (N)		10^{11}
Nombre de paquets (k_b)		2835
Courant en circulation	(A)	0.53
Distance entre paquets (Δt)	(ns) et (m)	25 et 7.5
Energie des faisceaux stockée	(MJ)	332
Paramètre faisceau-faisceau (ξ)		0.0032
Emittance transverse normalisée (ϵ)	($\mu\text{m} \cdot \text{rad}$)	3.75
Fonction β aux points d'interactions (β^*)	(m)	0.5
Angle de croisement des faisceaux aux points d'interaction (α)	(μrad)	200
Temps de vie du faisceau (pertes en 1/e)	(heures)	22
Temps de vie de la luminosité	(heures)	10
Perte d'énergie par tour	(keV)	6.9
Puissance totale rayonnée par faisceau	(kW)	3.7

Tableau 2.2: Principaux paramètres de fonctionnement nominal du LHC.

La valeur de la luminosité instantanée de la machine est donnée par la formule :

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 k_b f_{rev} E}{m_p 4\pi \beta^* \epsilon} F = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (2.1)$$

où m_p est la masse du proton et F un facteur de réduction lié à l'angle de croisement des faisceaux ($F \simeq 0.9$).

L'effet faisceau-faisceau, caractérisé par le paramètre ξ ($= 0.0032$), tend à diminuer la luminosité instantanée, par réduction du nombre de protons par paquets, N, et augmentation de l'emittance, ϵ . Ce paramètre augmente linéairement avec le nombre de points de collisions. Les valeurs de luminosité dans la table 2.2 correspondent à deux zones d'interactions à haute luminosité. Deux expériences fonctionneront en mode protons-protons, auprès du LHC, ATLAS et CMS.

La fonction β^* caractérise, aux points de collisions, la focalisation des faisceaux dans les sections droites occupées par les zones expérimentales. Pour garder une valeur de ce paramètre au plus de 0.5 m au centre des sections, il ne faut pas que la longueur séparant les derniers quadrupôles de focalisation soit inférieure à 32 m. Ceci fixe la longueur maximale des détecteurs.

L'angle de croisement des faisceaux, dont la valeur est 200 μrad , permet d'obtenir une meilleure résolution sur la position du point d'interaction des protons au centre des détecteurs, sans trop pénaliser la luminosité. La distribution du vertex des collisions p-p a un écart type de :

$$\sigma_z = 5.6 \text{ cm} \quad \text{et} \quad \sigma_{x,y} = 16 \mu\text{m} \quad (2.2)$$

La valeur de la résolution sur la position longitudinale (le long de l'axe des faisceaux) est une source d'incertitude pour les événements dont le vertex ne peut être identifié à l'aide du détecteur central de traces chargées.

La durée de vie du courant des faisceaux est de l'ordre de 22 h, celle de la luminosité est d'environ 10 h. Pendant une campagne de prise de données, la machine fonctionnera de façon quasi continue.

2.1.2 Environnement des collisions au LHC

2.1.2.1 Sections efficaces et nombre moyen d'événements

La figure 2.3 [5] présente l'évolution des sections efficaces de divers processus dans les machines hadroniques en fonction de \sqrt{s} . La partie droite de l'axe des ordonnées donne une estimation de la fréquence de production des processus considérés. Par exemple, un Higgs de masse 500 GeV/c² est produit en moyenne toutes les 100 sec au LHC.

La valeur de la section efficace inélastique non diffractive au LHC donnée dans le livre de référence de la machine LHC [2] est $\sigma_{in.} = 60 \text{ mb}$, celle de la section efficace totale est 100 mb. La plupart des processus de production qui contribuent à ces sections efficaces sont sensibles aux effets des corrections QCD [6]. Une valeur $\sigma_{in.} = 70 \text{ mb}$ [7] sera considérée par la suite. A chaque croisement des faisceaux de protons, à haute luminosité, le nombre d'événements moyens produits est :

$$\langle \mathcal{N} \rangle = \mathcal{L} \cdot \sigma_{in.} \cdot \Delta t \cdot f_{pac\perp man} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \cdot 70 \text{ mb} \cdot 25 \text{ ns} \cdot \frac{3357}{2835} \simeq \mathbf{21} \quad (2.3)$$

La variable $f_{pac\perp man}$ caractérise la structure fine en temps des faisceaux. Les paquets de protons ne sont pas espacés parfaitement toutes les 25 ns (40 MHz). C'est une correction d'ordre supérieur à la formule 2.1 qui permet de calculer la luminosité instantanée effective de la machine. Cette structure est liée aux radio-fréquences caractéristiques des accélérateurs d'injection du LHC, le PS et le SPS. La figure 2.4 décrit cette structure [8].

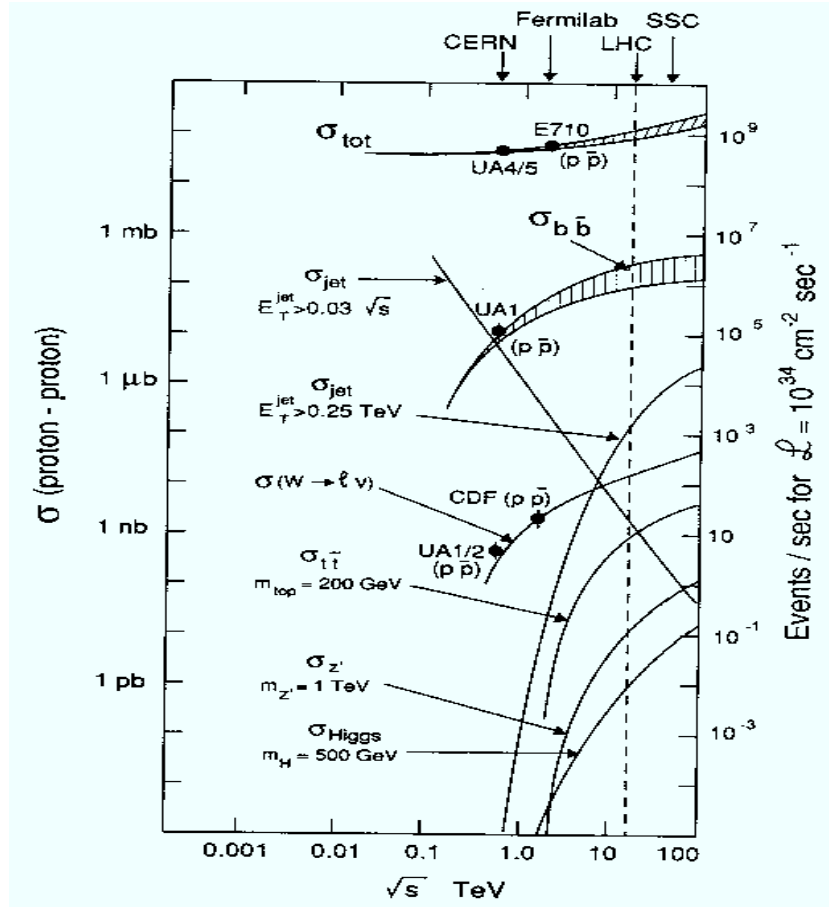


Figure 2.3: *Dépendance en fonction de l'énergie, des sections efficaces des processus typiques dans les machines hadroniques.*

2.1.2.2 Caractéristiques des événements d'empilement

Les nombres moyens, $\langle \mathcal{N} \rangle$, de collisions inélastiques non diffractives produites à chaque croisement des faisceaux sont des interactions parasites qui se superposent aux événements intéressants, de faibles sections efficaces. Ces collisions parasites sont appelées événements d'empilement.

Les multiplicités et les distributions en énergie des particules produites dans les événements d'empilement ne sont pas calculables exactement dans le cadre de la QCD. Des modèles rendant compte des données obtenues auprès des machines de plus basses énergies, au $S\bar{p}\bar{p}S$ (UA4, UA5) et au TeVatron (E735, CDF, D0, ...) sont utilisés pour LHC, après extrapolation [9] [10]. L'une des premières tâches des expériences au LHC sera d'étudier la réponse des détecteurs aux événements d'empilement.

Simulation des événements d'empilement

La cinématique des événements d'empilement a été simulée dans les conditions nominales du LHC [11], en utilisant PYTHIA 5.7-JETSET 7.4 [12] et les fonctions de structure du proton CTEQ2L. Ce choix de paramètres est proche de celui qui est retenu par les

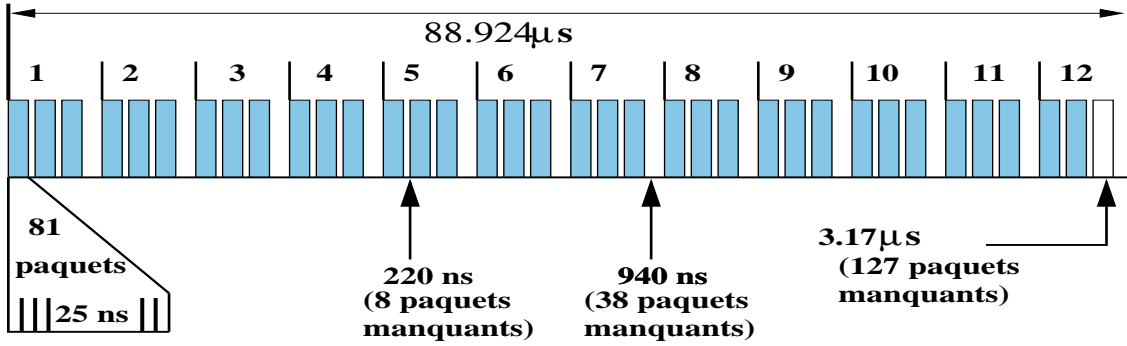


Figure 2.4: Structure en temps des faisceaux du LHC/SPS (PS), sur un cycle complet ($88.924 \mu\text{s} \equiv 26.66 \text{ km}$).

expériences du TeVatron pour rendre compte de leurs données [13]. Seules les particules sortant du tube à vide ($c\tau_{vie} \geq 25 \text{ mm}$) seront prises en compte lors de la simulation de la réponse du détecteur ATLAS (voir chapitre 3).

Les facteurs K (corrections QCD aux ordres supérieurs pour l'hadronisation) ont été implémentés dans les calculs de façon à avoir l'estimation la plus conservatrice possible sur la nature et le nombre des particules produites dans les événements d'empilement.

Variables cinématiques

Les variables les plus utilisées pour décrire la cinématique des particules, sont l'énergie transverse (E_T), la pseudo-rapidité (η) et l'angle azimutal ϕ .

Au LHC, la plupart des particules produites dans une collision p-p restent dans le tube à vide. Il n'est donc pas possible d'imposer la conservation de l'énergie dans le détecteur. La mesure des énergies transverses des particules donne une contrainte presque équivalente. La somme totale du flux d'énergie transverse doit être nulle.

La distribution de l'énergie transverse des particules secondaires produites dans les événements d'empilement, est présentée sur la figure 2.5.a et peut être paramétrée suivant la formule [14] :

$$\frac{\Delta N}{\Delta E_T} = E_T \cdot e^{\alpha \cdot E_T} \quad (2.4)$$

La pseudo-rapidité du détecteur est reliée de façon bi-univoque à l'angle polaire θ (défini par rapport à l'axe des faisceaux), suivant la formule :

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (2.5)$$

Les valeurs $\eta = 0, 1$ et 2 correspondent à des valeurs de θ respectivement égales à $90^\circ, 40^\circ$ et 15° . Cette variable définit l'angle d'émission des particules par rapport à l'axe des protons (l'émission des particules suivant l'angle azimutal, ϕ , est isotrope). La pseudo-rapidité est l'approximation, en négligeant les masses devant les impulsions, de la rapidité

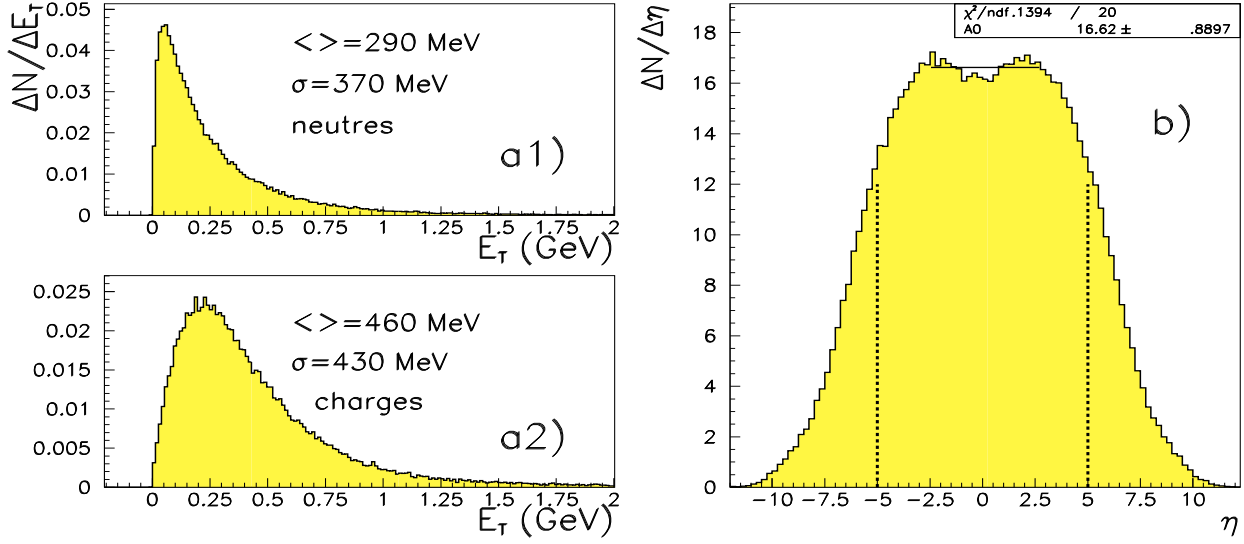


Figure 2.5: **a1)** et **a2)** distributions en E_T des particules secondaires produites dans les événements d'empilement ($|\eta| < 5$). **b)** distribution normalisée en fonction de η des particules secondaires produites dans les événements d'empilement. La ligne en pointillés indique la limite $|\eta| < 5$.

\mathcal{Y} définie par :

$$\mathcal{Y} = -\frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_z}{E - P_z} \right) \quad (2.6)$$

Cette grandeur apparaît dans la formule de la section efficace d'interaction entre 2 protons. Les protons interagissent par le biais de paires de partons, qui emportent des fractions x_1 et x_2 de l'impulsion de chacun des protons de la collision. Dans le référentiel de la collision des 2 protons, si l'impulsion transverse des partons est nulle, la paire de partons possède l'énergie E et l'impulsion P_z :

$$E = \frac{1}{2}(x_1 + x_2)\sqrt{s} \quad \text{et} \quad P_z = \frac{1}{2}(x_1 - x_2)\sqrt{s} \quad \Rightarrow \quad \mathcal{Y} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right) \quad (2.7)$$

Où, \sqrt{s} est égale à 2 fois l'énergie des faisceaux, $E_{\text{faisceaux}}$, soit 14 TeV.

La section efficace différentielle de production des particules dans la collision, uniforme par unité de \mathcal{Y} , s'écrit en fonction des variables E_T , ϕ et η :

$$\frac{E d^3 \sigma}{dp^3} = \frac{d^3 \sigma}{E_T dE_T d\eta d\phi} \quad (2.8)$$

Le nombre de particules produites par unité de η est uniforme. Pour maintenir constant le flux de particules émises dans les différentes cellules qui constituent les détecteurs, il faut segmenter les détecteurs suivant la variable η . Les mesures à l'avant des détecteurs

nécessitent des tailles de cellules de plus en plus petites, puisque, par définition de la pseudo-rapacité, $\Delta\eta = \Delta\theta/\sin\theta$.

Etant donnée une taille de cellule de détection définie par un cône $\Delta R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}$, si $\langle E_T \rangle$ est la valeur moyenne de l'énergie transverse des particules d'empilement qui la traversent, si τ est le temps d'intégration du signal collecté dans la cellule et si \mathcal{L} est la luminosité instantanée du LHC, l'énergie transverse moyenne d'empilement à laquelle la cellule de détection est sensible est donnée par la formule [14]:

$$\langle E_T \rangle_{empil} \propto \langle E_T \rangle \cdot \mathcal{L} \cdot \tau \cdot \Delta R \quad (2.9)$$

Les fluctuations sur la sensibilité moyenne suivent une loi de Poisson :

$$\langle \sigma(E_T) \rangle_{empil} \propto \langle E_T \rangle \cdot \sqrt{\mathcal{L} \cdot \tau \cdot \Delta R} \quad (2.10)$$

Si la valeur moyenne $\langle E_T \rangle_{empil}$ peut être soustraite par traitement ou analyse du signal, les effets d'empilement sont équivalents à une source de bruit d'électronique supplémentaire. La sensibilité à l'empilement est d'autant plus faible que la taille des cellules de détection est réduite et que le temps d'intégration du signal de détection est court.

La distribution des particules produites dans un événement d'empilement est présentée sur la figure 2.5.b. Des effets de cinématique limitent l'extension de la distribution. Les processus $pp \rightarrow \pi + X$ fixent la limite $|\eta_{max}|$:

$$|\eta_{max}| \simeq \log\left(\frac{\sqrt{s}}{m_\pi}\right) = 11.5 \quad \text{au LHC} \quad (2.11)$$

Les phénomènes de dissociation diffractive des protons [9] provoquent les bosses observables dans la distribution $\Delta N/\Delta\eta$, à $|\eta| \simeq 3$. Au-delà d'une valeur de $|\eta| = 5$, la distribution $\Delta N/\Delta\eta$ n'est plus uniforme, elle chute brutalement. Cette valeur correspond à un angle polaire de 0.8° par rapport à l'axe des faisceaux. Cet angle est une limite naturelle pour la couverture angulaire du détecteur. Par exemple, à 3 m du point d'interaction, la distance radiale aux faisceaux est d'environ 4 cm si $|\eta| = 5$. La couverture angulaire jusqu'à cet angle assure une reconstruction convenable de l'énergie transverse totale.

Distributions cinématiques

La cinématique des événements d'empilement est présentée dans la table 2.3.

La valeur $|\eta| < 2.5$ correspond à la limite d'acceptance pour les parties du détecteur ATLAS possédant la plus fine granularité. Dans ATLAS, un champ solénoïdal produit par une bobine de 2 Teslas, située à 1.2 m des faisceaux, empêche les particules chargées de $P_T < 350$ MeV de parvenir aux calorimètres.

Pour des valeurs de pseudo-rapacité inférieures à 2.5, parmi les particules neutres, près de 90% des particules sont des γ de $\langle E_T \rangle \simeq 235$ MeV. La quasi-totalité de ces γ est issue des $\pi^0 (\rightarrow \gamma\gamma)$. Les particules neutres restantes sont, en proportions presque égales, des K_L^0 et des neutrons. Les particules chargées sont à 80% des π^\pm et, pour le reste, des K^\pm et des protons.

	$\Delta N/\Delta\eta$	$\langle E_T \rangle$
neutres	9.1	295 MeV
chargés	7.5 (4.0)	495 MeV (745)

Tableau 2.3: *Multiplicité des particules secondaires à la sortie du tube à vide et leur énergie transverse moyenne, dans l'acceptance $|\eta| < 2.5$. Les valeurs entre parenthèses sont les mêmes quantités pour les chargés, après la coupure $P_T \geq 350$ MeV.*

Dans une acceptance $|\eta| < 2.5$, toutes les 25 ns, à haute luminosité, les 21 interactions produisent en moyenne environ 955 neutres et 420 chargés, de $P_T > 350$ MeV. Dans ces conditions, d'après la table 2.3, l'énergie transverse déposée par les γ dans le calorimètre électromagnétique est de l'ordre de 200 GeV (dans tous les calorimètres environ 480 GeV). La majeure partie de l'énergie initiale des faisceaux est émise à des valeurs de rapidité bien plus élevée que $|\eta| = 2.5$.

2.1.2.3 Niveaux de radiations pour les détecteurs à LHC

Le taux élevé de collisions au LHC, le nombre important de particules émises et leurs interactions dans les calorimètres sont la cause d'un niveau de radiations très élevé.

L'effet des collisions est nettement supérieur à la diffusion des protons échappant aux faisceaux et aux produits de leurs interaction avec des particules résiduelles dans les tubes à vide. Il y a de l'ordre de 10^9 collisions par seconde, comparées à près de 10^7 protons rayonnés par le halo par seconde et environ 10^2 interactions dans le tube à vide par seconde et par mètre.

Les radiations endommagent les matériaux qui constituent les milieux actifs et passifs de détection, tout comme l'électronique de lecture placée sur les sous-détecteurs [15]. La figure 2.6 donne la carte calculée des lignes de niveaux des doses radioactives cumulées par an, à haute luminosité dans les différentes parties du détecteur ATLAS [16]. Les niveaux de radiation diminuent en $1/R^2$ par rapport à l'axe des faisceaux et augmentent avec $|\eta|$.

Les matériaux organiques comme les plastiques (scintillateurs, création de centre colorés et activations), les gaines des câbles, sont sensibles à des doses cumulées déposées par les neutrons et les chargés (directs ou issus des γ). Une bonne part des neutrons est produite dans les calorimètres et diffusée dans tout le détecteur. Les matériaux comme les semi-conducteurs en silicium ou en arséniure de gallium, qui constituent une partie du détecteur central de traces chargées d'ATLAS, ont leur structure cristalline directement endommagée par les neutrons (défauts dans le cristal, inversions de polarités). La plupart des éléments du détecteur peut supporter un flux de 10^3 à 10^5 Gy et de 10^{14} à 10^{15} neutrons/cm², correspondant à 10 années de fonctionnement du LHC à haute luminosité.

2.1.2.4 Bilan des contraintes du LHC sur les détecteurs

Les détecteurs sont soumis à des fortes contraintes, ils doivent être :

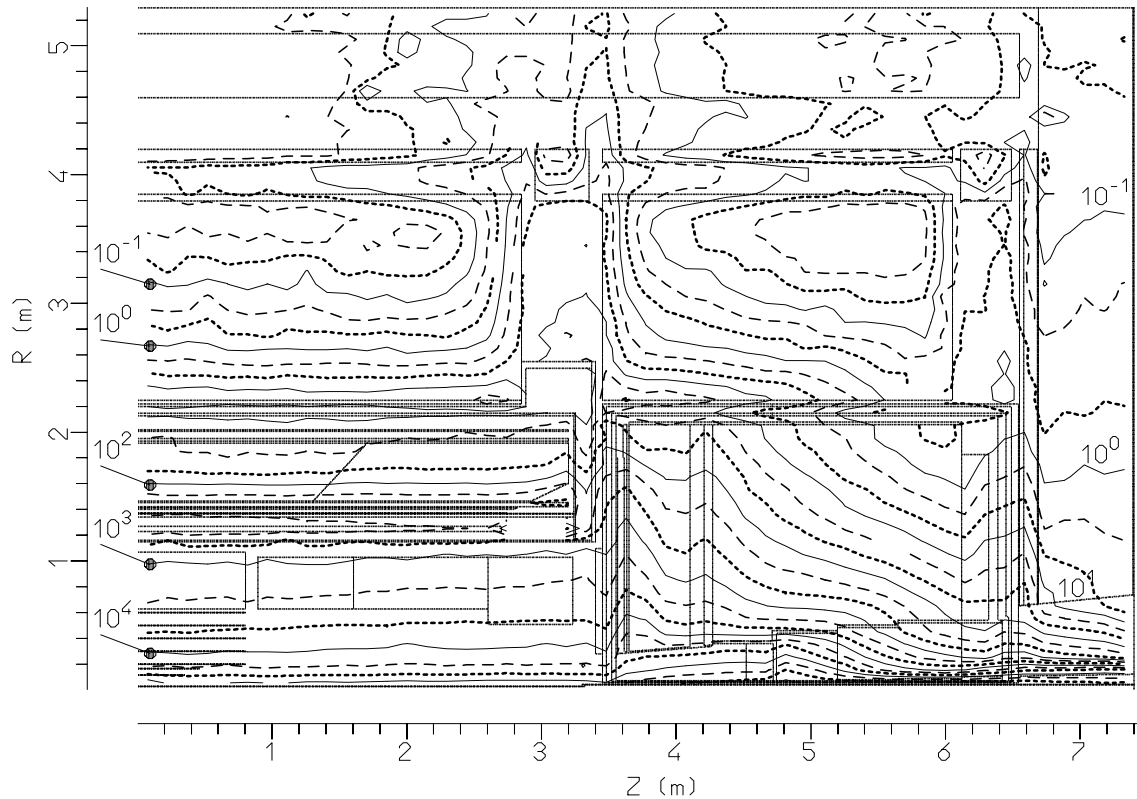


Figure 2.6: Doses accumulées en Gy/an, aux différentes positions du détecteur ATLAS, à la haute luminosité du LHC ($10 \text{ kGy}=1 \text{ Mrad}$). Les lignes de niveau de flux de neutrons de plus de 100 keV ont des formes relativement identiques, la ligne $10^{13} \text{ neutrons/cm}^2/\text{an}$ se superpose sur la ligne des doses égales à 1 kGy/an .

- résistants aux radiations.
- segmentés et très granulaires, en particulier pour diminuer leur sensibilité aux événements d'empilement.
- rapides pour séparer en temps des événements produits dans des croisements de faisceaux différents et identifier la collisions dont ils sont issus. Pour cela, ils doivent être équipés d'une électronique rapide et disposer de "pipelines" capables de stocker l'information des sous-détecteurs, pendant les prises de décisions par le déclenchement de premier niveau, sans introduire de temps morts.
- équipés d'un système de déclenchement efficace et performant pour sélectionner et stocker pratiquement tous les événements intéressants, qui sont relativement rares.

2.2 Le détecteur ATLAS

La proposition de construction d'un détecteur par la collaboration ATLAS [16] (A Toroidal Lhc ApparatuS) a été approuvée par le CERN en janvier 1996.

2.2.1 Présentation et principes généraux du détecteur

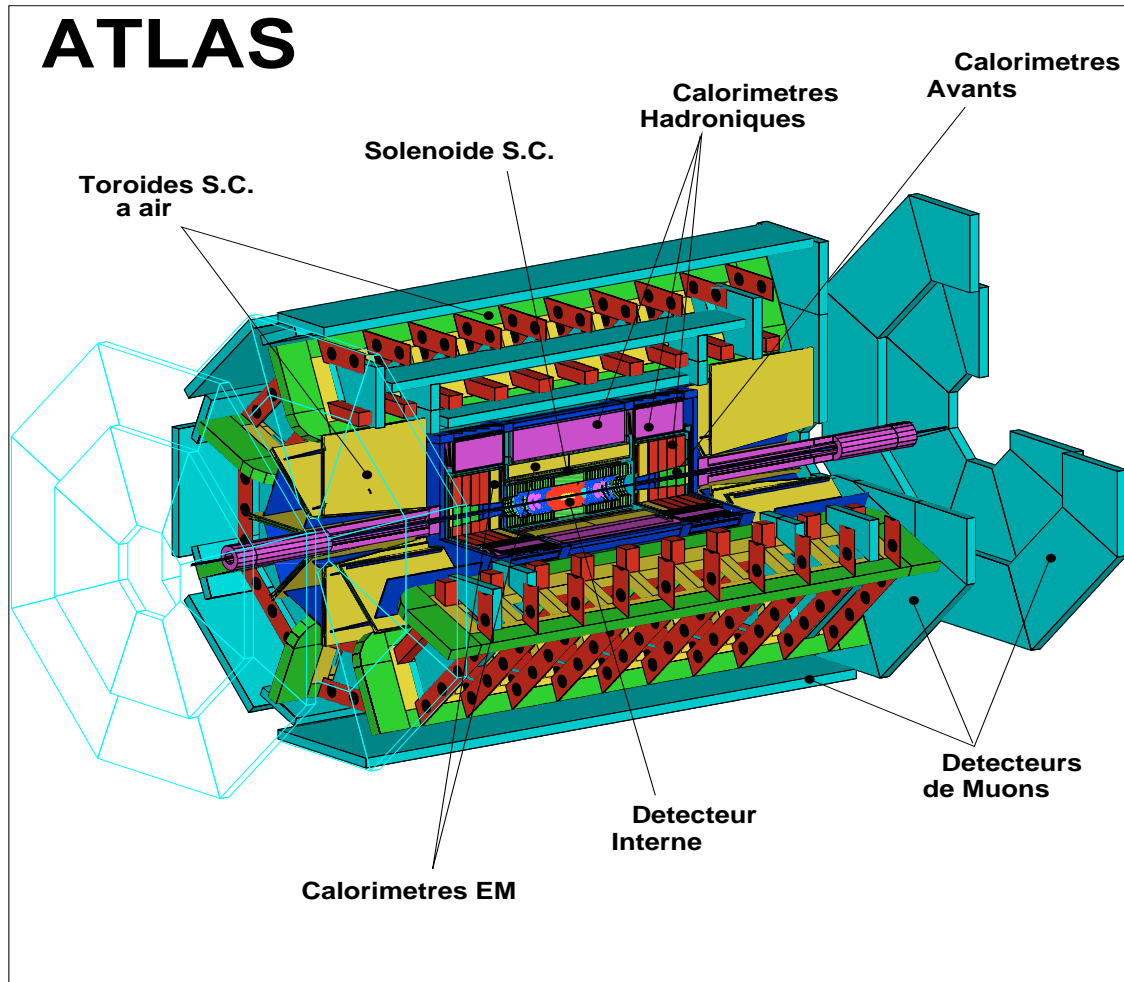


Figure 2.7: Le détecteur ATLAS (*S.C. signifie supra-conducteur*).

Le choix des différentes techniques de détection utilisées dans le détecteur ATLAS, est guidé par les études de simulation des nombreux processus physiques, standards ou exotiques, attendus au LHC :

- mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible : recherche du Higgs dans le cadre du Modèle Standard, de la SUSY et couplages forts au-delà du TeV/c^2 .
- recherche des particules supersymétriques, des sous-structures des fermions et des répliques lourdes des bosons vecteurs (Z' , W').
- études des saveur lourdes : physique des quarks top, étude de violation de CP dans le système des mésons beaux.

Depuis 1991, un intense programme de Recherche et de Développement (RD), au CERN, a permis d'étudier la faisabilité et les performances des différentes techniques expérimentales

choisies. En octobre 1992, les principes généraux de fonctionnement du détecteur ATLAS ont été présentés dans la “Lettre d’Intention” [17]. Une description détaillée de l’étude des différents canaux de physique, ainsi que des techniques utilisées par chacun des sous-détecteurs d’ATLAS, est donnée dans la “Proposition Technique” [16] (voir également [18]).

Le détecteur ATLAS, représenté sur la figure 2.7, a la forme d’un cylindre de longueur 25 m et de rayon 10 m. Il est organisé autour d’une configuration à deux aimants :

- un aimant solénoïdal et supraconducteur de 2 Teslas contenant le détecteur interne de traces chargées.
- un toroïde à air constitué de 8 bobines, entre lesquelles sont disposés les détecteurs de traces de μ^\pm . Ce toroïde central est complété par deux toroïdes bouchons.

En partant du point de collision vers les couches les plus externes, les particules émises dans les collisions rencontrent successivement :

- le détecteur central de traces chargées.
- les calorimètres électromagnétiques (EM) et hadroniques (HAD).
- le spectromètre de μ^\pm , capable de fonctionner à haute luminosité de façon autonome.

2.2.2 Le détecteur interne

Le détecteur interne est opérationnel à haute luminosité. Il est capable notamment de mesurer avec précision l’impulsion des e^\pm et d’étiqueter les jets issus des quarks beaux. En liaison avec la calorimétrie, il aide à l’identification des γ et des e^\pm . A basse luminosité, il détermine la position des vertex secondaires et permet la reconstruction complète de certains modes de désintégration des mésons beaux.

2.2.2.1 Description

La reconstruction des trajectoires et la mesure des impulsions des chargés sont réalisées à partir d’un nombre élevé de points par trace, supérieur à 40. Cette reconstruction est obtenue à l’aide d’une combinaison de deux techniques, l’une est basée sur des couches de précision au silicium, ou arséniure de gallium (AsGa), qui permettent une localisation très précise dans l’espace des traces, l’autre sur un détecteur utilisant la radiation de transition (TRT) et qui assure un suivi continu des trajectoires. La disposition des différentes parties du détecteur interne de traces chargées est présentée sur la figure 2.8 [19]. Il a une longueur de 6.90 m et un rayon externe de 1.15 m.

• Les couches de précision :

- Une première couche cylindrique en pixels de silicium est installée à $R = 4$ cm de l’axe z. Présente à basse luminosité ($\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), elle permet de déterminer la position

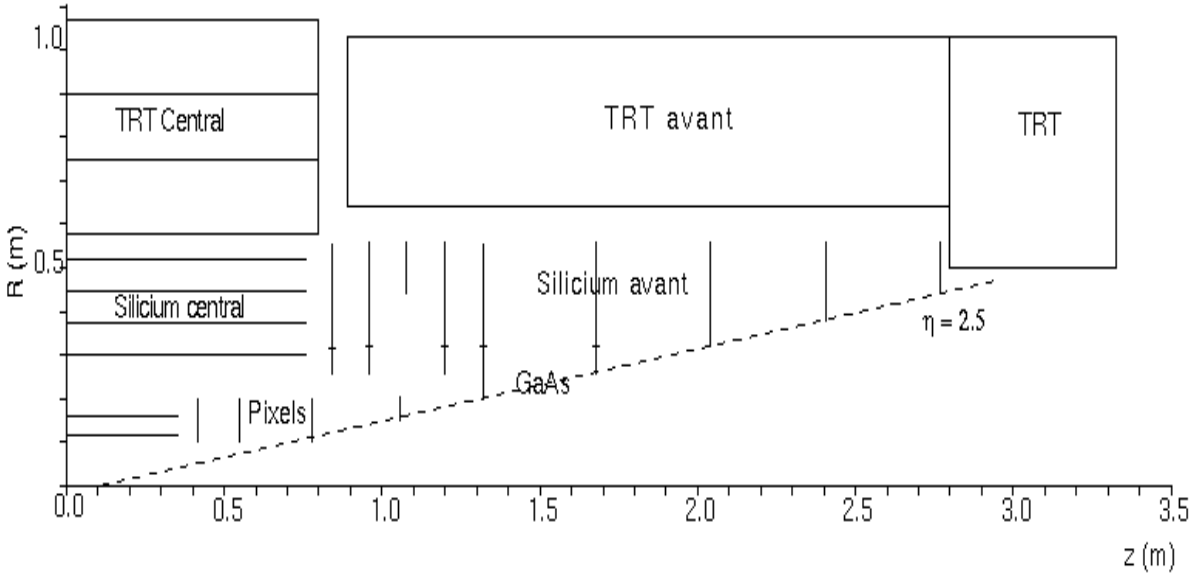


Figure 2.8: *Vue en coupe, dans un plan (R, z) , du détecteur interne (dans la phase de fonctionnement du LHC à haute luminosité).*

des vertex secondaires. Elle est constituée de $12 \cdot 10^6$ capteurs répartis sur l'acceptance $|\eta| < 2.5$.

- Deux couches cylindriques, situées à $R = 11.5$ et 16.5 cm, et 8 disques de semi-conducteurs double face en pixels de silicium, représentent $1.4 \cdot 10^8$ capteurs répartis dans l'acceptance $|\eta| < 2.5$. La taille de ces pixels est $50 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$, les résolutions spatiales correspondantes sont de l'ordre de $\sigma_{R\perp\phi} \simeq 14 \mu\text{m}$ et $\sigma_z \simeq 87 \mu\text{m}$. Les taux d'occupation sont inférieurs à 10^{-4} .

- Quatre cylindres situés à $R \simeq 30, 35, 45$ et 50 cm, et 18 disques de semi-conducteurs, tous en micro-pistes de silicium, permettent de couvrir des surfaces plus étendues que les pixels, à des rayons plus grands, tout en gardant des granularités fines. Quelque soit la position ($|\eta| < 2.5$), 4 points fournis par les pistes de silicium, donnent une vue dans l'espace des trajectoires. Ces pistes correspondent à un nombre de capteurs qui est de l'ordre de $5 \cdot 10^6$, leur taille de $12 \text{ cm} \times (75 \text{ à } 112.5 \mu\text{m})$ permet d'atteindre des résolutions spatiales de l'ordre de $\sigma_{R\perp\phi} \simeq 15$ à $35 \mu\text{m}$, $\sigma_R < 1800 \mu\text{m}$ et $\sigma_z \simeq 770 \mu\text{m}$.

- Dix disques de semi-conducteurs avec pistes en AsGa, à des positions $R < 35$ cm, couvrent les acceptances comprises dans l'intervalle $2.0 < |\eta| < 2.5$. L'arséniure de gallium est plus résistant aux radiations que le silicium. Le nombre de capteurs associés est d'environ 10^6 , leur taille de $7.6 \text{ cm} \times 50 \mu\text{m}$ permet d'obtenir les résolutions spatiales : $\sigma_{R\perp\phi} \simeq 10 \mu\text{m}$, $\sigma_R \simeq 1200 \mu\text{m}$.

• Le détecteur à radiation de transition (TRT) :

Le TRT ("Transition Radiation Tracker") est installé dans une zone où la densité des traces est plus faible.

Ce détecteur est basé sur l'utilisation du rayonnement de transition. Des photons X sont émis lors du passage des e^\pm dans un milieu constitué de feuilles de polypropylène

servant de radiateur. Ils sont détectés dans 64 couches de tubes à dérive de 4 mm de diamètres (“pailles”). Les charges produites par ionisation sont collectées sur les fils situés au centre des tubes. Ce détecteur est disposé entre les rayons $R = 60$ et $R = 110$ cm (les pailles sont suivant l’axe z dans la partie centrale, perpendiculaires à l’avant). Le nombre des capteurs associés est de l’ordre d’un demi-million.

Le TRT assure 3 fonctions, l’identification des e^\pm par rapport aux jets, la reconnaissance des paires $\gamma \rightarrow e^+e^-$ (également celles issues des désintégrations Dalitz de π^0) et la reconstruction des trajectoires des traces chargées, grâce à plus de 35 points successifs. La résolution spatiale, $\sigma_{R\perp\phi}$, des pailles est de l’ordre de 170 μm . L’efficacité de ce détecteur est principalement affectée par le taux d’occupation lié à la luminosité.

Dans la partie centrale du TRT, la localisation en z des traces chargées est limitée puisque les pailles sont parallèles à l’axe des faisceaux. Dans les parties avant, les pailles sont disposées perpendiculairement à cet axe. La localisation des traces en z est donc meilleure à l’avant. Deux niveaux succesifs de pailles sont distants d’une dizaine de mm.

2.2.2.2 Performances attendues

Efficacité de détection et reconstruction

L’efficacité (\mathcal{E}) de détection et de reconstruction des trajectoires des particules chargées isolées de $P_T > 5$ GeV/c, dépasse 95 %, à haute luminosité, pour $|\eta| < 2.5$, avec des taux d’erreur (\mathcal{T}_{faux}) inférieurs à 1%.

Les régions d’intérêt du détecteur interne, pour un déclenchement de l’expérience au niveau 2, sont déterminées au 1^{er} niveau par les calorimètres, dans des cônes de tailles ΔR inférieures à 0.25[†], autour du centroïde d’un amas d’énergie, et par le spectromètre à μ^\pm . Dans ces régions, la détection des traces chargées de $P_T > 20$ GeV/c est réalisée avec des efficacités correspondant à $\mathcal{E} > 90\%$ et $\mathcal{T}_{faux} < 10\%$.

Le détecteur interne joue un rôle important dans la reconstruction des e^\pm de P_T supérieur à 10 GeV/c. L’efficacité de reconstruction est supérieure à 90%, en tenant compte de l’efficacité de déclenchement et des émissions de photons par rayonnement de freinage dans la matière du détecteur (Bremsstrahlung).

Résolutions

La résolution sur la mesure de l’impulsion transverse des muons, jusqu’à $|\eta| = 2$, est donnée par la formule :

$$\frac{\sigma(P_T)}{P_T} = (5.10^{-4}P_T \oplus 0.012) \times 10^{+2} \quad (P_T \text{ en GeV/c}) \quad (2.12)$$

Elle inclue les effets d’inhomogénéité du champ magnétique délivré par le solénoïde. Le terme constant dans la formule tient compte des effets de diffusion Coulombienne qui

[†] $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$

limitent la résolution des particules chargées de basses énergies (inférieures à 25 GeV). La courbe 2.9 donne la résolution de μ^\pm de $P_T = 500$ GeV/c, en fonction de $|\eta|$ [20]. Si $|\eta| < 2$, la résolution est de l'ordre de 25 %. Si $|\eta| > 2$, la résolution se dégrade à cause de la diminution du champ magnétique et de ses inhomogénéités, mais elle ne dépasse jamais 50 % (la composante longitudinale du champ diminue de 2 à 0.4 Teslas quand $|z|$ passe de 2 m à 3.2 m). Le signe de la charge électrique des traces est déterminé sans ambiguïté.

Le détecteur central donne la position du vertex initial de la collision p-p à laquelle la trace chargée appartient. Le long de l'axe z, la position de ce vertex est reconstruite avec une précision $\sigma_z^{\text{vertex}} < 1$ mm (la dispersion du point d'interaction est de 5.6 cm). La mesure de l'angle polaire des traces chargées est obtenue avec une résolution $\sigma_\theta < 2$ mrad.

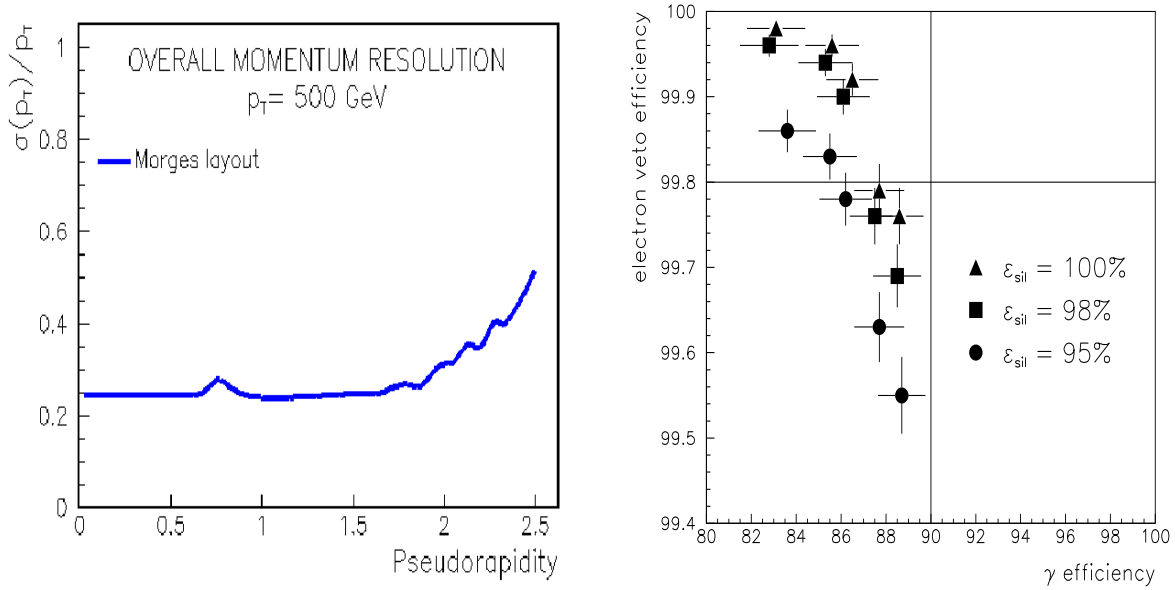


Figure 2.9: Résolution du détecteur central sur la mesure de l'impulsion transverse des μ^\pm de $P_T = 500$ GeV/c (à gauche). Pouvoirs de séparation entre les e^\pm et les γ pour différentes efficacités de fonctionnement des couches de détection en silicium du détecteur central (à droite).

Identifications

Le détecteur interne joue un rôle important dans l'identification des paires e^\pm de conversions de photons ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) ou des paires de Dalitz dans les désintégrations $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$. La reconstruction de 2 traces chargées voisines et de signes opposés, notamment avec l'aide du TRT, est suivie par la recherche d'un vertex déplacé venant d'une éventuelle conversion de photon. Cette identification commence par la détection d'un e^\pm de haut P_T , puis par la recherche d'un second e^\mp proche du précédent avec une impulsion transverse $P_T > 0.5$ GeV/c (l'efficacité relative de détection du 2nd e^\pm est supérieure à 90%). La courbe 2.9 (à droite) montre que les photons, convertis ou non, pour une efficacité de détection de 85%, peuvent être séparés des e^\pm dans plus de 99.8% des cas, le

pouvoir de réjection R est supérieur à 500 [21]. Cette courbe est obtenue pour des valeurs d'impulsion $P_T \simeq 40$ GeV/c.

En combinant le pouvoir de réjection du calorimètre EM, et la recherche des paires e^+e^- de conversion dans le détecteur interne, le pouvoir de réjection des $\pi^0 (\rightarrow \gamma\gamma)$ est amélioré [22]. Dans ce cas, la détection de conversions multiples et la balance énergie-impulsion d'une paire e^+e^- produite, sont utilisées comme 2 critères de réjection des π^0 .

L'identification des électrons par rapport aux hadrons se fait en combinant les performances des calorimètres et du détecteur interne. Le taux de production des jets est plus élevé que celui des électrons isolés par près de 5 ordres de grandeur. Les calorimètres permettent de distinguer les hadrons des électrons et offrent un facteur de réjection $R \simeq 10^3$, le détecteur central fournit un facteur de réjection supplémentaire de l'ordre de 100. La valeur de la réjection combinée de 10^5 peut être atteinte à partir de $P_T \simeq 20$ GeV/c [23].

Marquage des hadrons beaux

C'est dans la phase de démarrage du LHC, à basse luminosité, que le détecteur interne aura les meilleures performances. Il sera possible d'identifier et de reconstruire des traces de bas P_T (> 0.5 GeV/c), de trouver la position des vertex secondaires, d'identifier les jets issus de leptons τ et de reconstruire les K_s^0 . Par exemple, le mode exclusif $B_d \rightarrow J/\Psi K_s^0 (\rightarrow l^+ l^- \pi^+ \pi^-)$ peut être reconstruit pour l'étude de la violation de CP.

La combinaison des performances des couches de pixel du détecteur interne et la possibilité d'identifier des e^\pm et des μ^\pm de bas P_T (supérieur à 2 ou 3 GeV/c), dans les désintégrations semi-leptoniques des b, à l'aide du détecteur à rayonnement de transition et des calorimètres [24], devrait permettre d'atteindre des niveaux élevés d'étiquetage des hadrons issus de quarks beaux. Une valeur de réjection des jets, issus de saveurs "légères" (quarks u, d, s) ou de gluons, $R_{jet} > 100$ devrait être obtenue pour une efficacité relative $\mathcal{E}_{beaux} = 50\%$ †.

À haute luminosité, l'étiquetage des jets de hadrons beaux sera moins efficace. La couche de pixels la plus proche du point d'interaction (située à 4 cm) ne supportera pas les effets des radiations et devra être retirée. Les résolutions sur les grands paramètres d'impact servant à mesurer le temps de vie des hadrons beaux seront 3 à 4 fois moins bonnes (de l'ordre de 30 μm dans la vue transverse au faisceau et de 150 μm dans la vue longitudinale). L'effet d'empilement des événements parasites sera également important. Dans les cônes servant à reconstruire l'énergie du jet de b ($\Delta R = 0.4$), le nombre de traces chargées parasites de plus de 1 GeV/c de P_T sera de l'ordre de 2, avec environ 5 traces de signal se partageant au moins 15 GeV/c. En particulier, la résolution sur la masse invariante des paires $b\bar{b}$ ($m_{b\bar{b}}$) sera moins bonne.

† Cette valeur semble raisonnable en comparaison des techniques moins complexes employées pour les détecteurs de vertex fonctionnant actuellement à LEP et au TeVatron (l'expérience CDF rapporte des valeurs $R_{jet} \simeq 200$ et $\mathcal{E}_{beaux} \simeq 50\%$ [25]).

2.2.2.3 Quantité de matière dans le détecteur interne

Le détecteur interne étant en amont du calorimètre EM, il est important de contrôler l'épaisseur de matière traversée par les γ et les e^\pm . Le nombre des conversions de γ et les pertes d'énergie des e^\pm par rayonnement de freinage doivent être réduites, afin de ne pas affecter les résolutions du calorimètre EM et éviter de rendre plus complexe la reconstruction des trajectoires des particules chargées, notamment des e^\pm .

La distribution de la quantité de matière, exprimée en unités de longueurs de radiations (X_0) est donnée sur la courbe 2.10 en fonction la pseudo-rapacité [26][§]. La valeur maximale de la distribution est de l'ordre de 1 X_0 .

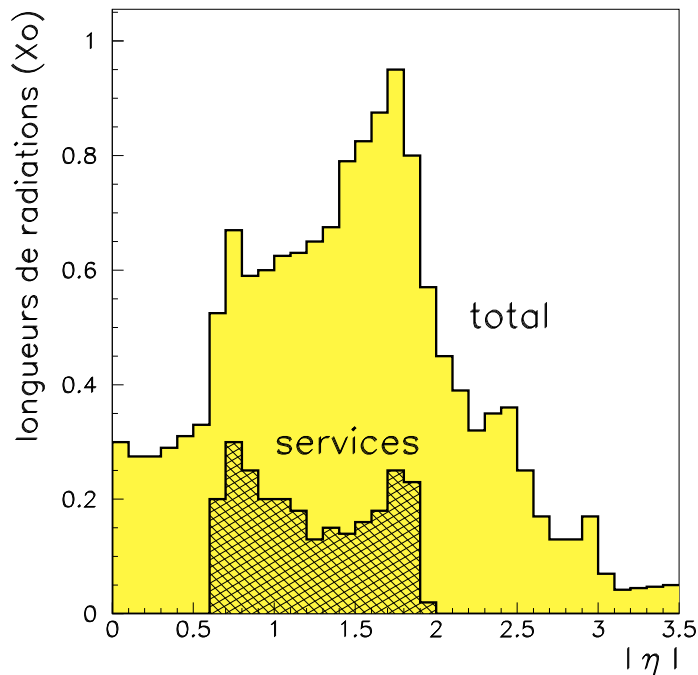


Figure 2.10: Quantités de matière dans le détecteur central en fonction de $|\eta|$.

2.2.3 Les calorimètres

La figure 2.11 présente une vue en perspective du système des calorimètres du détecteur ATLAS. Ses dimensions externes sont contenues dans un volume cylindrique de 4.25 m de rayon et d'une longueur de 13.35 m.

Le rôle des calorimètres est de mesurer avec précision et d'identifier efficacement les γ et les e^\pm . Il est aussi de reconstruire les jets de hadrons et de mesurer leur énergie. Ils disposent d'une grande couverture angulaire en pseudo-rapacité ($0 < |\eta| < 5$) pour mesurer l'énergie transverse manquante, notamment.

Un rappel des principes de base de la calorimétrie est donné dans l'annexe A.

[§]Elle inclue l'estimation la plus récente des effets liés aux systèmes de refroidissement, aux supports mécaniques et câblages (panneau de câblages), c'est à dire les services.

2.2.4 La calorimétrie électromagnétique

2.2.4.1 Introduction

Les calorimètres électromagnétiques (EM) d'ATLAS sont principalement optimisés, pour permettre la recherche du Higgs dans les modes $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$, $H^\circ \rightarrow Z^\circ Z^{\circ(*)} \rightarrow 4 e^\pm$ et l'observation de nouveaux bosons de jauge (Z' et W') dans les modes de désintégration faisant intervenir des e^\pm , jusqu'à des masses invariantes de 5 TeV/c² [27].

En particulier, le canal $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ impose des contraintes fortes sur les performances du détecteur en terme de résolution en énergie, de mesures de positions, d'acceptance, de granularité et d'identification des γ par rapport aux jets. La résolution sur la masse invariante d'une paire de photons ($\Delta m_{\gamma\gamma}$) est donnée par la formule :

$$\frac{\Delta m_{\gamma\gamma}}{m_{\gamma\gamma}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta E_1}{E_1} \oplus \frac{\Delta E_2}{E_2} \oplus \frac{\Delta \theta_{\gamma\gamma}}{\tan(\theta_{\gamma\gamma}/2)} \right) \quad (2.13)$$

où dans cette formule E_1 , E_2 et $\theta_{\gamma\gamma}$ sont respectivement les énergies des photons et l'angle d'ouverture de la paire. Une résolution totale de l'ordre de 1 % est la performance à atteindre.

2.2.4.2 Argon liquide et géométrie accordéon

Les calorimètres EM d'ATLAS sont de type à échantillonnage, avec de l'argon liquide (LAr) comme milieu actif. Les avantages de cette technique, utilisée dans de nombreuses expériences, sont bien connus :

- stabilité au cours du temps et uniformité du signal permettant une calibration aisée (calibration de la chaîne d'électronique par injections de charges).
- résistance aux radiations. Le niveau de radiations peut atteindre 10^{14} neutrons/cm² et 10^5 Gy pour 10 ans de fonctionnement du LHC à haute luminosité.
- segmentations latérales et longitudinales des électrodes de lecture du signal.

La disposition habituelle des plaques d'absorbeurs, dans les calorimètres EM à échantillonnage, est telle que les particules les traversent à angle droit (voir figure A4 de l'annexe A). Pour obtenir les granularités requise au LHC, ce type de géométrie impose la présence de nombreux espaces morts entre les voies, créés par la présence d'un nombre élevé de connexions.

Les nombreuses connexions, nécessaires pour relier entre elles les plaques d'absorbeurs en profondeur, contribuent fortement à l'inductance L et à la capacité C_d totale de la cellule de lecture [28]. Le temps de transfert, τ_{trans} , du signal depuis les électrodes vers les préamplificateurs est $\tau_{trans} = 4\sqrt{LC_d}$. Si τ_{trans} est trop grand il y a un déficit ballistique important pour le signal, dans le cas d'une intégration rapide. De plus, la calibration de la cellule de lecture est moins précise. Ce type de géométrie, pour un détecteur cylindrique sur collisionneur, est plus difficile à intégrer dans un volume limité, la mécanique étant relativement complexe.

ATLAS Calorimétrie (Geant)

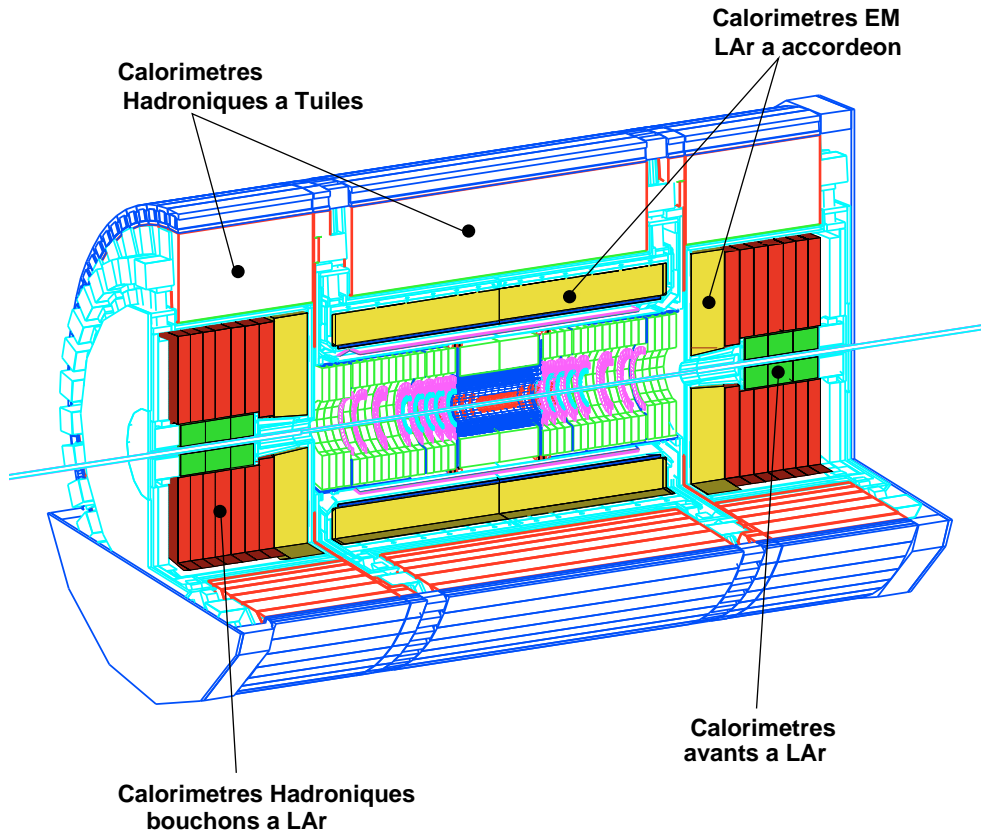


Figure 2.11: *Vue en coupe des calorimètres du détecteur ATLAS.*

Afin de réduire au maximum le nombre de connexions et d'éliminer les espaces morts entre les électrodes, la collaboration RD3 a mis au point le concept de la géométrie accordéon [29]. Cette géométrie est illustrée sur la figure 2.12 qui montre, dans un plan (R, ϕ) , le développement d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre. De nombreux prototypes ont été testés sur faisceau, en particulier un prototype de 2 mètres de long équivalent à 4 % du baril électromagnétique d'ATLAS [30].

Les absorbeurs, constitués de plaques de plomb, et les électrodes ont une direction globale parallèle aux particules incidentes et sont pliées en accordéon. L'ondulation de l'accordéon est perpendiculaire aux particules incidentes. L'épaisseur des espaces d'argon liquide, situés entre les absorbeurs (gaps), est maintenue constante en ajustant les angles de pliage de l'accordéon. Ainsi, en faisant varier les angles de 100° à 70° , à rayon croissant, les gaps gardent la même largeur. Par suite, le rapport d'échantillonnage reste constant en fonction du développement de la gerbe, tout en gardant une géométrie projective sur le centre géométrique du détecteur ATLAS.

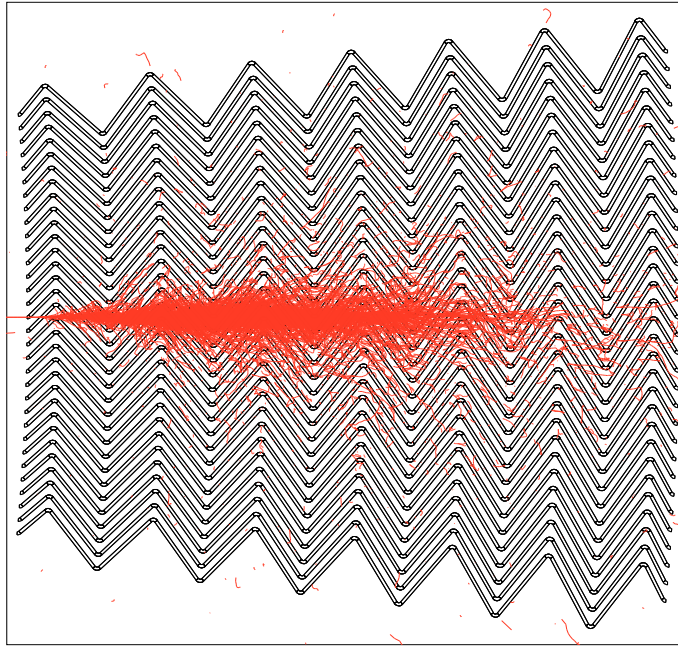


Figure 2.12: *Simulation du développement d'une gerbe électromagnétique d'un photon d'énergie $E = 50 \text{ GeV}$ dans le calorimètre EM à accordéon.*

Les gaps électrodes-absorbeurs étant de $d_{gap} = 2.1 \text{ mm}$ dans le calorimètre central, le temps de dérive total est de l'ordre de 450 ns pour un champ électrique de 10 kV/cm . Les cellules sont lues sur les électrodes à l'avant et à l'arrière du détecteur, autorisant ainsi des temps de transfert sur les électrodes, τ_{trans} , vers la chaîne de traitement électronique du signal, de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes, comparables à la période de 25 ns de croisement des faisceaux. La valeur typique des capacités totales des cellules de lecture est $C_d \simeq 1 \text{ nF}$ et l'inductance, L , des connexions est de l'ordre de 10 à 20 nH .

La distribution des absorbeurs et des électrodes autour de l'axe des faisceaux assure une herméticité parfaite en ϕ , ce qui n'est pas le cas pour un calorimètre classique. La mesure en pseudo-rapacité est obtenue en découpant les électrodes de manière projective en η . Cette segmentation est faite à $\Delta\eta$ constant.

La rigidité des plaques d'absorbeurs en plomb est assurée par le collage en sandwich de feuilles d'acier inox d'épaisseur $2 \times 200 \mu\text{m}$. Cette rigidité permet d'obtenir des épaisseurs de plaques de plomb de l'ordre de 1 mm ($0.18 X_0$). Ainsi, le rapport d'échantillonnage peut être ajustée finement. L'espacement constant des gaps et le positionnement des plaques d'absorbeurs est assuré par la présence à l'avant et l'arrière des accordéons, de barreaux en verre epoxy, de type G10. Entre les plaques, des espaceurs en nids d'abeilles maintiennent constante l'épaisseur des gaps.

2.2.4.3 Description

La figure 2.13 donne une vue en coupe, dans un plan (R,z) , des différents constituants du calorimètre EM. Il est composé de 3 éléments, un calorimètre central (le baril) et deux calorimètres à l'avant (les bouchons)[32].

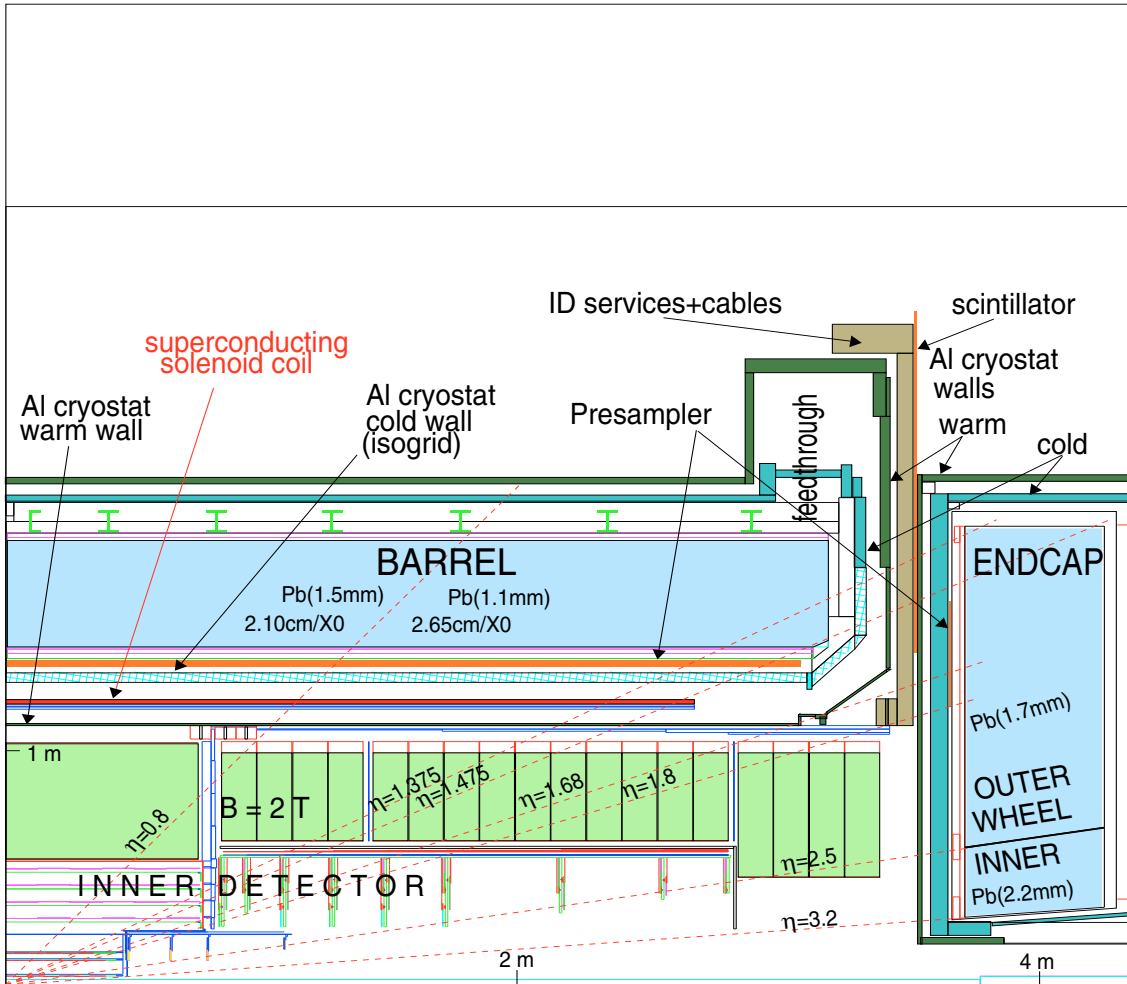


Figure 2.13: *Vue en coupe de $\frac{1}{4}$ des calorimètres EM d'ATLAS et du détecteur central [31].*

- Le calorimètre central (baril) :

Le baril électromagnétique est contenu dans un cryostat de 1.15 m de rayon interne (2.26 m de rayon externe) et de demi-longueur 3.45 m. La figure 2.14 présente une vue simplifiée d'une moitié du baril. Les signaux sont extraits, à chaque extrémité du baril, à l'aide de 2×32 traversées froides étanches (1920 voies chacune). A l'intérieur du cryostat, l'argon liquide est maintenu à la température de 89.3 °K, sous une pression de 1.25 atm. Les préamplificateurs, les formeurs, les pipelines de l'électronique de lecture sont placés dans des chassis disposés sur le cryostat, à la périphérie des traversées froides.

La bobine supraconductrice est insérée entre les deux parois internes du cryostat. Placée à 1.2 m de l'axe z, elle possède une longueur z_{max} de 5.3 m ($|\eta| \simeq 1.6$). Sa couverture en pseudo-rapidity est inférieure à celle du détecteur interne afin de réduire la quantité de matière devant le calorimètre électromagnétique. Sous incidence normale ($|\eta| = 0.$), la bobine représente une longueur de 0.63 X_0 .

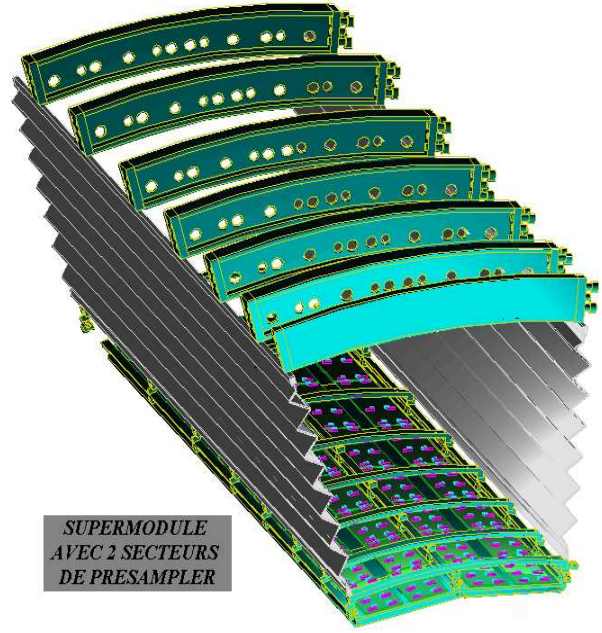
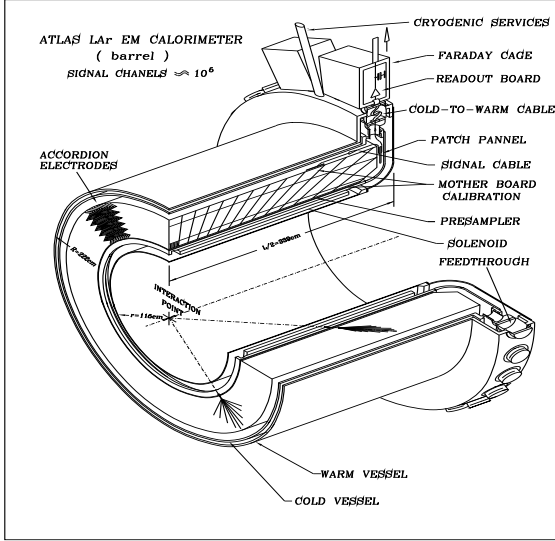


Figure 2.14: A gauche, vue simplifiée d'un $\frac{1}{2}$ baril [31]. A droite, vue d'un module. 62 des 64 plaques d'absorbeurs ont été ôtées pour voir les 2 secteurs en ϕ du pré-échantillonneur, situées à l'avant du calorimètre [33]. A l'arrière, sont représentés les anneaux de soutien du module.

Afin de corriger des pertes d'énergie dans les parois du cryostat et dans la bobine, une couche de pré-échantillonnage est placée devant le calorimètre, juste derrière la paroi froide du cryostat, entre les rayons $R = 141.3$ cm et 144.8 cm (voir figure 2.14). Les 32 secteurs de pré-échantillonnage disposés en ϕ sont découpés en 2×7 unités suivant η . Les différents secteurs de pré-échantillonnage ont comme taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ et la granularité des cellules de lecture est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.098$. Ce détecteur couvre une acceptation en η comprise entre -1.513 et 1.513 .

Le calorimètre central est constitué de deux parties identiques de 3.15 m de long ($z > 0$ et $z < 0$). Chacune des parties est composée de 1024 plaques d'absorbeurs. La fréquence d'échantillonnage du calorimètre vue par les particules incidentes varie comme $1/\sin(\theta)$, ou comme $\cosh(\eta)$. Pour maintenir sous contrôle la valeur du terme d'échantillonnage qui contribue à la résolution en énergie et qui se dégrade comme $1/\sqrt{\sin(\theta)}$ ($= \sqrt{\cosh(\eta)}$) (voir annexe A), l'épaisseur des plaques de plomb est de 1.5 mm à $|\eta| < 0.8$ et de 1.1 mm pour $0.8 < |\eta| < 1.475$.

Chaque moitié du baril est formée à partir de l'assemblage de 16 modules de 64 absorbeurs chacun (figure 2.14). L'angle de couverture en ϕ d'un module est 22.5° . Une cellule physique est constituée d'une plaque d'absorbeur et de 2 gaps d'argon liquide de même épaisseur, séparés par une électrode de lecture. Quatre cellules sont regroupées pour former une voie de lecture en ϕ .

Le dessin de la géométrie de l'accordéon est présenté sur la figure 2.15. Sa longueur est de 47 cm ($R_{int} = 150.6$ cm et $R_{ext} = 197.5$ cm). Les électrodes sont constituées de trois couches de cuivre, alternées de couches de diélectrique en kapton. Les deux couches externes sont portées à la haute tension. Le signal est recueilli sur la couche interne par couplage capacitif.

En profondeur, le calorimètre est divisé en trois compartiments (voir figure 2.16, à droite). La longueur des différents compartiments est obtenue par découpage des électrodes de lecture. La figure 2.16 (à gauche) présente une vue de la segmentation des électrodes, en fonctions de η et de la profondeur du calorimètre. Les longueurs sont exprimées en longueurs de radiations et en fonction du rayon par rapport à l'axe des faisceaux. La longueur de radiation minimum du calorimètre est de $24 X_0$. Les électrodes de lecture sont divisées en 2 parties dans chaque demi-baril. La séparation entre 2 parties correspond au changement d'épaisseur de plomb ($|\eta| = 0.8$).

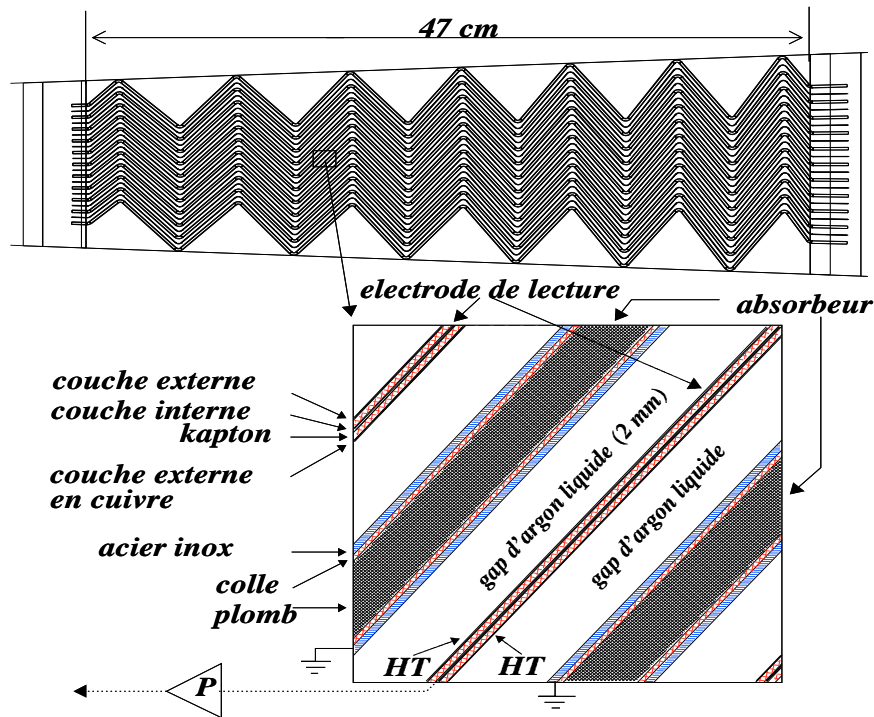


Figure 2.15: Description de la géométrie et des gaps de LAr à $\eta = 0$ [31].

La granularité et le nombre de voies des différents compartiments sont données dans la table 2.4. Il y a environ 115000 voies de lecture dans tout le baril électromagnétique.

La longueur totale de radiation à la fin du premier compartiment est maintenue à une longueur constante de $6 X_0$. Ce compartiment sert de détecteur de pied de gerbe. La longueur totale du second compartiment est maintenue constante à la fin de ce compartiment à $24 X_0$. Le troisième compartiment n'a jamais une longueur inférieure à $2 X_0$. Le premier compartiment est lu à l'avant du calorimètre, les deux autres sont lus à l'arrière.

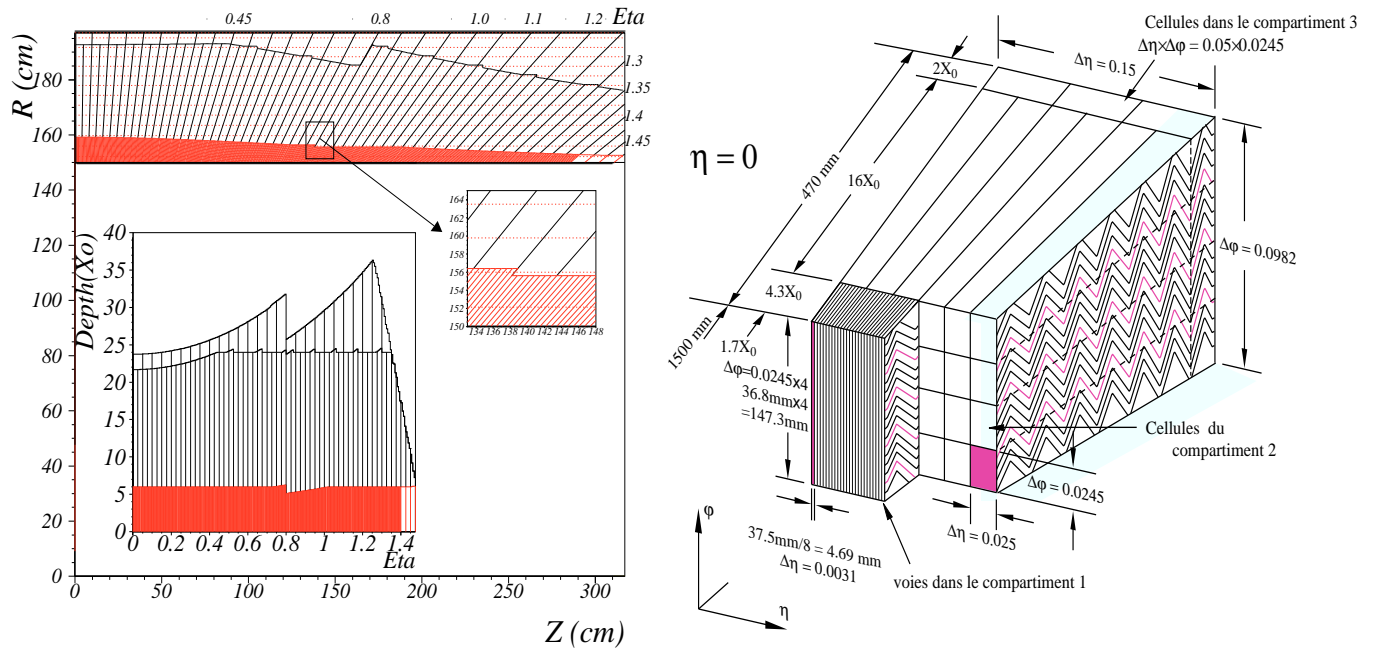


Figure 2.16: A gauche, dessin des électrodes et longueur totale du calorimètre en unités de X_0 , en fonction de $|\eta|$. La matière à l'avant du détecteur est incluse dans le calcul de la matière du premier compartiment. A droite, schéma du calorimètre à $\eta = 0$ [31].

compartiment	pré-échant.	1	2	3
granularité	0.025×0.098	$(0.025/8) \times 0.098$	0.025×0.0245	0.05×0.0245
nombre de voies	7500	60500	30200	15000

Tableau 2.4: Granularité exprimées en unités naturelles ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) et nombre de voies des différents compartiments du baril électromagnétique.

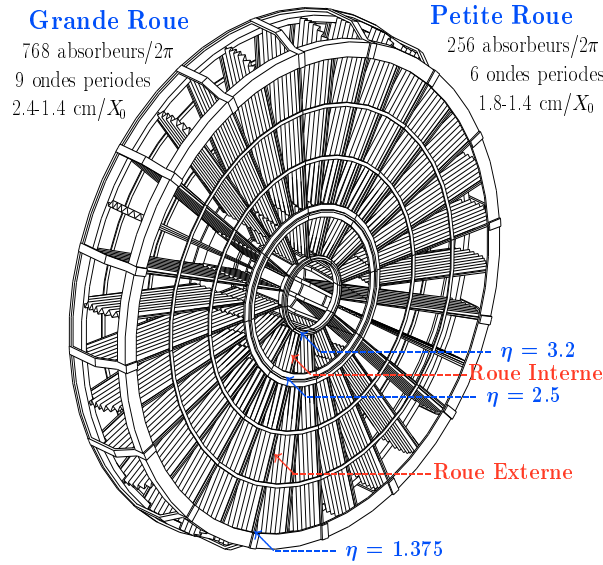
• Les calorimètres avants (bouchons) :

Les calorimètres EM bouchons utilisent la même technique accordéon que le calorimètre central. L'accordéon est en "éventail" et les absorbeurs sont disposés comme les rayons d'une roue. La roue, perpendiculaire à l'axe des faisceaux, est en deux parties.

Le schéma des roues et les valeurs des granularités sont présentés sur la figure 2.17 [35]. La partie active de l'accordéon débute à 370.5 cm du vertex et est profonde de 51.0 cm. La longueur totale du calorimètre est toujours supérieure à $26 X_0$. La profondeur totale des deux premiers compartiments est maintenue constante à $6 X_0$ et $24 X_0$, respectivement.

Le nombre de voies est 2×35000 , les signaux sortent par 2×32 traversées froides (contenant également les signaux des calorimètres hadroniques avant). Dans la grande roue, la réunion de 3 gaps d'argon liquide et 3 absorbeurs successifs constitue une cellule de lecture en ϕ . Il en faut quatre pour former une cellule dans la petite roue.

Dans la zone de transition baril-bouchon, la matière devant le calorimètre est maximale



$ \eta $	1.375 – 1.5	1.5 – 1.8	1.8 – 2.0
Comp. 0	-	0.025 × 0.098	-
Comp. 1	0.025 × 0.098	0.003 × 0.098	0.004 × 0.098
Comp. 2	0.025 × 0.0245	0.025 × 0.0245	0.025 × 0.0245
Comp. 3	-	0.025 × 0.049	0.025 × 0.049
$ \eta $	2.0 – 2.4	2.4 – 2.5	2.5 – 3.2
Comp. 1	0.006 × 0.098	0.025 × 0.098	0.05 × 0.049
Comp. 2	0.025 × 0.0245	0.025 × 0.0245	0.05 × 0.049
Comp. 3	0.025 × 0.049	0.025 × 0.049	-

Figure 2.17: *A gauche, vue des roues du calorimètre EM avant en éventail: $R_{int} = 30.2$ cm et $R_{ext} = 203.4$ cm. A droite, granularités des bouchons en fonction de $|\eta|$ (en unités $\Delta\eta \times \Delta\phi$).*

(voir figure 2.18). Afin de tenir compte des pertes d'énergie en amont du détecteur, un compartiment de pré-échantillonnage est placé à l'avant du calorimètre (entre $|\eta| = 1.5$ et 1.8). Une couche de scintillateur de 1 cm d'épaisseur, qui est le prolongement de la couche située entre la partie centrale et la partie avant du calorimètre hadronique à tuiles de scintillateur (voir paragraphe 2.2.5.1), est également disposée entre les 2 cryostats dans cette région. Cette couche s'étend jusqu'à $|\eta| = 1.6$ et aide à la correction de l'énergie perdue. Sa granularité est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$. La zone de transition baril-bouchon, qui ne peut servir pour la physique de précision est réduite à l'intervalle $1.37 < |\eta| < 1.55$ [36].

L'épaisseur des gaps de LAr est variable et diminue à $|\eta|$ croissant. L'épaisseur des plaques d'absorbeurs est fixée à 2.2 mm dans la grande externe et 1.70 mm dans la roue interne.

Dans cette configuration, la fraction d'échantillonnage n'est pas uniforme, elle diminue à $|\eta|$ croissant. Le temps de dérive dans les gaps diminue avec $|\eta|$. Il varie de 600 ns à 200 ns pour $|\eta| = 1.4 \rightarrow 2.5$ et de 600 ns à 350 ns, pour $|\eta| = 2.5 \rightarrow 3.2$ [35]. Le courant est pratiquement constant, un dernier ajustement est effectué à l'aide du champ électrique (voir annexe A).

Par rapport à un modèle avec une fraction d'échantillonnage constante [16], le poids du détecteur est réduit de $\frac{1}{3}$ (22 tonnes) et les variations du champ électrique sont plus faibles (9 ± 1 kV/cm) [37]. Les performances ne sont pas dégradées.

2.2.4.4 Performances requises

a) Résolution en énergie :

L'observation du Higgs dans les canaux $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0(*)} \rightarrow 4 e^\pm$ dépend fortement de la résolution en énergie. L'énergie typique des γ et des e^\pm varie entre 10 et 300 GeV.

La résolution en énergie des calorimètres EM d'ATLAS est calculée comme une somme quadratique d'effets indépendants :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (E \text{ en GeV}) \quad (2.14)$$

- Le paramètre **a** est le terme de fluctuation statistique (voir annexe A). Une valeur inférieure ou égale à $10\%/\sqrt{E}$, sur toute l'acceptance ($|\eta| < 2.5$), est l'objectif à atteindre. C'est le terme dominant dans la gamme d'énergie des γ et des e^\pm de désintégration du Higgs de masse intermédiaire. Une étude détaillée de l'optimisation du calorimètre dans ce but est présentée au chapitre 4.

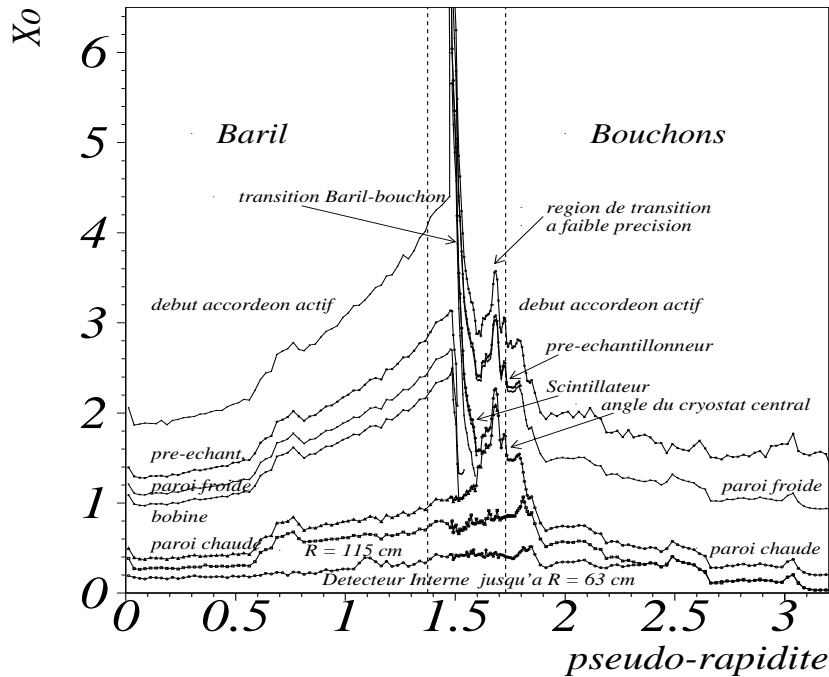


Figure 2.18: *Distributions de la matière devant le calorimètre EM en fonction de $|\eta|$.*

La figure 2.18 donne le détail des quantités de matière en amont du calorimètre en fonction de la pseudo-rapacité. La partie de transition entre le baril et les bouchons,

$|\eta| = 1.4 - 1.6$, est une zone délicate pour la résolution en énergie (transition entre 2 cryostats et passage des câbles et des services du détecteur interne). La quantité de matière devant la première couche active reste globalement inférieure à $3 X_0$ sur toute l'acceptance en η . Toutefois, à la transition entre les cryostats, $|\eta| \simeq 1.5$, la quantité de matière traversée dépasse $6 X_0$.

- Le paramètre **b** est appelé terme de bruit. Il est lié aux effets d'empilement des événements des collisions parasites et au bruit de la chaîne d'électronique. C'est le terme dominant à basse énergie ($E < 20$ GeV). Sa contribution est d'autant plus grande que la taille du cluster de cellules utilisé pour reconstruire l'énergie d'une particule est importante.

La contribution de l'empilement croît avec le temps d'intégration du signal, celle du bruit d'électronique décroît. L'estimation des effets liés aux 2 contributions, permet d'optimiser les constantes de temps de la chaîne d'électronique, de mise en forme rapide du signal, et de minimiser la valeur de **b**. L'étude de ce paramètre est décrite en détails dans le chapitre 3.

- Le paramètre **c** est le terme constant global du calorimètre EM. Il est dominant à haute énergie ($E > 200$ GeV) et rend compte de tous les effets systématiques :

- non-uniformité de l'électronique (calibration cellule à cellule, forme du signal ...).
- non-uniformité de la structure mécanique (épaisseur des gaps d'argon liquide et des absorbeurs, transitions baril-bouchons et transitions aux changements des épaisseurs de plomb).
- variation du signal avec la température et le taux d'impuretés du liquide [38].
- pertes d'énergies latérales, à cause de la taille des clusters utilisés, et longitudinales, pour les gerbes de très haute énergie.
- effets liés à la matière devant le calorimètre EM (détecteur central, bobine).

Afin de conserver le contrôle de la résolution du calorimètre, il est souhaitable de maintenir le terme constant à une valeur inférieure à 1%.

b) Gamme dynamique et linéarité :

La reconstruction des e^\pm émis dans les désintégrations $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0(*)}$, ainsi que l'identification des hadrons beaux dans leurs désintégration semi-leptoniques, imposent de bonnes performances jusqu'à des valeurs basses de l'énergie transverse (de 2 à 5 GeV). La mesure de l'énergie manquante, par exemple pour détecter le mode $A^0 \rightarrow \tau^+ \tau^\pm$, nécessite une sensibilité de quelques dizaines de MeV par cellule du calorimètre. D'autre part, les e^\pm produits dans les désintégrations $Z' \rightarrow e^\pm e^\pm$ et $W' \rightarrow e \nu$ peuvent avoir une énergie aussi élevée que 3 TeV. La gamme dynamique de l'électronique de lecture doit donc être de 16 bits au moins [35] [39].

La réponse du calorimètre doit être la plus linéaire possible sur toute la gamme dynamique, pour éviter de dégrader la résolution sur la masse invariante du Higgs dans les modes $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0(*)} \rightarrow 4 e^\pm$. Une valeur inférieure à 0.5% est souhaitable si $E < 300$ GeV. Au-delà, pour reconstruire la masse des W' et des Z', une linéarité de 1 % est considérée comme suffisante.

c) Granularité, identification des γ (e^\pm) et mesure de la direction des γ :

La granularité transverse et la segmentation longitudinale du calorimètre EM permettent la mesure précise de l'angle d'émission des γ et celui des e^\pm , qui ont rayonnés un photon de Bremsstrahlung dans le détecteur interne. L'importance du pouvoir d'identification des γ et des e^\pm par rapport aux jets est lié à la segmentation du calorimètre. En particulier, le pouvoir de séparation entre les γ isolés et les $\pi^0(\rightarrow \gamma\gamma)$ dépend fortement de la granularité et de la profondeur du 1^{er} compartiment qui sert de détecteur de pied de gerbe.

A haute luminosité, les 21 événements d'empilement et la dispersion des points de collision le long de l'axe z (5.6 cm), rendent difficile la localisation du vertex associé à un événement $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$. La segmentation en profondeur du calorimètre permet de déterminer la direction d'émission de chacun des γ et leur intersection avec l'axe des faisceaux. Une précision de l'ordre de $50 \text{ mrad}/\sqrt{E}$ sur la direction de chacun des γ est l'objectif à atteindre.

d) Acceptance :

La recherche du Higgs dans les modes de désintégrations rares $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0(*)} \rightarrow 4 e^\pm$, nécessite une couverture en pseudo-rapidité élevée, $|\eta| < 2.5$, avec la granularité la plus fine possible. Au-delà de $|\eta| = 2.5$, une couverture jusqu'à $|\eta| = 3.2$, avec une granularité 2 fois moins bonne, est suffisante pour reconstruire l'énergie des e^\pm de très haute énergie.

La zone de transition baril-bouchons et les différentes autres sources de perte d'acceptance doivent être réduites à moins 10 % de l'acceptance pour $|\eta| < 2.5$.

2.2.5 Les calorimètres hadroniques

2.2.5.1 Description

La calorimétrie hadronique d'ATLAS est présentée sur la figure 2.11. Elle est constituée de 3 parties distinctes, un calorimètre central à tuiles de scintillateur et deux calorimètres bouchons à argon liquide.

- dans l'intervalle $0 < |\eta| < 1.5$: le calorimètre à "tuiles de scintillateurs".

Son principe de fonctionnement est schématisé sur la figure 2.19 [40]. Des tuiles de scintillateurs sont disposées dans une matrice de fer qui sert d'absorbeur. Le rapport du volume de fer sur celui des scintillateurs est 4.7/1. Chacun des scintillateurs est lu à l'aide

de deux fibres à décalage de longueur d'onde qui transmettent la lumière de scintillation à des photo-multiplicateurs situés à l'arrière du détecteur. Les tuiles sont disposées perpendiculairement à l'axe des faisceaux et sont alternées en profondeur, suivant z . La direction des espaces d'échantillonnage est parallèle à la trajectoire des particules incidentes. Cette disposition assure une bonne herméticité à l'ensemble.

Le calorimètre est constitué d'une partie centrale de 5.3 m de long et de deux parties de 2.65 m à l'avant. Chacune de ces parties comprend 64 secteurs en ϕ . La transition entre le baril et les parties avant est complétée par une couche de scintillateur qui se prolonge entre les parois des cryostats du calorimètre EM ($1.37 < |\eta| < 1.6$). La segmentation en profondeur des secteurs est effectuée en 3 compartiments de longueurs respectives 1.5, 4.2 et 1.9 λ_I ($\lambda_I \equiv$ longueur d'interaction)[¶]. La granularité transverse des 2 premiers compartiments est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ pour le dernier.

La résolution sur l'énergie de π^\pm , mesurée en faisceau test, avec un prototype de ce détecteur associé à un prototype d'accordéon EM, est donnée par la formule [41]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \left(\frac{46.5 \%}{\sqrt{E}} + 1.2 \% \right) \oplus \frac{3.2 \text{ GeV}}{E} \quad (2.15)$$

Le terme additionné en quadrature correspond au bruit d'électronique. Il est lié au nombre important de cellules utilisées (11×11) pour reconstruire les énergies déposées par les pions dans le calorimètre EM. Le terme de fluctuation statistique est compatible avec le résultat des simulations de jets de hadrons [40].

Des tests aux radiations ont montré que la perte de lumière dans les scintillateurs est de 5% pour 10 ans de fonctionnement à LHC. A l'avant du détecteur les doses de radiations sont au moins 10 fois plus grandes que dans la partie centrale (voir figure 2.6). Dans ces régions, le calorimètre à tuiles est remplacé par des bouchons à argon liquide.

• dans l'intervalle $1.5 < |\eta| < 3.1$: le calorimètre avant à argon liquide.

Ce calorimètre est placé dans les mêmes cryostats que les calorimètres EM bouchons. Son principe de fonctionnement est basé sur l'utilisation de l'argon liquide comme milieu actif, des plaques de cuivre servant d'absorbeur. Le signal d'ionisation produit dans les intervalles d'argon liquide, de 8 mm de largeur, est lu sur des électrodes en damiers. L'utilisation de l'argon liquide rend le milieu de détection résistant aux radiations [42].

Le schéma de la géométrie de ce calorimètre et celui de ses électrodes sont présentés sur la figure 2.20. Il est constitué de 2 roues formées de 16 secteurs en ϕ . Dans la première roue, les plaques de cuivre ont une épaisseur de 25 mm (50 mm dans la seconde). La granularité transverse est de 0.1×0.1 pour $|\eta| < 2.4$ et de 0.2×0.2 au-delà. La segmentation en profondeur s'effectue à l'aide de 3 compartiments, dont 2 situés dans la première roue, de longueurs d'interactions $\lambda_I = 1.5, 2.9$ et 5.8 , respectivement [43].

La résolution simulée de ce détecteur, pour des jets, est donnée par la formule :

$$\frac{\Delta E}{E} < \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad (2.16)$$

[¶] à $\eta = 0$, le calorimètre électromagnétique et la matière associée représentent 1.4 λ_I .

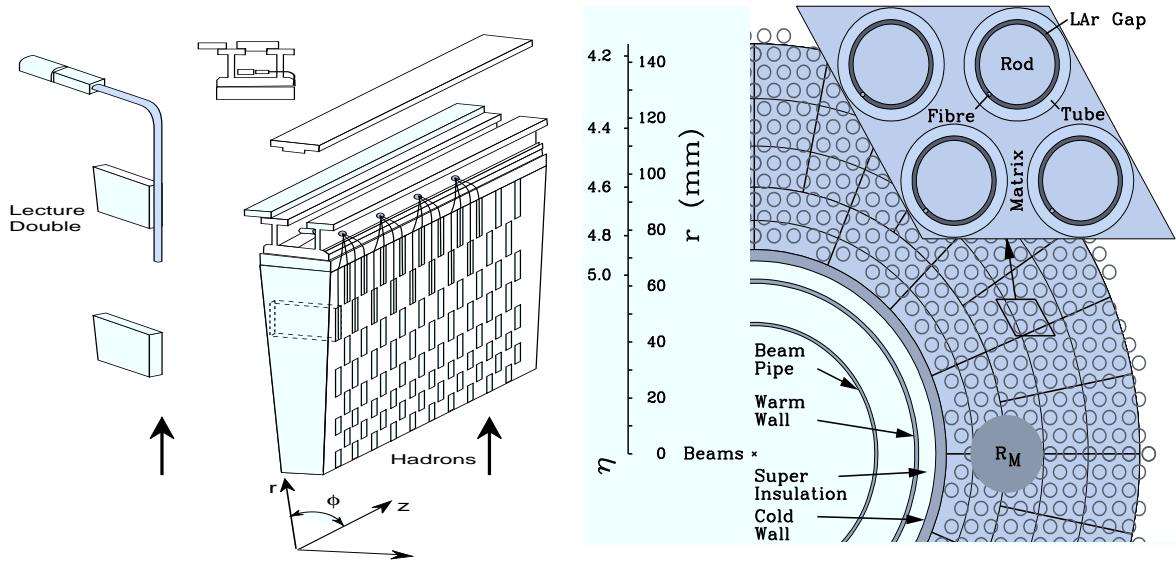


Figure 2.19: Schéma de fonctionnement du calorimètre à tuiles (à gauche) et du calorimètre très à l'avant (à droite).

- dans l'intervalle $3.1 < |\eta| < 4.9$: le calorimètre "très à l'avant".

La calorimétrie très à l'avant est intégrée, elle aussi, dans les cryostats bouchons. Elle est conçue pour fonctionner à des flux de radiation élevés et des grands taux de comptage [44]. La rapidité de lecture et la tenue aux radiations sont assurées grâce à l'utilisation de tubes métalliques coaxiaux, servant d'électrodes, séparés par des intervalles très étroits d'argon liquide d'épaisseurs 250 à 500 μm . Le cylindre central, en forme de baguette, est plein. L'ensemble est contenu dans une matrice de cuivre pour le premier compartiment en profondeur, et en tungstène pour les 2 suivants. Un schéma de ce calorimètre dans une vue transverse aux faisceaux est proposé sur la figure 2.19.

La segmentation longitudinale des différents compartiments est de 2.5, 3.4 et 3.4 λ_I . Un compartiment supplémentaire d'environ 2 λ_I en tungstène offre un bouclier pour limiter la pénétration des gerbes hadroniques vers le spectromètre à μ^\pm . Le tungstène est préféré au cuivre car son λ_I étant 2 fois plus faible que celui du Cu, l'étalement transverse des gerbes est ainsi réduit. La granularité des cellules varie de 0.1×0.1 à 0.3×0.8 avec η et le numéro du compartiment.

2.2.5.2 Remarques sur les performances attendues

Grâce à une bonne herméticité des calorimètres, limitant la taille des transitions, et à une couverture angulaire jusqu'à $|\eta| \simeq 5$, la résolution en P_T^{manq} dans chacune des vues perpendiculaires aux faisceaux, peut être paramétrée, en fonction de l'énergie transverse totale déposée dans les calorimètres, à l'aide des équations [45] :

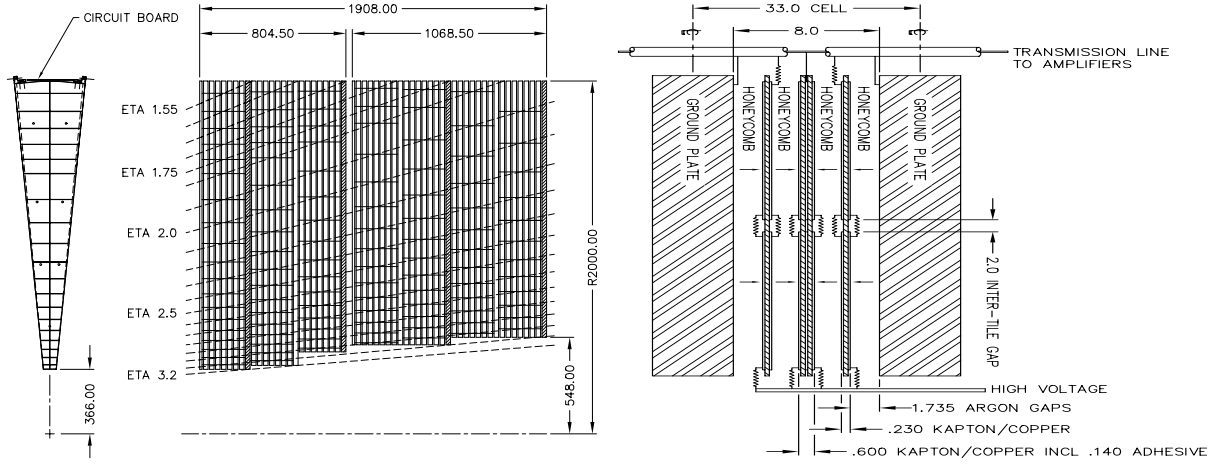


Figure 2.20: Vue longitudinale du calorimètre hadronique avant (à gauche) et vue en coupe d'une de ses électrodes (à droite).

$$\begin{aligned}
 \sigma(P_{x,y}^{manq.}) \text{ (GeV/c)} &= 0.45 \times \sqrt{\sum E_T} && \text{basse lumi.} \\
 &= 1.10 \times \sqrt{\sum E_T} && \text{haute lumi.}
 \end{aligned}
 \tag{2.17}$$

Etant données ces valeurs de résolutions, la mesure de l'énergie transverse manquante offre une signature intéressante pour la recherche du $A^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, du Higgs lourds avec des ν dans l'état final et des particules SUSY (squarks, gluinos) [46].

L'énergie des jets est calculée en sommant l'énergie mesurée dans un cône $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. La résolution sur cette mesure souffre des incertitudes liées aux effets du champ magnétique, qui a tendance à dévier les traces chargées hors du cône, et de la fragmentation des jets avec radiation de gluons. Ces 2 effets provoquent des pertes hors du cône.

La taille des cônes ne peut pas être trop grande pour éviter une trop forte sensibilité aux effets d'empilement. Dans un cône $\Delta R = 0.5$, la quantité d'énergie qui vient se superposer à l'énergie du jet est de l'ordre de $E_T = 5$ GeV [47]. Les effets d'empilement dominent la mesure de $E_T^{manq.}$ à haute luminosité. La segmentation transverse $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, dans la partie centrale, et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$, à l'avant, permet d'ajuster la taille des clusters utilisés et d'étudier des désintégrations des Higgs lourds, avec des jets dans l'état final, qui ont tendance à se superposer dans l'espace.

L'optimisation de la géométrie et des performances des calorimètres hadroniques est également guidée par la nécessité d'avoir une résolution en énergie correcte et une réponse linéaire avec l'échelle d'énergie.

Ces 2 facteurs sont importants pour mesurer la masse du quark top dans les modes de désintégration en 3 jets et rechercher les H^\pm du MSSM dans les modes $t \rightarrow bH$ ($H^\pm \rightarrow cs$), tout en luttant efficacement contre le bruit de fond $t \rightarrow bW^\pm$.

Le terme constant attendu dans la partie centrale (de l'ordre de 1 à 3 %), permet d'identifier dans la distribution inclusive du P_T des jets, un éventuel renforcement de la section efficace aux hautes valeurs de P_T , caractéristique d'une possible sous-structure des quarks, directement observable au LHC. Les désintégration des Z' de plusieurs TeV/c^2 , en 2 jets, peuvent être également observées dans ce cas.

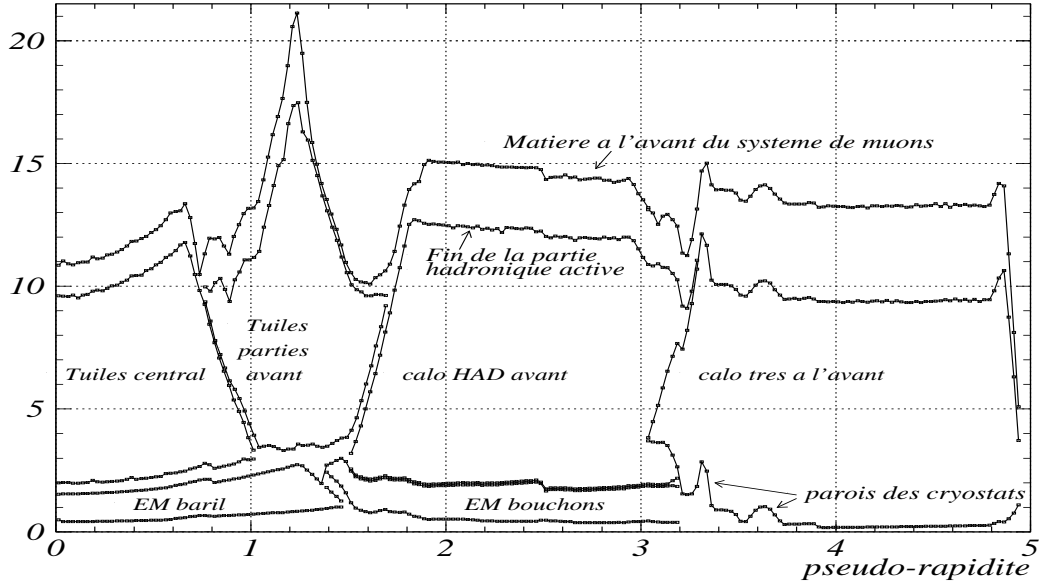


Figure 2.21: Longueur totale d'absorption (λ_I) dans les calorimètres et leurs supports mécaniques avant les chambres à μ^\pm , en fonction de $|\eta|$.

La courbe 2.21 donne en fonction de η le nombre total de longueurs d'interactions nucléaires (λ_I) à la sortie des calorimètres. A $\eta = 0$, une longueur de $9.5 \lambda_I$ est suffisante pour contenir les gerbes hadroniques [48].

2.2.6 Le toroïde et les spectromètres à μ^\pm

Les caractéristiques de cette partie du détecteur constituent une des originalités de l'expérience ATLAS. Toutefois, il est décrit très brièvement, puisque le potentiel de découverte du Higgs dans le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ est totalement indépendant des performances de ce sous-détecteur.

• Spécifications du mode de fonctionnement

Le spectromètre à μ^\pm est conçu pour :

- assurer une mesure autonome, précise et indépendante du détecteur interne. Ceci est important dans le cas où la multiplicité des particules, produites dans les collisions du LHC, serait bien plus élevée que prévue.

- avoir une très bonne résolution intrinsèque sur la mesure des impulsions transverses des μ^\pm ($H^\circ \rightarrow Z^0 Z^{0(*)} \rightarrow 4 \mu^\pm$ et $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$), dans une gamme de valeurs de P_T de 5 à plus de 1000 GeV/c.
- posséder une bonne herméticité et acceptation. Les chambres de détection couvrent un domaine d'acceptation continu et élevé ($|\eta| < 3$).
- reconstruire la trajectoire des μ^\pm avec efficacité. La forme de la trajectoire est ajustée grâce à des mesures redondantes effectuées sur plusieurs couches de détection, séparées les unes des autres par plusieurs mètres, afin de disposer de grands bras de leviers.
- permettre de déclencher l'expérience, sur des μ^\pm , au niveau 1.

Les chambres sont protégées du bruit de fond généré par les événements d'empilement par les calorimètres et leurs supports. La quantité de matière, placée en amont, représente $11 \lambda_I$, à $\eta = 0$, et de l'ordre de $15 \lambda_I$, à $|\eta| = 3$ (voir figure 2.21). Le taux de comptage dans les chambres de détection est de l'ordre de 10^{12} kHz/cm² pour $|\eta| < 1$, au-delà, il augmente jusqu'à une valeur d'environ 5 kHz/cm², à $|\eta| = 3$.

• Description

Le spectromètre utilise un champ magnétique toroïdal, ayant comme axe de symétrie la direction des faisceaux. Le champ est délivré par un système d'aimants de grandes dimensions, constitué de [49] :

- 8 bobines supraconductrices longues de 25 m, dans la partie centrale du détecteur, de rayons interne et externe respectivement 4.7 et 9.4 m.
- 8 bobines dans chacune des 2 parties à l'avant du détecteur, de 5 m de long.

La disposition des différents éléments est visible sur la figure 2.7. L'intégrale du champ magnétique fournit, en fonction de η , des valeurs $\int B \cdot dl = 2.0$ à 6.5 Teslas.mètres.

La mesure de la trajectoire des μ^\pm s'effectue à l'aide de plans de chambres disposés entre les bobines. Dans la partie centrale, il y a 3 plans successifs et à l'avant, 2 plans, complétés par un plan externe. Le nombre de capteurs, situés sur le spectromètre, est de l'ordre de 10^6 .

Deux types de chambres sont utilisées pour les mesures de précision :

- les chambres MDT ("Monitored Drift Tubes") formées de 2 niveaux de 4 plans de tubes de 30 mm de diamètre, avec des parois en aluminium.

Ces tubes ont des longueurs comprises entre 1.5 et 3.5 m et sont utilisés dans la partie centrale. Pour une mesure correcte des trajectoires, ils sont alignés à quelques dizaines de μm près, à l'aide de techniques de contrôle, utilisant des diodes lasers et des capteurs CCD.

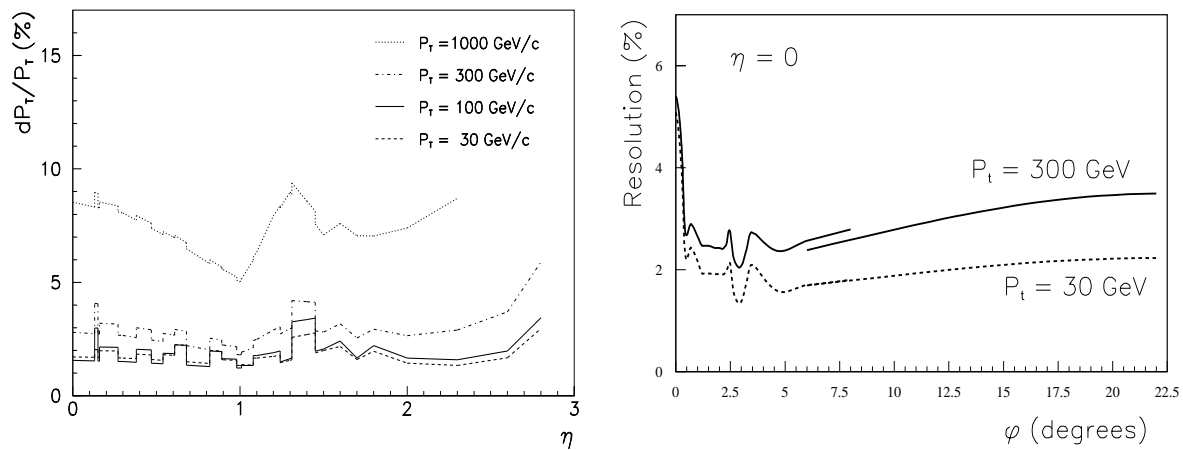


Figure 2.22: Résolutions sur la mesure du P_T des μ^\pm , en fonction de η (à gauche) et de ϕ (à droite).

- les chambres CSC (“Cathodes Strip Chambers”) sont des chambres proportionnelles. La lecture est effectuée sur les fils d’anode et sur les cathodes disposées en bandes perpendiculairement à l’axe des fils. La distance anodes-cathodes est égale à l’écart entre 2 fils anodiques successifs ($\simeq 2.5$ mm).

Ce type de chambres offre une grande précision spatiale ($\simeq 50$ μm) qui permet de placer ces couches de détection à haute rapidité, dans l’environnement des plus hauts taux de comptage.

La mesure de la trajectoire est complétée par des chambres plus rapides, qui assurent le déclenchement de l’expérience au niveau 1, dans la partie centrale, les RPC (“Resistive Plate Chambers”), à l’avant, les TGC (“Thin Gap Chambers”).

Une simulation complète de la réponse du spectromètre, incluant les inhomogénéités dans l’espace du champ magnétique, les effets d’interaction dans la matière et les erreurs d’alignement, permet de tracer les 2 courbes de la figure 2.22. Ces courbes donnent la valeur de résolution sur P_T en fonction de η et de l’angle azimutal entre 2 bobines successives, l’angle $\phi = 0$ est le milieu d’une bobine, $\phi = 22.5^\circ$ correspond au centre de 2 bobines consécutives (l’espacement angulaire entre deux bobines successives est de 45°).

Les structures, observables sur les distributions, sont causées par la traversée des éléments de support mécanique des bobines. A incidence normale des bobines, la résolution est dégradée par un facteur 3. L’augmentation relative du champ magnétique, limite néanmoins les effets de la matière.

Aux basses valeurs d’impulsions ($P < 20$ GeV), les fluctuations sur les pertes d’énergie dans les chambres, dominant la résolution du spectromètre. Au-delà de 200 GeV environ, la résolution sur le temps de dérive du signal dans les chambres et la précision de leur alignement sont les effets qui limitent la résolution de ce détecteur. Pour des impulsions intermédiaires, ce sont les diffusions Coulombiennes dans le spectromètre qui limitent les performances.

2.2.7 Déclenchement et acquisition

Le système de déclenchement et d'acquisition des données est rendu complexe au LHC, par la fréquence de croisement ($40 \text{ MHz} \equiv 25 \text{ ns}$) et la multiplicité élevée des traces. Le nombre d'informations à manipuler est important en raison du nombre de canaux par sous-détecteurs (environ 10^8 voies dans le détecteur central, près de 10^5 dans les calorimètres et de l'ordre de 10^6 sur le spectromètre à μ^\pm). Il convient de sélectionner efficacement les événements rares présentant des signatures intéressantes (γ , e^\pm , μ^\pm , jets, $E_T^{manq.}$, ...), sans avoir à stocker sur support magnétique des quantités d'informations prohibitives et surtout sans temps mort du système d'acquisition.

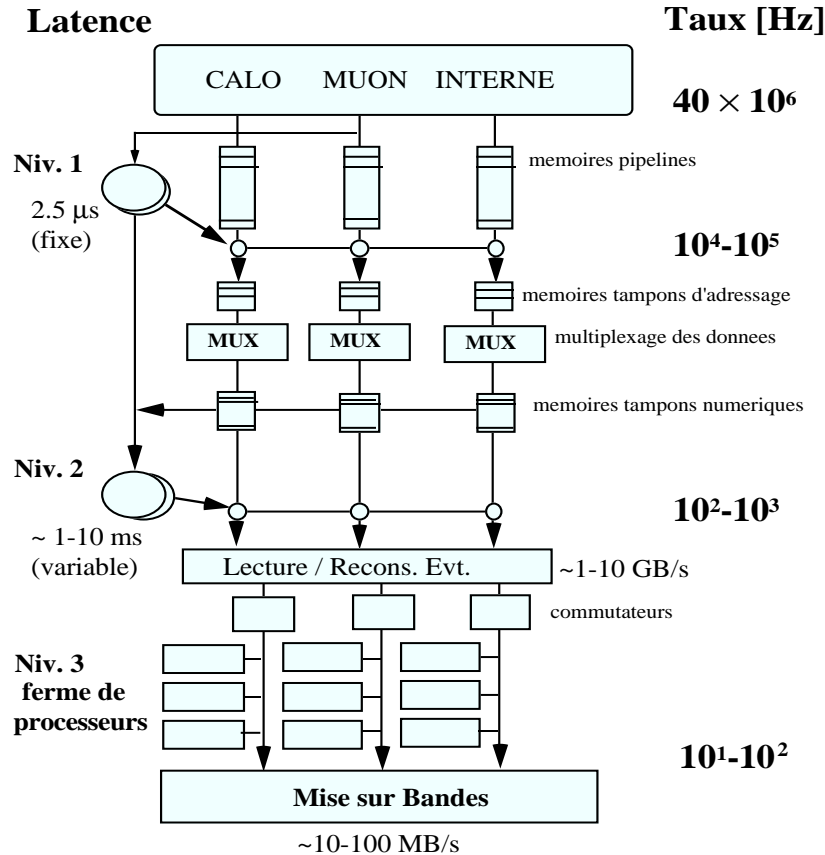


Figure 2.23: Architecture de déclenchement du détecteur ATLAS.

La collaboration ATLAS utilise un système de déclenchement et d'acquisition basé sur une architecture globale à 3 niveaux de déclenchement. Le schéma de cette architecture est présenté sur la figure 2.23.

- **le niveau 1** opère à la fréquence de croisement des faisceaux, 40 MHz . Une logique centrale, à l'extérieur du détecteur, synchronise, combine et prend des décisions sur la configuration des réponses locales dans les calorimètres et le spectromètre à μ^\pm . Les

informations sont calculées avec une granularité réduite des sous-détecteurs.

Le temps de latence, avant un éventuel déclenchement du second niveau, est fixe. Il correspond à une limitation technique de $2.5 \mu\text{s}$ pour traiter les données. Pendant ce temps, les informations complètes de chacun des différents sous-détecteurs transitent dans des files d’attente (pipelines) placées derrière l’électronique de lecture. Les pipelines doivent stocker en permanence l’information d’au moins 100 croisements pour chacune des voies de détection et être capables d’associer à chaque information le “numéro” du croisement correspondant. La synchronisation en temps avec l’horloge du LHC, des systèmes de contrôle, de déclenchement et de minuterie du détecteur (TTC) sont assurés par un dispositif externe [8].

Ce niveau permet de réduire le taux de déclenchement à une valeur maximale de 100 kHz (réduction par un facteur supérieur à 400). La simulation prévoit un taux moyen d’événements inférieur à 40 kHz (facteur 2 de sécurité), à haute luminosité, et inférieur à 25 kHz, à basse luminosité.

Processus	déclenchement niveau 2
$H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (de 80 à 150 GeV/c ²)	2 γ de $E_T > 20$ GeV
$H^0 \rightarrow 4l$ (de 130 à 800 GeV/c ²)	2 e^\pm de $P_T > 20$ GeV ou 2 μ^\pm isolés de $P_T > 20$ GeV ou 1 e^\pm de $P_T > 30$ GeV ou 1 μ^\pm isolé de $P_T > 20$ GeV

Tableau 2.5: *Exemple de classes d’événements utiles pour déclencher sur des événements de Higgs, à haute luminosité.*

- **le niveau 2** est guidé par le niveau 1 qui définit les régions d’intérêt dans les sous-détecteurs (“RoI”). À ce niveau, les données, qui étaient stockées dans les pipelines sous forme analogique ou digitales, sont toutes disponibles sous forme digitale. Les informations de chacun des sous-détecteurs sont accessibles avec la vraie granularité. Dans les RoI, les événements sont séparés en sous-classes. L’appartenance aux différentes classes est basée sur des algorithmes permettant de combiner l’information des différents sous-détecteurs.

Suivant les opérations à effectuer, le temps de latence, nécessaire pour prendre une décision, varie de 1 à 10 ms. Le taux maximal de déclenchement est de l’ordre de quelques kHz. La simulation prédit des taux moyens d’événements inférieur à 1.5 kHz, quelle que soit la luminosité. La table 2.5 donne un exemple de classes d’événements utiles pour déclencher sur un candidat de Higgs.

- **le niveau 3** reconstitue complètement les événements à l’aide d’un “reconstructeur d’événements”, utilisant la technologie des commutateurs de télécommunication ATM (Mode de Transfert Asynchrone). Le taux d’informations parvenant au “reconstructeur d’événements” est de l’ordre de 2 Gbytes/s [50].

Une fois les événements complètement reconstruits, une sélection correspondant à un temps de latence maximum de 1 s, permet de réduire la fréquence de mise sur bandes à une valeur de l'ordre de 10 à 100 Hz. La quantité d'informations à stocker est de 10 à 100 Mbytes/s, soit en moyenne 10 Tbytes/jour. Une ferme de près de 200 processeurs réalisant chacun $5 \cdot 10^4$ opérations par seconde (MIPS) sera utilisée dans cette opération.

Le traitement ultérieur des données est également un point important à considérer. Une quantité de données correspondant à environ 10^6 Gbytes sera produite par an. Il ne faut pas non plus oublier les données de simulation Monte-Carlo et de calibration des différents sous-détecteurs. Le nombre de processeurs dédiés à ces tâches devraient être de l'ordre de 1000 (10^4 MIPS pour chacun).

Bibliographie

- [1] C. H. Llewellyn Smith, présentation et contribution aux comptes rendus de *la conférence IECHEP '95*, Bruxelles (Belgique) été 1995 (Eds. J. Lemonne, C. Van der Velde and F. Verbeure, World scientific 1996).
- [2] P. Lefèvre, T. Petterson et le Groupe d'étude LHC, *LHC Conceptual Design*, CERN-AC 95-05 (LHC) 1995; L. Evans, présentation à la réunion plénière de la Collaboration ATLAS (*LHC Machine Status*), au CERN le 27/6/1996 et document ATLAS GEN-TR-334.
- [3] D. Froidevaux, *présentation au comité LEPC*, 7 juin 1995 (CERN).
- [4] Comptes Rendus des Ateliers ECFA-CERN à Lausanne, document CERN 84-10 (1984).
- [5] D. Denegri, dans *Aachen Large Hadron Collider Workshop*, CERN 90-10 Vol I (1990).
- [6] P. Chiapetta, aux 30^{èmes} *Rencontres de Moriond sur la CDQ et les interactions fortes hadroniques*, Les Arcs (France) mars 1995.
- [7] R.J. Hawking et A.R. Weidberg, Note interne à la Collaboration ATLAS INDET-026 (1993).
- [8] B.G. Taylor, *Timing, Trigger and Control (TTC) Distribution for LHC Detectors*, CERN ECP Rev 1.7 (1994).
- [9] D.R. Ward, dans *Proton-Antiproton Collider Physics*, ed. G. Altarelli et L. Di Lella (World Scientific, 1989); K. Eggert et C. Taylor, CERN-PPE 96-136 (1996).
- [10] G. Ciapetti et de A. Di Ciaccio, dans *Aachen Large Hadron Collider Workshop*, CERN 90-10 Vol II (1990).
- [11] L. Serin et V. Tisserand, Note interne à la Collaboration ATLAS CALO-073 (1995) et références associées.
- [12] T. Sjöstrand, CERN-TH 7111 et 7112 (1993).
- [13] J. Botts et coll., collaboration CTEQ, Phys Lett. **B 304** (1993) 159; A.D. Martin, W.J. Stirling et R.G. Roberts, Phys. Lett. **B 306** (1993) 145; H. Plochow-Besch, *PDFLIB: Structure Functions and α_s Calculations*, Comp. Phys. Comm. 75 (1993) 396.

- [14] J. Colas et coll., dans *Aachen Large Hadron Collider Workshop*, CERN 90-10 Vol I (1990).
- [15] B. Mansoulié, *école d'été de Gif sur la Physique des Particules*, Strasbourg (France) septembre 1990.
- [16] Collaboration ATLAS, *Technical Proposal*, CERN-LHCC 94-43, décembre 1994.
- [17] Collaboration ATLAS, *Letter of Intent*, CERN-LHCC 92-4 octobre 1992.
- [18] D. Fournier et L. Serin, *Experimental Techniques*, cours donnés à l'Ecole Européenne de Physique des Hautes Energies (organisée par le CERN et le JINR) à Dubna (Russie) sept. 1995, document CERN 96-04 (1996) et note LAL 96-57 (1996).
- [19] P.P. Allport et coll., Note interne à la Collaboration ATLAS, INDET-130 (1996).
- [20] A. Poppleton, Présentation aux *ateliers de l'expérience ATLAS*, Trest (République Tchèque) juin 1995.
- [21] D. Froidevaux, P. Nevski et Silvia Schuh, Note interne à la Collaboration ATLAS, PHYS-070 (1995).
- [22] D. Froidevaux et coll., Note interne à la Collaboration ATLAS, CALO-072 (1995).
- [23] T. Pal et coll., Note interne à la Collaboration ATLAS, INDET-127 (1996); L. Fayard, P. Pétrouff, V. Tisserand, I. Vichou et I. Wingerter-Seez, Note interne à la Collaboration RD3, numéro 50 (1993) et références associées.
- [24] F. Gianotti, note interne à la collaboration ATLAS, PHYS-049 (1995).
- [25] D. Amidei et R. Brock, éditeurs de *Future EW Physics at the Fermilab TeVatron*, FERMILAB-PUB 96-082 (1996).
- [26] M.A. Parker, présentation à la réunion plénière de la Collaboration ATLAS, au CERN le 20/9/1996 et document ATLAS GEN-TR-349; T. Pal, communication privée.
- [27] F. Gianotti, présentation à la *VIth International Conference on Calorimetry in HEP*, Frascati (Italie) juin 1996.
- [28] V. Radeka et S. Rescia, *NIM A* **265** (1988) 228.
- [29] D. Fournier et coll. (Collaboration RD3), CERN-DRDC 90-31 (1990).
- [30] B. Aubert et coll. (Collaboration RD3), *NIM A* **309** (1991) 438, *NIM A* **321** (1992) 467, *NIM A* **325** (1993) 116 et *NIM A* **364** (1995) 290.
- [31] M. Seman, présentation à la *VIth International Conference on Calorimetry in HEP*, Frascati (Italie) juin 1996.

- [32] B. Mansoulié et P. Fassnacht, présentations à la *VIst International Conference on Calorimetry in HEP*, Frascati (Italie) juin 1996.
- [33] J. Collot, présentation d'ATLAS au conseil scientifique de l'IN2P3, (Paris) juillet 1996.
- [34] S. Jézéquel, présentation à la réunion plénière de la Collaboration ATLAS, au CERN le 27/6/1996 et document ATLAS GEN-TR-341.
- [35] O. Martin, E. Monnier et S. Tisserant, Note interne à la Collaboration ATLAS LARG-047 (1996). Note interne à la Collaboration ATLAS LARG-014 (1994).
- [36] D. Fournier, présentation à la réunion plénière de la Collaboration ATLAS, au CERN le 20/9/1996 et document ATLAS GEN-TR-353.
- [37] S. Klimenko, Note Interne à la collaboration ATLAS, LARG-025 (1995); C.V. scheel, Note Interne à la collaboration ATLAS, CALO-079 (1996).
- [38] C. de la Taille et L. Serin, Note interne à la Collaboration ATLAS LARG-029 (1995).
- [39] H. Gordon, M. Leltchouk et M. Seman, Note interne à la Collaboration ATLAS LARG-014 (1994).
- [40] Présentations de M. Bosman et de I. Efthymiopoulos, à la *VIst International Conference on Calorimetry in HEP*, Frascati (Italie) juin 1996.
- [41] Z. Ajaltouni et coll. (collaboration pour les tests combinés tuiles et accordéon 1996), CERN-PPE 96-178 (1996).
- [42] V. Vuillemin, document ATLAS GEN-TR-327 (mars 1996); R.A. Davis, D. O'Neil et P. Savard, Note interne à la Collaboration ATLAS CALO-089 (1996).
- [43] H. Stenzel, présentation à la *VIst International Conference on Calorimetry in HEP*, Frascati (Italie) juin 1996 et M. Lefebvre, document ATLAS GEN-TR-340 (juin 1996).
- [44] J. Rutherford, présentation à la *VIst International Conference on Calorimetry in HEP*, Frascati (Italie) juin 1996; J. Rutherford et coll., Notes Internes à la collaboration ATLAS CALO-087 et CALO-088 (1996).
- [45] D. Cavalli et coll., notes internes à la collaboration ATLAS PHYS-051 (1994) et PHYS-080 (1996).
- [46] S. Basa, thèse doctorat, au CPPM de Marseilles (France) avril 1994.
- [47] R.A. Davis et P. Savard, Note interne à la Collaboration ATLAS CALO-084 (1996).
- [48] J. Pilcher et coll., Note Interne à la collaboration ATLAS GEN-014 (1995).

- [49] W. Kozanecki, document ATLAS GEN-TR-310 (décembre 1995) et C. Fabjan, document ATLAS GEN-TR-322 (mars 1996).
- [50] L. Mapelli, Présentation aux *Ateliers de l'Expérience ATLAS*, Trest (République Tchèque) juin 1995.

Chapitre 3

Optimisation du bruit d'électronique et d'empilement

Contenu du chapitre

3.1	Introduction	107
3.2	Présentation de la chaîne d'électronique	107
3.2.1	Description	107
3.2.2	Les préamplificateurs	108
3.2.3	Les formeurs	109
3.2.4	Expression analytique de la forme temporelle du signal	111
3.2.5	La calibration et l'électronique de lecture	111
3.3	Bruits d'électronique	113
3.3.1	Rappels sur le bruit des préamplificateurs et des formeurs	113
3.3.2	Les différents préamplificateurs et leurs bruits	114
3.4	Simulation du bruit d'empilement	118
3.4.1	Le modèle utilisé pour la simulation du calorimètre EM	118
3.4.2	Intégrale d'empilement et nombre équivalent d'événements	120
3.4.3	Calcul du bruit d'empilement	122
3.5	Bruit total et mise en forme optimale	130
3.5.1	Calcul du bruit d'électronique	130
3.5.1.1	Bruit électronique en valeur d'énergie équivalente (ENE)	130
3.5.1.2	Calculs de ENE par compartiment et pour $ \eta $ donné	130
3.5.2	Bruit total dans le baril et comparaison AsGa- θ T	131
3.5.2.1	Résultats	131
3.5.2.2	Discussion sur l'optimisation du bruit total	134
3.5.3	Bruit dans les bouchons	137
3.5.4	Bruit total en fonction de la pseudo-rapacité	138
3.5.5	Modèle final du baril	139
3.5.5.1	Présentation	139
3.5.5.2	Résultats	140
3.6	Conclusion	142

3.1 Introduction

La forme du signal à la sortie du calorimètre électromagnétique, en fonction du temps, est un triangle de hauteur à l'origine I_o . Le courant maximal I_o est proportionnel à la charge d'ionisation déposée dans l'argon liquide (LArg) (voir annexe A) :

$$I_o = Q_s/t_d \quad (3.1)$$

La base du triangle est égale au temps de collection total des charges (t_d) qui est de l'ordre de 400 à 500 ns. La technique classique d'intégration du courant sur tout le temps de dérive n'est pas applicable au LHC en raison de la courte période de croisement des paquets de protons (25 ns) et de la forte luminosité. Cependant, puisque la totalité de l'information sur l'énergie déposée est contenue dans la valeur de I_o , il suffit d'intégrer le courant sur les premiers instants de dérive, pour limiter la contribution des événements d'empilement [1].

A la sortie des préamplificateurs de courant, la mise en forme du signal est faite par des formeurs dont le temps de réponse à une impulsion de Dirac (t_δ) est beaucoup plus court que le temps de dérive (t_d). Dans ce cas, le courant d'entrée peut être assimilable à un échelon et l'amplitude du signal en sortie des formeurs est proportionnelle au courant initial I_o .

Cette mise en forme permet de limiter la contribution du bruit d'empilement qui croît avec le temps d'intégration. La mesure d'une partie du signal seulement entraîne en revanche une augmentation du bruit d'électronique. En pratique, le bruit total mesuré est la somme quadratique de ces termes et une valeur optimale qui minimise le bruit total peut être déterminée, c'est l'objet de ce chapitre.

Après une brève description de la chaîne d'électronique, le bruit électronique préamplificateur-formeur sera détaillé pour les deux types de préamplificateurs envisagés dans ATLAS : des préamplificateurs sur le détecteur dans l'argon (AsGa) ou des préamplificateurs à l'extérieur du cryostat ($\emptyset T$).

Les caractéristiques du bruit d'empilement calculées à partir d'une simulation spécifique seront présentées dans une seconde partie. Les dépendances en fonction du temps d'intégration, de la taille des clusters et des positions en pseudo-rapacité seront en particulier étudiées.

Dans une troisième partie, ces résultats seront utilisés pour optimiser le bruit total. Cette étude est l'un des éléments importants qui a permis le choix dans ATLAS des préamplificateurs à l'extérieur des cryostats ($\emptyset T$) au détriment des préamplificateurs sur le détecteur (AsGa).

3.2 Présentation de la chaîne d'électronique

3.2.1 Description

La figure 3.1 schématise l'architecture de la chaîne d'électronique à la sortie du calorimètre EM, dans le cas où les préamplificateurs sont en dehors du cryostat [2].

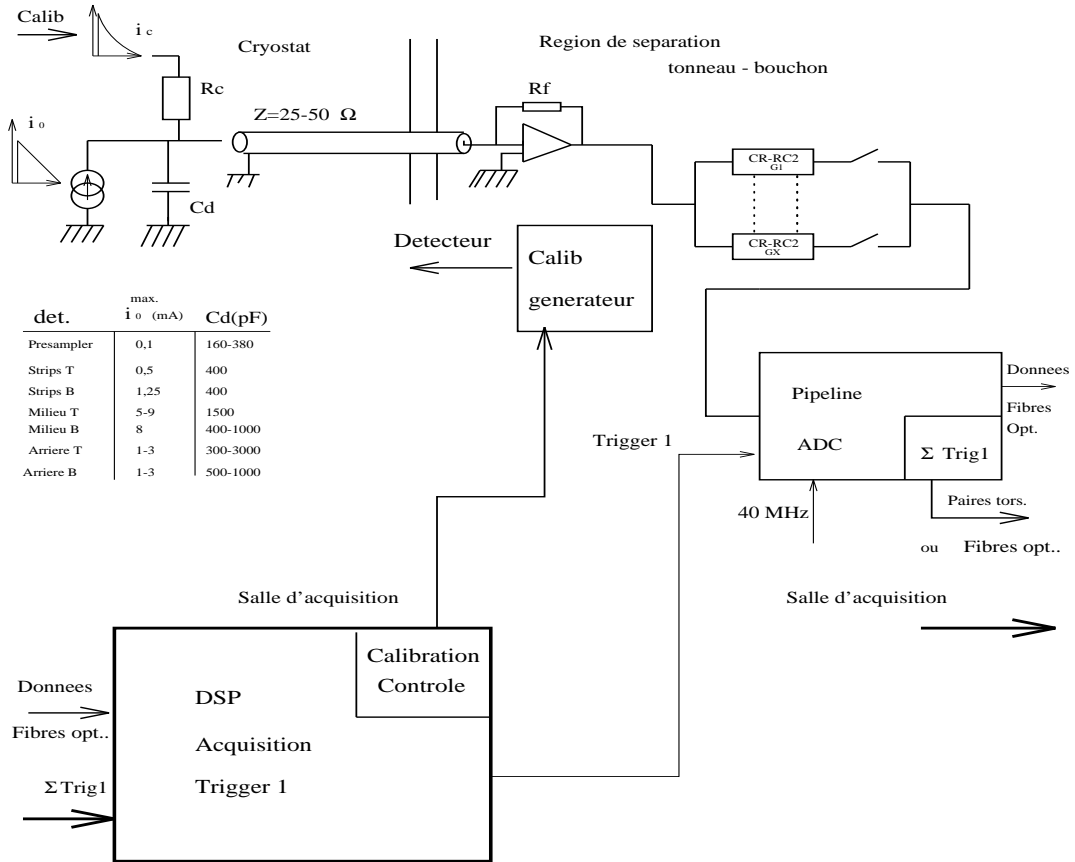


Figure 3.1: Chaîne d'électronique du calorimètre EM.

Le signal, collecté sur les électrodes, est amplifié et mis en forme dans un formeur à 3 gains. Le rôle d'amplification joué par les formeurs permet d'accepter la gamme dynamique du signal de 16 bits (voir chapitre 2), en la divisant en 3 fois 12 bits. La tension de sortie est ensuite stocké dans un pipeline, numérisé et transmis, au moyen de liaisons optiques, vers la salle d'acquisition, après validation du premier niveau de déclenchement.

3.2.2 Les préamplificateurs

Les préamplificateurs permettent, après amplification du signal en sortie du détecteur, de réduire la sensibilité au bruit des étages ultérieurs et au bruit cohérent de "pick-up". Leurs performances conditionnent la performance en bruit de toute la chaîne d'électronique.

Les préamplificateurs de courant (PAI) ont été préférés aux préamplificateurs de charge, car ils peuvent donner une réponse linéaire sur toute la gamme dynamique des signaux d'entrée. La gamme dynamique est de 16 bits. La valeur typique de la résistance R_f de contre réaction des PAI, développés pour le calorimètre EM d'ATLAS, est de l'ordre de 1 k Ω . Pour une valeur d'énergie de 2 TeV, déposée dans une cellule du calorimètre, la valeur du courant I_o est d'environ 5 mA et la tension amplifiée en sortie, $V_{sortie}(= R_f I_o)$, est de l'ordre de 5 volts. Cette tension est à comparer à la tension de sortie qui serait de

l'ordre de 40 volts dans le cas de l'utilisation d'un préamplificateur de charge avec une capacité de contre réaction 33 pF.

Deux techniques existent pour la connexion des préamplificateurs. L'une consiste à connecter les PAI directement sur le détecteur. Dans ce cas, les PAI doivent être capable de fonctionner à la température de l'argon liquide (89 °K). L'autre technique consiste à connecter les PAI à la sortie du cryostat. Il faut alors tenir compte des effets du câble de connexion. La figure 3.2 [3] présente un schéma comparatif de chacune des 2 techniques.

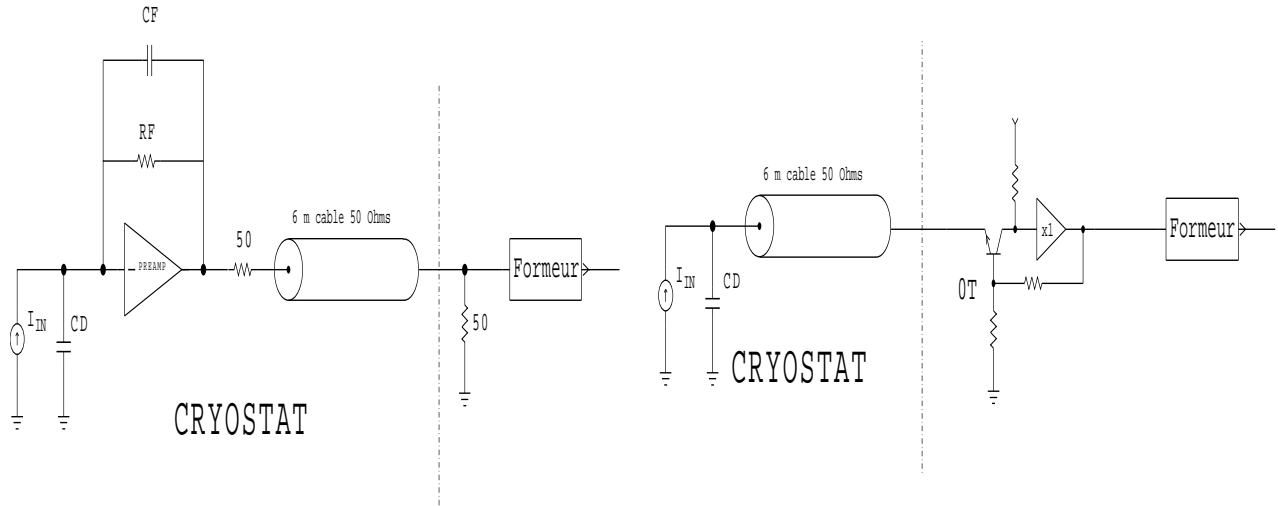


Figure 3.2: Présentation du schéma de connexion des PAI au froid (à gauche) et à l'extérieur du cryostat (à droite).

Nous étudierons dans ce chapitre, en détails, les avantages et les inconvénients des deux méthodes.

3.2.3 Les formeurs

Les formeurs sont constitués de filtres unipolaires CR – RCⁿ. La composante CR assure une dérivation donnant une forme bipolaire caractéristique au signal, en sortie de la chaîne PAI-formeur. L'intégrale nulle dans le temps du signal bipolaire permet de traiter l'effet d'empilement comme un bruit d'électronique. La valeur moyenne des signaux n'est pas affectée, seule la résolution en énergie est élargie. Le formeur permet d'optimiser le rapport signal sur bruit. Il joue aussi le rôle de filtre passe-bande en éliminant les sources de bruits éloignés de la fréquence centrale, environ 10 MHz.

La composante RCⁿ assure n intégrations du signal pour limiter la bande passante et donc le bruit électronique. Le rapport signal sur bruit ne s'améliore pas de façon notable au-delà de $n > 2$ [4], la puissance dissipée est en outre plus grande. Le nombre d'éléments intégrateurs retenu pour les formeurs est donc $n = 2$. Par ailleurs, le nombre important de voies du calorimètre à traiter par les formeurs 3 gains (de l'ordre de 3 fois 185000 canaux) justifie l'utilisation de circuits intégrés (ASIC).

La position en temps du maximum de la réponse à une impulsion de Dirac est très voisine de la constante de temps du formeur, $\tau = RC$ [3]. Ce temps correspond à la fraction du courant “effectivement” intégrée (voir figure 3.3-A)*

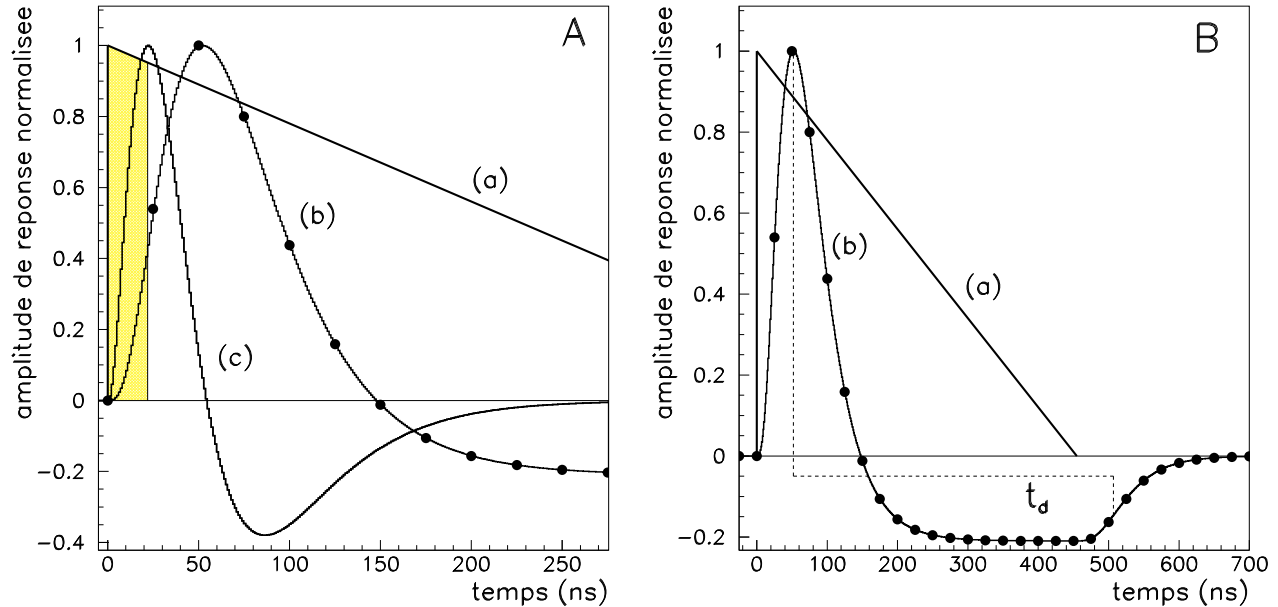


Figure 3.3: **A** et **B**: (a) Amplitude de réponse normalisée du signal triangle courant du calorimètre EM baril ($t_d = 455$ ns), (b) réponse en tension à ce triangle de courant d’un filtre préamplificateur et formeur CR–RC², avec des valeurs caractéristiques typiques, (c) réponse en tension du filtre à un pic de Dirac. La zone hachurée sur la figure de gauche symbolise la fraction du courant qui est “effectivement” intégrée.

La réponse typique des formeurs d’ATLAS à un signal triangle de courant est présentée sur la figure 3.3-B. Les points superposés sur la courbe bipolaire, donnent l’amplitude des échantillons signal qui sont pris toutes les 25 ns, c’est à dire à la fréquence des croisements de faisceaux.

Le signal de tension en réponse au signal courant triangle est maximum pour un temps de l’ordre de 2τ , typiquement égal à 40 ns pour les formeurs d’ATLAS. La hauteur du signal est proportionnelle au courant I_0 initial.

Par la suite, les valeurs optimales des constantes de temps τ des formeurs du calorimètre EM seront déterminées au moment du calcul du bruit total, comme un compromis entre les contributions du bruit d’électronique et d’empilement.

*Le maximum du signal de tension bipolaire à la sortie de la chaîne PAI-formeurs correspond en fait à la convolution des réponses à une somme d’impulsions de Dirac réparties entre le temps 0 de montée du signal et le temps $t_p(\delta)$. Cette somme est assimilable à un signal échelon.

3.2.4 Expression analytique de la forme temporelle du signal

L'expression analytique du signal de tension, à la sortie de la chaîne préamplificateur-formeur, en fonction du temps, est donnée par la transformée de Laplace inverse du produit des fonctions de transfert de la chaîne par le signal triangle en entrée [3]:

$$V_{\Delta}(t) = \mathcal{L}^{-1}[I_{\Delta}(s) \times \mathcal{H}_{pa}(s) \times \mathcal{H}_{form}(s)] \quad (3.2)$$

Dans le domaine des fréquences (s):

- l'expression du triangle de courant est donnée par: $I_{\Delta}(s) = I_o \left(\frac{1}{s} - \frac{1 - e^{-st_d}}{s^2 t_d} \right)$.
- la fonction de transfert des préamplificateurs de courant est: $\mathcal{H}_{pa}(s) = \frac{\pm R_f}{(1 + s\tau_{pa})}$, où τ_{pa} est le temps caractéristique du PAI, associé à son pôle.
- la fonction de transfert des formeurs CR-RC² est: $\mathcal{H}_{form} = \frac{\tau s}{(1 + \tau s)^3}$, τ est sa constante de temps ($\tau = RC$).

Le résultat du calcul de la transformée inverse de Laplace est:

$$V_{\Delta}(x) = \begin{cases} R_f I_o [h_1(x) - \frac{1}{x_d} h_2(x)] & \text{si } x \leq x_d \\ R_f I_o [h_1(x) - \frac{1}{x_d} (h_2(x) - h_2(x - x_d))] & \text{si } x \geq x_d \end{cases} \quad (3.3)$$

où $x = t/\tau$, $x_d = t_d/\tau$, $\lambda = \tau_{pa}/\tau$,

$$h_1(x) = \frac{\lambda^2 e^{-x/\lambda}}{(\lambda - 1)^3} - \left[\frac{x^2}{2} + \frac{\lambda x}{\lambda - 1} + \frac{\lambda^2}{(\lambda - 1)^2} \right] \frac{e^{-x}}{\lambda - 1}$$

$$h_2(x) = 1 - \frac{\lambda^3 e^{-x/\lambda}}{(\lambda - 1)^3} + \left[\frac{x^2}{2} + \frac{2\lambda - 1}{\lambda - 1} x + \frac{3\lambda^2 - 3\lambda + 1}{(\lambda - 1)^2} \right] \frac{e^{-x}}{\lambda - 1}$$

Les valeurs des 3 paramètres, τ , τ_{pa} et t_d suffisent à caractériser la forme temporelle de l'amplitude normalisée du signal en sortie de la chaîne PAI-formeur. La figure 3.3 donne un exemple de signal obtenu pour des valeurs typiques de ces paramètres ($\tau = 14$ ns, $\tau_{pa} = 37.5$ ns et $t_d = 455$ ns).

3.2.5 La calibration et l'électronique de lecture

• **Calibration:**

La qualité de la calibration fixe le niveau de contrôle de l'uniformité de réponse entre les différentes cellules d'électronique du calorimètre EM.

Le système de calibration est basé sur l'utilisation d'un générateur d'impulsions qui délivre des tensions dans la gamme dynamique des signaux du détecteur. Les impulsions, construites à l'extérieur du cryostat, sont transmises par des câbles coaxiaux de 50 Ω de

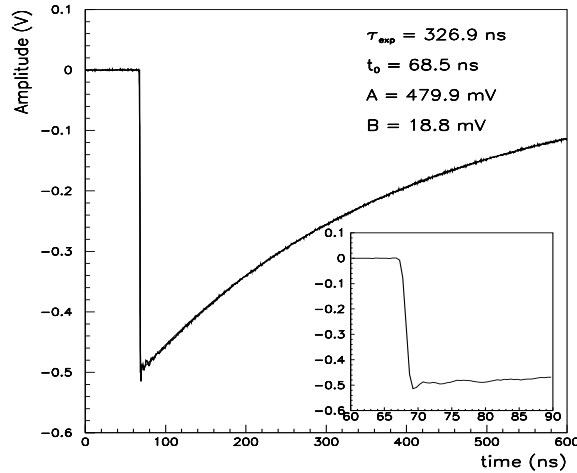


Figure 3.4: *Exemple de forme d'un signal de calibration simulant la réponse triangulaire.*

haute qualité, et sont converties en courant à l'aide de résistances précises à 0.1 % près, au niveau du détecteur.

La forme exponentielle des signaux injectés est identique, au moins à l'origine, au signal triangulaire d'ionisation. Le temps de montée du signal de calibration est inférieur à 1 ns, avec une dispersion à l'origine inférieure à 0.2 % [5]. Le niveau des impulsions est ajusté par des convertisseurs numériques-analogiques. La figure 3.4 [6] présente un exemple de signal de calibration obtenu sur banc de test (la polarité du signal est rétablie par un inverseur).

La calibration est effectuée successivement dans une voie sur 4 en η et une sur 2 en ϕ . Ceci permet de calibrer séparément le gain de chaque préamplificateur tout en pouvant estimer les effets de diaphonie entre voisins.

L'absence d'éléments actifs dans l'argon liquide permet au système de calibration d'être peu exposé aux radiations et a l'avantage d'être accessible à la maintenance. Les pertes de précision de ce système sont liées aux effets d'atténuation dans les câbles coaxiaux par effet de peau et à d'éventuelles non uniformités d'un câble à l'autre.

• Electronique de lecture et traitement numérique du signal :

Les signaux, à la sortie des formeurs, transitent par des pipelines analogiques afin d'attendre la décision du 1^{er} niveau de déclenchement [7].

Les pipelines échantillonnent le signal bipolaire, pour les 3 gains des formeurs associés à chacune des cellules du calorimètre, à la fréquence de 40 MHz. Ils fournissent au premier niveau de déclenchement des sommes de signaux mesurés dans plusieurs cellules voisines. Ces sommes correspondent à des tours du calorimètre EM, de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Pendant le temps de décision du premier niveau de déclenchement (2.5 μ s), le signal de chaque sortie des différents gains des formeurs est stocké dans un réseau de 144 capacités, qui lui est propre. Environ 100 capacités, dans chacun des réseaux, sont occupées en permanence. Le signal est envoyé, après décision et numérisation, vers la salle d'acquisition. Les capacités sont vidées par actionnement de commutateurs rapides (entre 6 MHz et 10

MHz).

Le nombre d'échantillons successifs du signal bipolaire transmis, pour un déclenchement de l'expérience, est égal à cinq. Ces échantillons sont l'échantillon du croisement de faisceaux qui déclenche l'expérience et 4 autres répartis autour de celui-ci. Les échantillons successifs enregistrés peuvent être exploités pour améliorer la qualité du rapport signal sur bruit de la mesure effectuée au moment du déclenchement [8] [9]. Ce traitement numérique du signal peut être effectué lors d'analyses ultérieures, en combinant linéairement les valeurs des temps ou des amplitudes associées aux différents échantillons retenus. Ces combinaisons sont équivalentes à des ajustements de la forme théorique bipolaire du signal sur les valeurs des temps ou des amplitudes des divers échantillons. Elles permettent de réduire les effets de déplacement des valeurs mesurées pour les échantillons (amplitudes ou phases), qui sont liés au bruit d'électronique et d'empilement ou à des effets de "jitter" sur les phases temporelles. Les composantes "incohérentes" du bruit sont réduites avec plusieurs échantillons (ralentissement artificiel du signal).

L'utilisation de pipelines analogiques présente l'avantage de ne numériser que les signaux validés par le 1^{er} niveau de déclenchement. La puissance dissipée, notamment par les convertisseurs analogiques numériques (12 bits 10 MHz), est limitée à environ 40 W par carte de 64 voies. La difficulté principale du système retenu est la gestion simultanée des adresses et des opérations de lecture et d'écriture des capacités du pipeline.

3.3 Bruits d'électronique

3.3.1 Rappels sur le bruit des préamplificateurs et des formeurs

Le bruit de la chaîne d'électronique est dominé par celui du préamplificateur. Il peut être modélisé par la superposition de 2 générateurs à l'entrée du PAI [3] :

- le 1^{er} générateur équivalent délivre une tension en série e_b , qui représente le bruit série. Ce bruit est lié au mécanisme d'amplification. Dans le cas des PAI utilisés pour le calorimètre d'ATLAS, c'est le terme dominant pour des fréquences supérieures à 1 MHz. La valeur de la densité spectrale e_b caractérise les performances du PAI :

$$e_b^2 = 4k_B T \frac{\alpha}{g_m} \quad (3.4)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T la température, g_m la transconductance du transistor d'entrée du PAI et α , son facteur de "bruit d'excès", qui est de l'ordre de 0.7 pour des préamplificateurs AsGa-MESFET, à la température de l'argon liquide (89 °K).

- le 2nd générateur équivalent fournit un courant en parallèle i_b , qui représente le bruit parallèle :

$$i_b^2 = \frac{4k_B T}{R_f} \quad (3.5)$$

où R_f est la résistance de contre-réaction du préamplificateur. Pour les PAI dont on parle ici, ce bruit est dominant aux fréquences inférieures à 1 MHz (soit des périodes de temps supérieures à 1 μ s).

Il est commode de définir les performances obtenues sur le bruit total de la chaîne préamplificateur-formeur en terme de bruit équivalent courant (“Equivalent Noise Current” : ENI) [†]. Dans ce cas [3] :

$$\text{ENI} = e_b C_d \frac{P_{bs}}{\tau^{3/2}} \oplus i_b \frac{P_{bp}}{\sqrt{\tau}} \quad (\text{nA}/\sqrt{\text{Hz}}) \quad (3.6)$$

où C_d est la capacité du détecteur. P_{bs} et P_{bp} correspondent aux intégrales spectrales du bruit série et du bruit parallèle de la chaîne préamplificateur-formeur. Les valeurs de P_{bs} et P_{bp} sont théoriquement variables en fonction $\lambda = \tau_{pa}/\tau$. Aussi, le bruit est calculée généralement en fonction du temps de montée de la réponse bipolaire au signal triangle, entre 5 et 100 %, puisque les valeurs des paramètres P_{bs} et P_{bp} varient peu en fonction de $t_p(\Delta)$. Pour des valeurs données de $t_p(\Delta)$ et de τ_{PA} , il existe une relation linéaire entre τ et $t_p(\Delta)$: $t_p(\Delta) \simeq 2\tau + c^{ste}$. Le calcul précis de τ en fonction de $t_p(\Delta)$ permet d’effectuer les conversions adaptées lors du calcul du bruit.

3.3.2 Les différents préamplificateurs et leurs bruits

• Spécifications :

Le choix des PAI doit tenir compte de plusieurs facteurs :

- le bruit doit être le plus faible possible pour ne pas dégrader la résolution en énergie du calorimètre et la réponse doit être linéaire sur toute la gamme dynamique.

- si les PAI sont connectés directement sur le détecteur, dans le cryostat :

- ils doivent supporter les radiations.
- être fiables pendant de nombreuses années de fonctionnement. Il est impératif de ne pas pénaliser l’acceptance des signaux rares, pour cela, la fraction de canaux morts ne doit pas dépasser 1 % sur 10 ans.

- si les PAI sont situés à l’extérieur du cryostat :

- il faut disposer de câbles de bonne qualité entre le détecteur et les PAI afin de ne pas perdre les avantages de la technique “accordéon”.
- les PAI doivent être protégés par rapport au bruit cohérent de “pick-up”.

[†]ENI est le courant nécessaire à l’entrée pour produire un signal en sortie égal à la dispersion observée pour le bruit.

Nous comparons par la suite les deux solutions de PAI, à l'intérieur et à l'extérieur du cryostat.

• PAI à l'intérieur du cryostat :

Les meilleures performances ont été obtenues avec des transistors à effet de champs (FET). Ils fonctionnent avec un bas bruit, à la température de l'argon liquide.

La technologie à arséniure de gallium, AsGa-MESFET [10], a été préférée à la technologie silicium, Si-JFET [11]. Les PAI Si-JFET sont plus lents, plus bruyants à la température de l'argon liquide et plus sensibles aux radiations de photons [12].

Les PAI AsGa-MESFET ont été testés sur les prototypes de calorimètres à accordéon de la collaboration RD3, en faisceaux test [13].

Avec une résistance de contre-réaction $R_f = 1 \text{ k}\Omega$ et une capacité d'amortissement C_f de 15 pF, le temps caractéristique de ces PAI, $\tau_{pa} = R_f C_f$, est de 15 ns. La meilleure valeur obtenue pour le bruit série est de l'ordre $0.25 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 90 °K. Les PAI AsGa-MESFET possèdent des performances stables entre 90 et 120 °K (température du krypton liquide). La réponse est linéaire sur toute la gamme dynamique, jusqu'à des valeurs de courants de 8 mA.

La puissance dissipée est voisine de 50 mW pour un circuit à 2 voies intégrées sur la même puce, de surface $2.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$. Cette puissance dissipée peut poser un problème de contrôle local de la température de l'argon liquide et d'apparition de courant de convections (bulles), qui peuvent être différents d'une cellule à l'autre. En faisceau test, il a été montré qu'une variation de 1 °K entraîne une variation relative de l'amplitude des signaux de 2 % [14]. Enfin, les tests d'irradiation, correspondant à 10 années au LHC, ont montré que la dégradation des performances sur la valeur du bruit était inférieure à 20% [12].

• PAI à l'extérieur du cryostat :

Si le choix reste possible pour le calorimètre central, les niveaux de radiation dans les calorimètres bouchons, 10 fois supérieurs à ceux du baril, interdisent la présence de PAI connectés directement sur le détecteur.

Une solution originale a été développée avec des PAI à l'extérieur des cryostats. Cette solution permettant de conserver les avantages de la technique "accordéon" (voir chapitre 2), est appelée "ØT" [3], pour zéro transistor dans le cryostat.

Des études théoriques, confirmées par des résultats expérimentaux sur les prototypes à accordéon de RD3 [15], montrent que, dans le cas de signaux rapides par rapport au temps total de dérive, t_d , le câble placé entre l'électrode de lecture et le PAI se comporte comme une ligne de transmission et non comme une simple capacité.

Les transistors étant placés à l'extérieur du cryostat, il est possible d'utiliser les transistors bipolaires du commerce, avec un faible bruit série équivalent à $0.4 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, sur la gamme dynamique attendue.

Le temps caractéristique, τ_{pa} , des PAI est dans ce cas, fonction de la capacité C_d de la cellule de lecture et de l'impédance R_o du câble de transmission. Par exemple, $\tau_{pa} = R_o C_d$ est égal à 25 ns pour $C_d = 500 \text{ pF}$ et $R_o = 50 \text{ }\Omega$. L'impédance d'entrée des PAI est

adaptée à l'impédance caractéristique du câble, ce qui limite les réflexions.

Le temps caractéristique τ_{pa} et le bruit série e_b varient peu en fonction de la longueur du câble lorsqu'il passe de 3 m à 6 m suivant la position de la cellule de lecture en pseudo-rapidité.

• Comparaison des performances :

Pour des raison d'encombrement et d'évacuation de la chaleur dissipée, la solution $\emptyset T$, avec des câble d'impédance caractéristique 50Ω a été adoptée pour le pré-échantillonneur et le 1^{er} compartiment du calorimètre (voir chapitre 4).

Le choix entre les PAI de type $\emptyset T$ et de type AsGa est discuté dans ce qui suit pour le 2nd et le 3^{ème} compartiment du baril.

Des mesures comparatives des performances des PAI AsGa et $\emptyset T$ ont été effectuées sur banc de test. Pour ces mesures, les PAI étaient suivis de formeurs CR – RC² [16]. La paramétrisation proposée pour ENI est donnée par la formule :

$$ENI^2 = \frac{A}{t_p^5(\Delta)} + \frac{B}{t_p^3(\Delta)} + \frac{C}{t_p(\Delta)} \quad (t_p(\Delta) \text{ en ns}) \quad (3.7)$$

Le terme en $t_p^{\perp 5}(\Delta)$ est ajouté pour améliorer la qualité de l'ajustement aux basses valeurs de $t_p(\Delta)$.

Le tableau 3.1 donne les valeurs obtenues des coefficients A, B et C pour les PAI AsGa et $\emptyset T$, avec des câbles 25Ω et 50Ω , et différentes capacités. Le résultat final est montré sur la figure 3.5 avec un lissage suivant la formule 3.7.

Configuration	C_d	A	B	C
GaAs	1 nF	$0.1 \cdot 10^{12}$	$2.4 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^4$
	1.5 nF	$0.5 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^8$	$4.5 \cdot 10^4$
	2.2 nF	$2 \cdot 10^{12}$	$11 \cdot 10^8$	$6.5 \cdot 10^4$
$\emptyset T$ 25 Ω	1 nF	$0.7 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^8$	$20 \cdot 10^4$
	1.5 nF	$1.4 \cdot 10^{12}$	$10 \cdot 10^8$	$20 \cdot 10^4$
	2.2 nF	$2.8 \cdot 10^{12}$	$28 \cdot 10^8$	$20 \cdot 10^4$
$\emptyset T$ 50 Ω	150 pF	-	$0.5 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^4$
	390 pF	$0.06 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^4$
	1 nF	10^{12}	$12 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^4$

Tableau 3.1: Valeurs des coefficients de l'ajustement de ENI (nA) suivant la formule 3.7.

Dans le cas des PAI de type $\emptyset T$, les câbles 25Ω donnent des résultats sensiblement meilleurs que les câbles 50Ω , pour des temps de l'ordre de 40 ns (facteur relatif de 1.7) et des capacités C_d supérieures à 1 nF. Ils seront donc choisis pour le 2nd et le 3^{ème} compartiment du baril. Dans le 1^{er} compartiment du baril et le pré-échantillonneur les capacités plus faibles autorisent l'emploi de câbles d'impédance 50Ω . Ces câbles sont

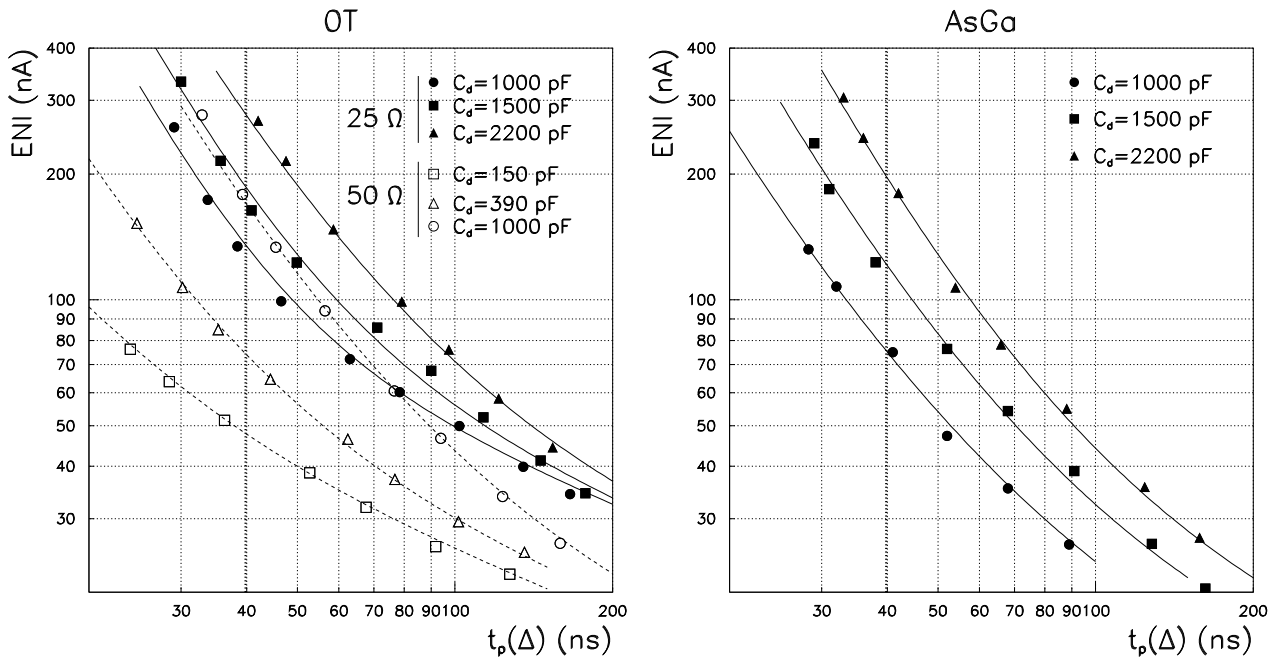


Figure 3.5: *ENI pour les PAI $\emptyset T$: 25 Ω traits pleins et 50 Ω en pointillés (à gauche) et les PAI froids GaAs-MESFET (à droite).*

plus standards que les câbles de type 25 Ω . Dans les bouchons, pour une valeur de E_T donnée d'une particule, les énergies à mesurer sont plus élevées, le bruit électronique est relativement moins important dans la résolution en énergie. Des câbles 50 Ω seront donc également employés.

Les PAI AsGa sont 1.5 fois moins bruyants que les PAI $\emptyset T$ à une valeur typique $t_p(\Delta) = 40$ ns. Toutefois, les mesures sur les PAI AsGa ont montré une grande dispersion d'un PAI à l'autre. Le bruit peut varier de 0.25 à 0.5 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Les résultats reportés ici correspondent aux meilleurs PAI AsGa disponibles. Au paragraphe 3.5 il sera montré que la meilleure performance des PAI AsGa vis à vis de celle des PAI $\emptyset T$ est atténuée si le bruit d'empilement est pris en compte dans le calcul du bruit total.

L'inconvénient des PAI AsGa est leur inaccessibilité pendant toute la durée de l'expérience (plus de 10 ans). La protection des PAI AsGa contre les claquages haute-tension accidentels nécessite l'emploi de composants supplémentaires sur les ASIC (diodes Zener, inductances). Les PAI $\emptyset T$ sont mieux protégés des décharges de hautes tensions à cause des câbles interposés. Même dans le cas de l'utilisation de diodes de protection, les diodes utilisées ne sont pas au froid et ont un coût plus faible.

L'inconvénient des PAI $\emptyset T$ est leur sensibilité au bruit de "pick-up", engendrant un bruit cohérent entre les voies et des couplages par diaphonie [17]. Pour limiter les pertes par effets de peau et les effets de bruits thermiques, les PAI sont placés le près possible possible des traversées froides et sont installées dans une cage de Faraday, entourant les boîtiers d'électronique.

Les mesures sur faisceau test ont montré un niveau de bruit cohérent de l'ordre de

10 % du bruit incohérent. Ce bruit n'est pas donc significativement différent pour les 2 solutions [13].

3.4 Simulation du bruit d'empilement

Afin de déterminer les effets d'empilement, une simulation Monte-Carlo complète de la réponse du détecteur ATLAS, et notamment du calorimètre EM, a été effectuée. Cette simulation inclut l'effet du champs magnétique de 2 Tesla. Le modèle utilisé pour simuler le détecteur interne, est celui retenu pour la "Proposition Technique" [5]. Il reproduit de façon réaliste les quantités de matière devant le calorimètre EM.

La cinématique des événements d'empilement utilisés pour cette étude a été décrite au chapitre 2 [18].

3.4.1 Le modèle utilisé pour la simulation du calorimètre EM

L'étude présentée donne une description détaillée de la réponse des formeurs en fonction du temps de réponse des préamplificateurs (τ_{pa}), du temps de dérive (t_d) et de la constante de temps des formeurs. Les valeurs du paramètre $\tau_{pa} = R_o C_d$, pour les PAI $\emptyset T$, sont fixées par la géométrie du détecteur pour chaque compartiment et chaque valeur de $|\eta|$. Le temps caractéristique des PAI AsGa est fixé à $\tau_{pa} = 15$ ns.

- **Le baril :**

Le modèles utilisé est peu différent du modèle final décrit au chapitre 2. Les performances de ce modèle seront décrites en détails au chapitre 4. La position en pseudo-rapacité, où l'épaisseur d'absorbeur passe de 1.5 mm à 1.1 mm est située à $|\eta| = 0.7$ au lieu de $|\eta| = 0.8$. La longueur de radiation totale vue par le 2nd compartiment augmente avec $|\eta|$. Dans le modèle final, elle est maintenue constante. Le temps de dérive est le même dans les 2 modèles, $t_d = 455$ ns [16], pour des gaps d'argon liquide de 2×2.095 mm.

Le pré-échantillonneur, subdivisé en 8 modules couvre le domaine de rapidité $|\eta| < 1.513$. Le temps de dérive varie avec le module et l'angle d'émission des particules, il est identique pour les 2 modèles et est égal à $t_d = 350 \times \cosh(|\eta|)$ ns [19] †.

La table 3.2 donne les valeurs des épaisseurs des compartiments du calorimètre baril, de la granularité des cellules et des valeurs des capacités [16] [19] qui leur correspondent, en fonction de $|\eta|$. Les capacités données pour le premier compartiment et le pré-échantillonneur tiennent compte des effets de diaphonie de la capacité vers les voisins, liés à l'utilisation de PAI $\emptyset T$ [20].

- **Les bouchons :**

La géométrie des bouchons n'étant pas figée au moment de cette étude, le modèle utilisé est le même que celui de la "Proposition Technique" [5]. La géométrie utilisée est à plaques parallèles. Ses paramètres ont été ajustés pour reproduire correctement le terme

†Rappel: $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2})) \Rightarrow \cosh(\eta) = 1/\sin(\theta)$.

Compartiment	pré-échantillonneur	1	2	3
épaisseur en X_0	1.2 → 2.6	6	12 → 15 (12 → 20)	6 → 7.5 (6 → 8)
segmentation ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	0.025 × .098	0.003 × 0.098	0.025 × 0.0245	0.025 × 0.049
C_d (nF)	0.25 → 0.3	0.3	1 → 1.3 (1.2 → 2.2)	1 → 1.3 (1.2 → 2.2)

Tableau 3.2: Paramètres des cellules du baril du calorimètre EM, pour cette étude. Les chiffres entre parenthèses indiquent les valeurs des paramètres du 2nd et 3^{ème} compartiment pour $|\eta| = 0.7 \rightarrow 1.45$, les autres pour $|\eta| = 0. \rightarrow 0.7$. Les profondeurs du pré-échantillonneur et du premier compartiment incluent la matière devant.

d'échantillonnage dans la résolution en énergie de la géométrie à accordéon [21]. Le premier compartiment a une épaisseur totale de 6 X_0 , avec la matière qui le précède. La table 3.3 donne les valeurs de la granularité des cellules et des capacités, utilisées dans cette étude [22]. Les capacités et les temps de dérive qui sont utilisés ici correspondent à la géométrie à plaques d'absorbateurs en plomb d'épaisseur constante et pliées en forme d'accordéon. Bien que le modèle simulé ne possède pas la même géométrie, l'utilisation de ces valeurs permet d'estimer de façon réaliste les effets d'empilement et du bruit d'électronique. Les temps de dérive est $t_d = 1110 - 360 \times |\eta|$ ns, pour $|\eta| = 1.45 \rightarrow 2.5$.

Compartiment	1	2	3
segmentation	0.003 × 0.098	0.025 × 0.0245	0.025 × 0.049
C_d (nF)	0.3	$0.325 + 1.81 \times \tan^2(\theta)$	$0.43 + 2.74 \times \tan^2(\theta)$

Tableau 3.3: Paramètres des cellules du bouchon du calorimètre EM, pour cette étude pour $|\eta| = 1.45 \rightarrow 2.5$ (roue externe). La valeur des capacités du premier compartiment dans la grande roue rend compte des effets de diaphonie.

• Reconstruction :

La reconstruction et le traitement des événements d'empilement sont exactement identiques à ceux effectués pour les photons, la méthode sera décrite au chapitre 4 (calibrations).

Un lot de 2000 événements a été produit. La statistique est limitée par le temps de calcul nécessaire pour simuler et reconstruire la réponse complète du détecteur ATLAS.

Afin d'étudier les caractéristiques des événements d'empilement aux différentes positions du calorimètre, un découpage de l'acceptance du calorimètre a été effectué. Le quadrillage obtenu couvre en pseudo-rapacité le domaine $|\eta| < 2.5$ et de 0 et 2π , suivant l'angle azimutal ϕ . Deux mailles successives de ce quadrillage sont distantes de $\Delta\eta = 0.075$, suivant la pseudo-rapacité (65 positions), et de $\Delta\phi = 0.172$, suivant l'angle azimutal (36 positions). La granularité des cellules du maillage retenue, est ajustée sur la taille des

clusters de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ cellules, du second compartiment, qui sont les plus grandes tailles de clusters utilisés pour reconstruire l'énergie des photons (voir chapitre 4).

Les caractéristiques du calorimètre à accordéon et des événements d'empilement étant symétriques en ϕ , il est possible d'associer plusieurs fois des événements différents, à des positions différentes en ϕ . Ceci permet d'augmenter artificiellement la statistique disponible. En revanche, pour éviter les effets de corrélation dans un événement donné, les valeurs des différentes positions en ϕ de cet événement ne sont jamais associées entre elles. La statistique effectivement disponible est donc très supérieure à 2000 [18].

Les valeurs des énergies déposées dans les différentes tailles de clusters, pour chaque position en pseudo-rapacité du maillage et chaque compartiment, ont été stockées indépendamment, dans des fichiers contenant un nombre de valeurs égale à 72000 (2000 événements fois 36 positions en ϕ).

Une banque de données définie suivant les critères précédents est directement accessible pour une analyse ultérieure.

3.4.2 Intégrale d'empilement et nombre équivalent d'événements

• Calcul de l'empilement

D'après le théorème de Campbell [8], pour un signal bipolaire, les effets d'empilement peuvent être traités comme un bruit d'électronique de valeur moyenne nulle. La dispersion du bruit d'empilement, σ_{empil} , pour des croisements de faisceaux espacés d'un temps T_c , est donnée par le produit de 2 termes :

$$\sigma_{empil}^2 = \int_0^{+\infty} n(E)E^2 dE \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V_{\Delta}^2(t)}{V_{max}^2(\Delta)} \frac{dt}{T_c} = \sigma_E^2 \times \frac{I_{empil}}{T_c} \quad (3.8)$$

Le premier terme dépend des propriétés physiques des collisions. C'est la variance de l'énergie déposée dans un cluster du calorimètre EM de taille donné, pour une position (η, ϕ) fixée, à chaque croisement des faisceaux espacés de $T_c = 25$ ns. Le nombre de collisions p-p par croisement suit une loi de Poisson avec une valeur moyenne $\langle \mathcal{N} \rangle$ égale à 21, pour une luminosité instantanée $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et une section efficace inélastique totale de 70 mb (voir chapitre 2).

Le second terme, appelé "intégrale d'empilement", dépend de la forme du signal bipolaire caractéristique de la chaîne PAI-formeur :

$$\frac{I_{empil}}{T_c} = \frac{1}{T_c} \int_{-\infty}^{+\infty} g^2(t) dt \simeq \sum_{k=1}^{N_{échan}} g^2(t_k) = \sum_{k=1}^{N_{échan}} \frac{V_{\Delta}^2(t_k)}{V_{max}^2(\Delta)} \quad (3.9)$$

La fonction $g(t)$ est l'amplitude temporelle normalisée, par rapport au maximum, du signal tension obtenu à la sortie du formeur (voir équation 3.3). Le signal est échantillonné à chaque croisement de faisceaux. Ainsi, l'intégrale d'empilement effective correspond à la somme discrète de l'équation 3.9. $N_{échan}$ est le nombre d'échantillons pour lesquels $g(t) \neq 0$, sa valeur est comprise entre 20 et 30 pour des temps de dérive t_d de l'ordre de

400 à 600 ns. La valeur de I_{empil} varie linéairement en fonction de τ , la constante de temps du formeur.

L'équation 3.8 peut s'interpréter de façon plus concrète. La valeur de l'énergie déposée dans une cellule du calorimètre par un photon ou un électron associé, est déterminée en mesurant l'amplitude du signal bipolaire associé, à son maximum (échantillonnage au pic, t_{pic}). Les effets de l'empilement sur cette mesure se calculent en sommant au pic du signal, les amplitudes des signaux engendrés par les événements d'empilements produits dans les différents croisements qui entourent ou correspondent à celui du photon ou de l'électron.

Les croisements qui contribuent effectivement, c'est à dire ceux qui ont une amplitude $g(t_{pic}) \neq 0$ (le temps est donné en échelle absolue), sont répartis sur une durée équivalente à la longueur temporelle de la partie non nulle du signal de la chaîne PAI-formeur. L'essentiel des événements d'empilement qui participent à la somme sont engendrés dans les croisements précédents, les autres le sont pendant le temps de montée du signal du photon ou de l'électron à son pic et dans le même croisement de faisceaux.

La valeur de l'énergie dûe à l'empilement se calcule à l'aide de la formule :

$$E_{empil} = \sum_{k=1}^{N_{échan}} g(t_k) \cdot \left(\sum_{j=1}^{\mathcal{N}_k} E_j \right) \quad (3.10)$$

Pour chaque échantillon en temps, les énergies d'un lot de \mathcal{N}_k événements d'empilement sont sommées (tirage aléatoire de \mathcal{N}_k suivant une loi de Poisson de moyenne 21) et multipliées par le poids qui correspond à t_{pic} . Les \mathcal{N}_k événements sont différents d'un échantillon en temps à l'autre et sont choisis de manière aléatoire dans la liste des événements disponibles.

• Nombre équivalent d'événements

Il est possible de définir une loi d'échelle pour décrire l'évolution du bruit d'empilement (voir chapitre 2) :

$$\sigma_{empil} \propto \sqrt{\langle \mathcal{N}(\mathcal{L}) \rangle} \times (\sqrt{\tau} + c^{ste}) \quad (3.11)$$

Les effets d'empilement sont d'autant plus grands que la luminosité est élevée et que le temps d'intégration du signal est long.

Si les paramètres de la chaîne PAI-formeur sont connus, le résultat de l'intégrale d'empilement est une grandeur fixée. La figure 3.6 donne la forme du signal normalisé pour différentes valeurs de τ . Les valeurs données sur cette figure montrent que I_{empil}/T_c est proportionnel à τ et que, à la limite où $\tau = 0$, la valeur de l'intégrale d'empilement est égale à 1. Dans ce cas, il faut tenir compte uniquement des 21 événements produits en moyenne dans le même croisement.

La valeur de σ_{empil} est identique à la valeur de l'écart type des effets d'un nombre équivalent N_{eq} d'événements d'empilement, sommés dans le même croisement de faisceaux. La distribution de la valeur de N_{eq} suit une loi de Poisson, de valeur moyenne :

$$\langle N_{eq} \rangle = \langle \mathcal{N} \rangle \times \frac{I_{empil}}{T_c} \quad (3.12)$$

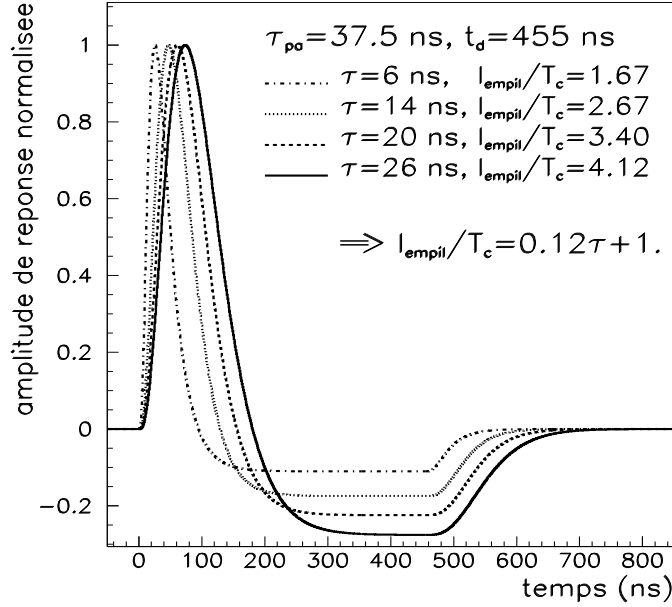


Figure 3.6: Exemples de formes normalisées du signal bipolaire pour différentes constantes de temps du formeur. Les valeurs correspondantes de l'intégrale d'empilement sont également données.

Par exemple, si $\tau = 16 \text{ ns}$, $\tau_{pa} = 37.5 \text{ ns}$ et $t_d = 455 \text{ ns}$, alors $I_{empil}/T_c = 2.9$ et $\langle N_{eq} \rangle \simeq 61$. Dans ce cas, la fluctuation de l'effet induit par l'empilement est équivalente à 1.71 [§] fois celle qui serait engendrée par un détecteur sensible à un seul croisement de faisceau ($\tau = 0$).

3.4.3 Calcul du bruit d'empilement

Les résultats présentés dans ce paragraphe, ont été obtenus avec un modèle de calorimètre EM n'utilisant que des PAI $\emptyset T$ ($\tau_{pa} = R_o C_d$). En l'absence de mention explicite, le bruit d'empilement est donné à la luminosité nominale du LHC. Les valeurs de τ_{pa} et de t_d sont adaptées dans chacun des compartiments et pour les différentes valeurs de la pseudo-rapidité.

• Contribution totale de l'empilement

La contribution totale du bruit d'empilement est calculée pour trois valeurs de la pseudo-rapidité, $|\eta| = 0.1, 1$ et 2 . La constante de temps des formeurs est fixée à $\tau = 16 \text{ ns}$, dans le baril et $\tau = 12 \text{ ns}$, dans les bouchons. Ces valeurs seront justifiées par la suite.

Les énergies d'empilement sont reconstruites dans des clusters de tailles ¶ : 2×2 , pour le pré-échantillonneur du baril, 24×2 , pour le 1^{er} compartiment, 3×7 , pour le deuxième et 3×4 , pour le troisième. La forme de la distribution obtenue pour E_{empil} à $|\eta| = 0.1$ est présentée sur la figure 3.7-a (les histogrammes sont donnés en échelle logarithmique

[§] $1.71 \simeq \sqrt{2.9}$.

¶ nombre de cellules utilisées en $\Delta\eta \times \Delta\phi$, avec les granularités données dans les tables 3.2 et 3.3.

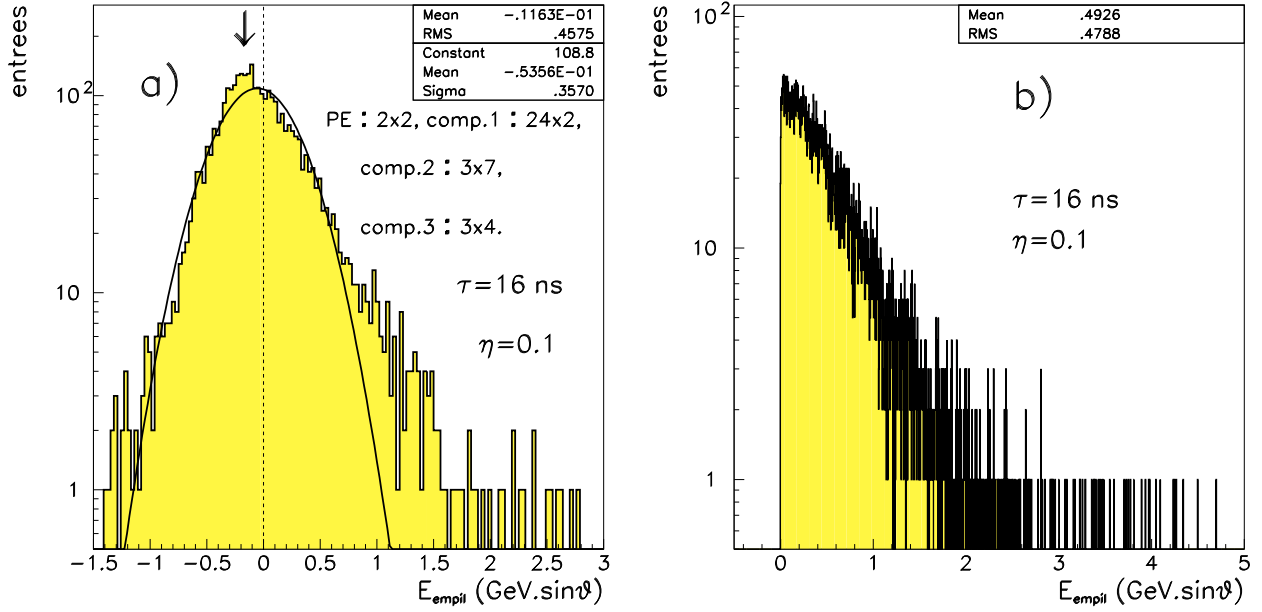


Figure 3.7: Distributions de E_{empil} à $|\eta| = 0.1$. **a)** Avec la mise en forme du signal (PE signifie pré-échantillonneur, comp. : compartiment, la taille du cluster utilisé est donnée en $\Delta\eta \times \Delta\phi$). **b)** Pour un nombre équivalent d'événements d'empilement. Dans les deux cas, les distributions sont données en échelles logarithmiques, notamment pour accentuer les asymétries.

pour accentuer les asymétries). Le nombre de croisements accumulés pour réaliser ces histogrammes est de l'ordre de 3500. Les valeurs des écarts types sont données pour les différentes pseudo-rapidités dans la table 3.4.

La valeur moyenne de la distribution est nulle, comme prévu, mais sa forme n'est pas complètement symétrique.

L'asymétrie de la distribution du côté des énergies positives peut être expliquée. Les échantillons proches du pic du signal ont une amplitude en valeur absolue environ 5 fois plus élevée que dans la partie négative du signal bipolaire. Aussi, les fluctuations de l'énergie d'empilement, pour la partie positive, ont un poids plus important.

D'autre part, le maximum de la distribution est négatif. Ceci est lié à l'intégrale nulle du signal, la valeur moyenne de la distribution doit être nulle. Le nombre d'échantillons du lobe négatifs est environ 4 fois plus grand que celui du lobe positif. Ainsi, la probabilité de trouver des événements d'empilement qui engendrent une énergie non nulle est relativement plus forte pour le lobe négatif.

L'ajustement d'une Gaussienne donne un sigma environ 25% plus faible que l'écart type. Cette différence se retrouve aux autres valeurs de $|\eta|$. Par la suite, l'estimation du bruit d'empilement se fera à partir de la valeur de l'écart type.

La figure 3.7-b présente la distribution de E_{empil} à $|\eta| = 0.1$, pour un nombre équivalent d'événements d'empilement sommés dans le même croisement. La table 3.4 donne les valeurs des écarts types pour les autres valeurs de $|\eta|$ considérées. Compte tenu des capacités

$ \eta $	0.1	1.	2.
Avec la réponse du formeur	455 (360)	415 (325)	320 (235)
Avec un nombre équivalent d'événements	475	425	329

Tableau 3.4: *Ecart types des distributions de E_{empil} , pour les différentes méthodes et positions en pseudo-rapacité. Les valeurs présentées sont données en énergie transverse, l'unité est le MeV. $\sin(\theta)$. Les valeurs entre parenthèses sont celles obtenues pour σ_{empil} après ajustement d'une Gaussienne.*

et des temps de dérive différents, le calcul des intégrales d'empilement conduit à additionner un nombre équivalent d'événements compris entre 42 et 45 événements dans le pré-échantillonneur et le 1^{er} compartiment du baril, et entre 50 et 60 dans les compartiments 2 et 3 ($\tau = 16$ ns). A $\eta = 2$, le nombre d'événements équivalents est 35 dans le compartiment 1, 40 dans le 2nd et 46 dans le 3^{ème} ($\tau = 12$ ns). Les événements utilisés sont les mêmes d'un compartiment à l'autre quelque soit la méthode employée.

La seconde méthode est plus simple d'utilisation pour calculer les valeurs exactes de σ_{empil} . Elle rend compte des fluctuations liées à la partie physique de la formule 3.8. Les résultats obtenus par les 2 méthodes sont compatibles à mieux que 5 %. Mais évidemment, la seconde méthode ne reproduit pas l'effet du signal bipolaire et l'énergie moyenne d'empilement n'est pas nulle.

La statistique nécessaire pour obtenir les distributions avec la méthode simplifiée est environ 10 fois moins élevée que pour la méthode complète. Les résultats des 2 méthodes sont compatibles, il apparaît que le fait d'associer plusieurs fois des événements d'empilement différents, à des positions différentes en ϕ , n'introduit pas de biais. Avec les fichiers à 72000 entrées, la combinatoire disponible pour calculer les effets d'empilement associé à un croisement et à une position en η donnés est de l'ordre de C_{72000}^{500} . La valeur 500 est le nombre typique d'événements différents nécessaires pour intégrer toute la forme bipolaire (environ 25 échantillons de 21 événements).

• Empilement par compartiment

La table 3.5 donne le détail de σ_{empil} en fonction de sa valeur dans les différents compartiments en profondeurs (pour $\tau = 16$ ns dans le baril et 12 ns dans les bouchons). Les conditions pour effectuer les calculs sont identiques à celles utilisées pour obtenir la table 3.4.

L'empilement dans le 1^{er} compartiment est sensiblement le même que dans le deuxième bien qu'il ne représente que 6 X₀ (en incluant la matière devant). En effet, près de la moitié des particules engendrées dans les événements d'empilement sont des photons dont l'énergie transverse est en moyenne de 250 MeV (voir chapitre 2). Le maximum de la distribution longitudinale du dépôt d'énergie pour ces γ est situé entre 4 et 5 longueurs de radiations (voir annexe A).

$ \eta $	0.1	1	2
pré-échantillonneur	70	85	-
1 ^{er} compartiment	200	170	150
2 nd compartiment	230	200	175
3 ^{ème} compartiment	165	160	90
total	460 (335)	415 (315)	320 (245)

Tableau 3.5: Valeurs de σ_{empil} en fonction du compartiment en profondeur. Les résultats sont donnés en énergie transverse, l'unité est le MeV. $\sin(\theta)$. Les valeurs entre parenthèses correspondent à la somme quadratique des écarts types obtenus dans chacun des compartiments ($\tau = 16$ ns dans le baril et 12 ns dans les bouchons).

Cette forte sensibilité à l'empilement nécessite une bonne optimisation du nombre de voies utilisées dans le 1^{er} compartiment pour reconstruire l'énergie des photons et des électrons.

La valeur totale de σ_{empil} n'est pas égale à la superposition quadratique des bruits d'empilement dans chacun des compartiments en profondeur, en raison des corrélations longitudinales dans les dépôts d'énergie.

• Dépôts d'énergie pour un nombre équivalent d'événements

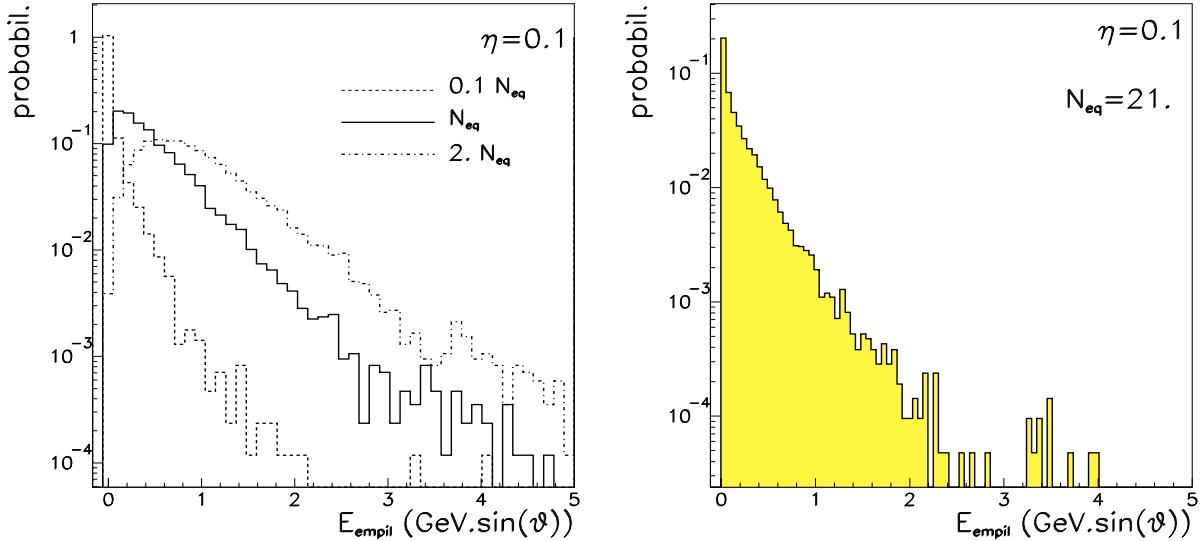


Figure 3.8: Probabilités d'avoir une certaine valeur de E_{empil} , en énergie transverse, pour différentes valeurs de $\langle N_{eq} \rangle$.

La figure 3.8 donne à titre d'exemple, à $|\eta| = 0.1$, les probabilités d'avoir un dépôt d'énergie avec une certaine valeur E_{empil} , exprimée en énergie transverse, dans la taille de clusters choisie (ajustée sur une taille de 3×7 cellules du second compartiment). Ces

grandeurs sont données pour différentes valeurs de $\langle N_{eq} \rangle$, calculées à la luminosité nominale ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), à une luminosité double et dix fois plus faible. Pour $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, $\langle N_{eq} \rangle$ est respectivement égal à 46, 47 et 55 dans le pré-échantillonneur, le compartiment 1 et les compartiments 2 et 3. Elles correspondent à un nombre équivalent d'événements qui sommeraient leurs effets dans le même croisement. La probabilité d'avoir une valeur d'énergie transverse déposée de 1 GeV est d'environ 5 %, à la luminosité nominale.

La distribution de probabilité correspondant à 21 événements en moyenne, sommés dans le même croisement, est également donnée. Cette dernière distribution indique quel est le flux d'énergie déposé à chaque croisement, à la luminosité nominale. Dans tous les cas, il faut remarquer que la valeur moyenne de la distribution n'est pas nulle comme il se doit après mise en forme bipolaire du signal.

• Empilement en fonction de la taille des clusters

Le bruit d'empilement est sensible au nombre de cellules du calorimètre utilisées pour reconstruire l'énergie d'un photon ou d'un électron.

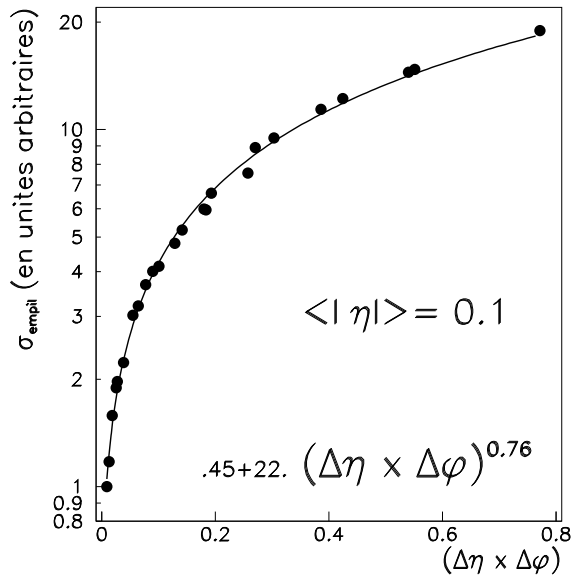


Figure 3.9: Evolution de σ_{empil} , exprimé en unité arbitraire, en fonction $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$, pour $\langle |\eta| \rangle = 0.1$.

L'évolution de l'empilement en fonction de $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$ est présentée sur la figure 3.9, pour $\langle |\eta| \rangle = 0.1$. Les points ont été obtenus à partir d'une combinaison de 3 et 9 cellules en η ($\Delta\eta = 0.025$), avec 5, 7, 10, 14, 35, 49, 55, 77, 70, 98, 100 et 140 cellules en ϕ ($\Delta\phi = 0.0245 (= 2\pi / 256)$). La taille des clusters est comprise entre 3×5 et 9×140 cellules. La taille 3×5 sert de normalisation pour la distribution. Le découpage des cellules pour ce calcul est le même quelque soit la profondeur, il est fixé par la granularité du 2^{nd} compartiment.

Les résultats des ajustements de σ_{empil} suivant la formule $a + b(\Delta\eta \times \Delta\phi)^c$, en fon-

ction de $|\eta|$, font apparaître les lois d'évolutions suivant pour σ_{empil} , exprimé en unités arbitraires :

$$\begin{aligned}
\text{si } <|\eta| >= 0.1 & \quad \sigma_{empil} \propto (\Delta\eta \times \Delta\phi)^{(0.76 \pm 0.01)} \\
\text{si } <|\eta| >= 1.0 & \quad \sigma_{empil} \propto (\Delta\eta \times \Delta\phi)^{(0.79 \pm 0.01)} \\
\text{si } <|\eta| >= 2.0 & \quad \sigma_{empil} \propto (\Delta\eta \times \Delta\phi)^{(0.80 \pm 0.01)}
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Le bruit d'empilement n'évolue pas suivant la loi $\sqrt{\Delta\eta \times \Delta\phi}$, contrairement au bruit série d'électronique qui est proportionnel à la capacité des cellules utilisées. Ce comportement est lié à l'existence de corrélations transverses dans les événements d'empilement. Les corrélations mises en évidences semblent être d'autant plus élevées que $|\eta|$ est grand. Il faut remarquer que ce résultat est en parfait accord avec d'autres études [8] et [23] et a été démontré de manière analytique [24].

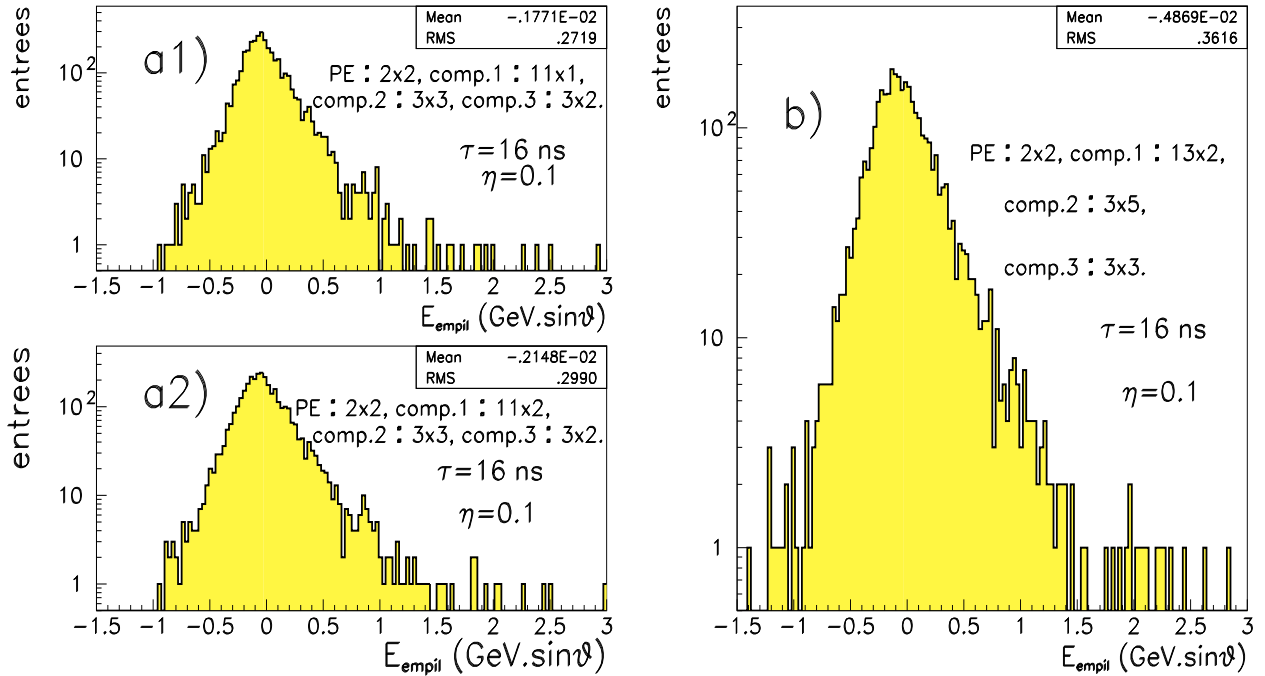


Figure 3.10: Distributions de E_{empil} , en énergie transverse à $|\eta| = 0.1$, pour 3 autres tailles de clusters (voir figures a et b). PE signifie pré-échantillonneur, comp.: compartiment. La taille des clusters utilisé est donnée en $\Delta\eta \times \Delta\phi$.

Les figures 3.10-a et 3.10-b donnent les distributions de E_{empil} , à $\eta = 0.1$, pour des tailles de clusters indiquées sur les figures. Les conditions de l'étude sont identiques à celles associées à la figure 3.7-a.

Lorsque la taille du cluster utilisé pour calculer la distribution est équivalente à une fenêtre de 3×3 cellules dans la granularité du 2^{nd} compartiment, σ_{empil} vaut 300 MeV. $\sin(\theta)$ (figure 3.10-a2). Pour une fenêtre 3×7 , cette valeur est de l'ordre de 460

MeV. $\sin(\theta)$ (figure 3.7-a). Elle est proportionnelle à la précédente comme $\sqrt{7/3}$. En doublant le nombre de voies utilisées dans le 1^{er} compartiment, entre la figure 3.10-a1 et 3.10-a2, σ_{empil} passe de 270 MeV. $\sin(\theta)$ à 300 MeV. $\sin(\theta)$ (effet de 10 %). La sensibilité à l'empilement est donc non négligeable dans le 1^{er} compartiment du calorimètre. Le passage de clusters 3×3 à 3×5 dans le 2nd compartiment provoque un accroissement de σ_{empil} de près de 20 % (de 300 MeV. $\sin(\theta)$ à 360 MeV. $\sin(\theta)$).

Le même type de comportements est reproduit à $|\eta| = 1$ et 2.

• Empilement en fonction de τ et de la luminosité

La figure 3.11 montre l'évolution de la valeur de σ_{empil} en fonction de τ , le temps de réponse du formeur et de \mathcal{L} , la luminosité instantanée du LHC. Le calcul a été effectué pour des valeurs τ variant de 6 ns à 26 ns. La position $|\eta| = 0.1$ est choisie à titre d'exemple, la taille du cluster utilisé est la même que dans le paragraphe précédent (fenêtres 3×7 dans la granularité du 2nd compartiment).

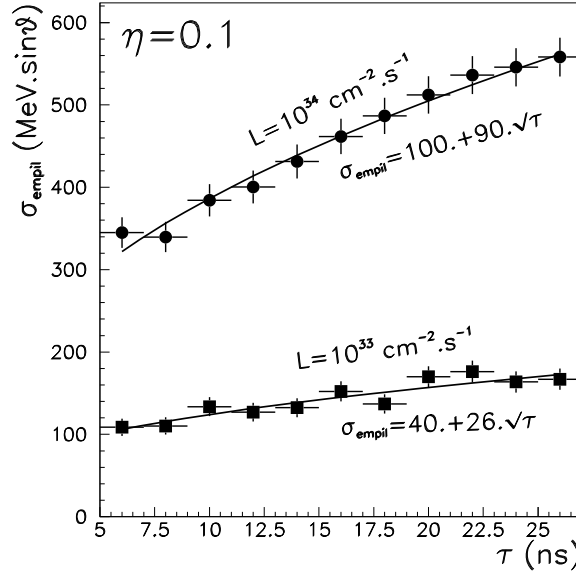


Figure 3.11: Evolution de σ_{empil} avec τ et la luminosité instantanée. La taille des clusters correspond à une fenêtre 3×7 cellules dans la granularité du 2nd compartiment.

Comme attendu, σ_{empil} est une fonction linéaire de $\sqrt{\tau}$. Les valeurs des coefficients de cette droite sont dépendents de la luminosité instantanée. Les distributions de σ_{empil} suivent une loi en $a(\mathcal{L}) + b(\mathcal{L}).\sqrt{\tau}$, où les valeur des fonctions a et b varient comme $\sqrt{\mathcal{L}}$. Par exemple si $\tau = 16$ ns, σ_{empil} passe de 145 MeV. $\sin(\theta)$ à 460 MeV. $\sin(\theta)$, soit un facteur $\sqrt{10}$ si la luminosité est décuplée.

• Empilement en fonction de la pseudo-rapacité

L'étude suivante est réalisée pour une constante de temps des formeurs $\tau = 16$ ns

dans le baril et 12 ns dans les bouchons. Les valeurs de τ_{pa} et t_d sont ajustées pour chaque position en $|\eta|$ et chaque compartiment en profondeur.

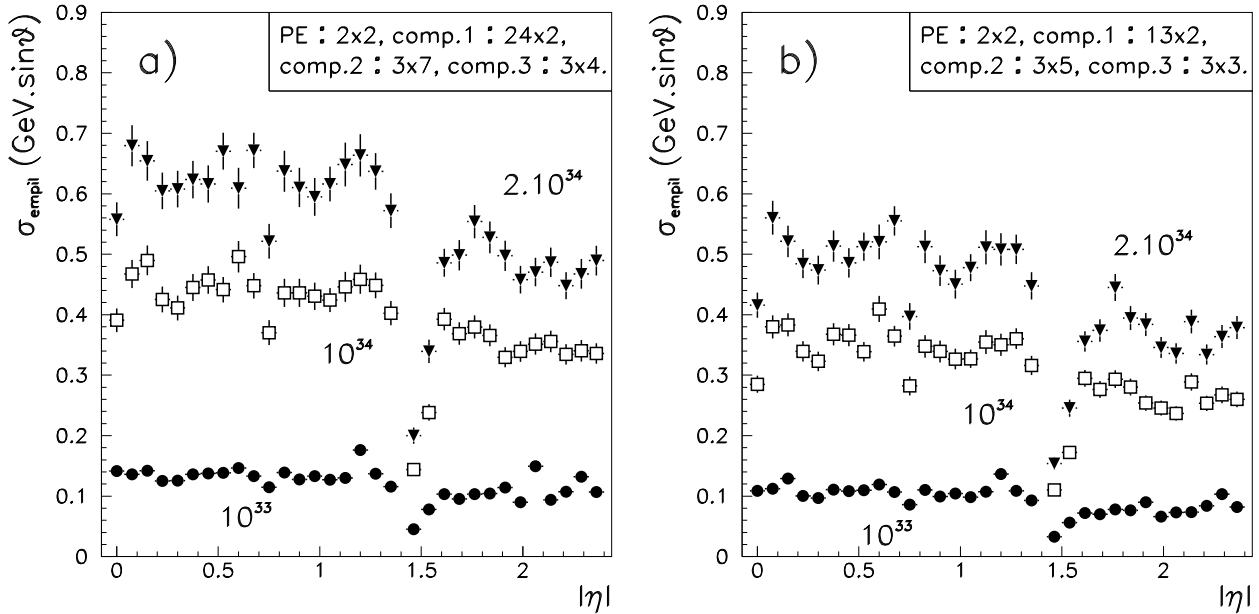


Figure 3.12: Distributions de σ_{empil} , en énergie transverse, en fonction de $|\eta|$ et de \mathcal{L} , pour 2 tailles de clusters (voir figures a et b). PE signifie pré-échantillonneur, comp. : compartiment.

Les figures 3.12-a et 3.12-b donnent les distributions de σ_{empil} , exprimées en énergie transverse, en fonction de $|\eta|$, pour les 3 valeurs extrêmes de luminosité instantanée attendues : $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $10^{34} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $2.10^{34} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

La chute des distributions à $|\eta| \simeq 1.4$ correspond à la transition des cryostats entre le baril et les bouchons. Le point à $|\eta| = 0.75$ est relativement plus bas dans la distribution, il est sensible au changement de l'épaisseur de plomb (changement du rapport et de la fréquence d'échantillonnage), pour la même raison le point à $|\eta| = 0.675$ est relativement plus haut. Celui à $\eta = 0$, est sur la limite de séparation entre les 2 demi-barils. Néanmoins, l'empilement, exprimé en énergie transverse, est assez plat dans le baril et dans les bouchons, puisque la distribution des multiplicités et la distribution en énergie transverse des particules produites dans les événements d'empilement est uniforme en η .

Les effets de changement de forme bipolaire du signal en fonction de la pseudo-rapacité sont faibles. Dans le baril, le temps de dérive reste constant. Les valeurs des capacités C_d du pré-échantillonneur et du 1^{er} compartiment sont quasiment constantes. Dans le 2nd et le 3^{ème} compartiment, les valeurs des capacités C_d changent, toutefois, les valeurs de l'intégrale d'empilement I_{empil}/T_c varient en fonction de la pseudo-rapacité par moins de 15 %.

Dans le cas des bouchons, les variations du temps de dérive par près d'un facteur 3 pour $|\eta| = 1.4 \rightarrow 2.4$ et des capacités du détecteur dans le 2nd et le 3^{ème} compartiment par près d'un facteur 2, font évoluer la valeur de I_{empil}/T_c par près de 20 % entre $|\eta| = 1.4$

et $|\eta| = 2.4$. Ceci explique les diminutions observables sur les figures 3.12-a et 3.12-b.

3.5 Bruit total et mise en forme optimale

3.5.1 Calcul du bruit d'électronique

3.5.1.1 Bruit électronique en valeur d'énergie équivalente (ENE)

Au paragraphe 3.3.2 les valeurs du bruit d'électronique ont été calculées en nA. Les facteurs de conversion courant-énergie, f_{conv} (en nA/MeV), ont été déterminés expérimentalement sur le prototype RD3 2-mètres et ont été adaptés à la géométrie du calorimètre EM d'ATLAS en rectifiant les valeurs du rapport d'échantillonnage et du temps de dérive [16] (voir annexe A).

Les valeurs, exprimées en énergie, du bruit d'électronique sont données par l'équation :

$$\text{ENE} = \frac{\text{ENI}}{f_{conv}} \quad (\text{MeV}) \quad (3.14)$$

$ \eta $	0 → 0.7	0.7 → 1.4	1.45 → 2.4	2.4 → 3.2
f_{conv} (nA/MeV)	2.74	3.08	2.29 → 2.38	1.83 → 1.93

Tableau 3.6: Valeurs des coefficients de conversion courant-énergie pour le bruit d'électronique.

Les valeurs calculées pour les facteurs de conversion, en fonction de $|\eta|$ sont présentées dans la table 3.6 (dans les bouchons, les calculs incorporent la description récente de la géométrie [22]). Elles correspondent aux différents calorimètres accordéon. Pour le pré-échantillonneur, les valeurs des coefficients de conversion, sans calibration relative de ce détecteur, sont de l'ordre $50 \cdot \cosh(\eta)$ keV/nA [19].

3.5.1.2 Calculs de ENE par compartiment et pour $|\eta|$ donné

Le bruit est calculé cellule par cellule, puis, pour une taille de cluster donnée. La valeur totale du bruit du cluster est la superposition quadratique de celui de toutes les cellules qui forment le cluster. Les valeurs des capacités du détecteur sont données dans les tables 3.2 et 3.3.

Dans chacun des modèles, le bruit associé à une cellule du détecteur, située à une position en pseudo-rapacité et possédant une valeur de capacité C_d , est donnée en extrapolant les mesures expérimentales. Dans tous les cas, le terme de bruit série est directement proportionnel aux valeurs des capacités.

Les figures 3.13-a et 3.13-b donnent les différentes valeurs du bruit d'électronique $\sigma_{elec.}$, calculé en énergie transverse, en fonction de la pseudo-rapacité, pour chaque cellule des différents compartiments du baril, pour les 2 modèles. Les valeurs des temps $t_p(\Delta)$, ont été

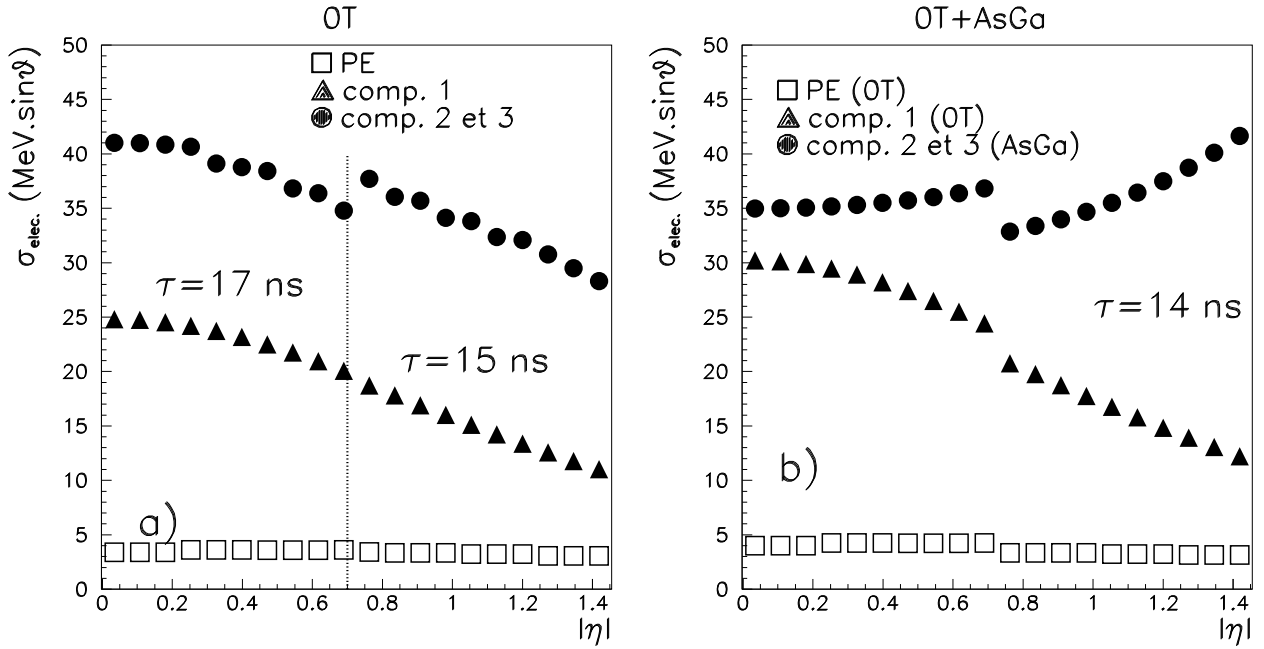


Figure 3.13: Valeurs de $\sigma_{elec.}$, exprimées en énergie transverse, en fonction de $|\eta|$, pour chaque cellule des divers compartiments, **a)** baril avec uniquement des PAI $\emptyset T$, **b)** avec des PAI AsGa pour le 2nd et pour le 3^{ème} compartiment (PE signifie pré-échantillonneur, comp. : compartiment.)

calculées pour chaque point en fonction des valeurs associées de τ , τ_{PA} et t_d . Les valeurs des bruits dans le pré-échantillonneur sont données sans la calibration de ce détecteur, nous verrons au chapitre 4 que les valeurs des coefficients de calibration de ce détecteur sont de l'ordre de 3 à 4 fois celles du calorimètre accordéon, elles valent entre 15 et 20. Pour l'optimisation du bruit total les calibrations sont appliquées à ce détecteur. Les valeurs des temps des formeurs τ utilisés seront justifiées à ce moment. La figure 3.14 donnent les chiffres qui correspondent aux bouchons.

Le comportement du bruit dans les cellules du 2nd et 3^{ème} compartiment équipés de PAI AsGa, s'explique par le fait que la valeur de τ_{PA} est fixée à 15 ns pour ces PAI, et évolue en fonction de la capacité C_d des cellules dans le cas des PAI $\emptyset T$. Pour les PAI $\emptyset T$, les valeurs de τ_{PA} changent avec η , les valeurs de $t_P(\Delta)$ augmentent plus vite que les valeurs des capacités, c'est pour cela que le bruit exprimé en énergie transverse diminue pour ces PAI.

3.5.2 Bruit total dans le baril et comparaison AsGa- $\emptyset T$

3.5.2.1 Résultats

Les figures 3.15 et 3.16 donnent les valeurs du bruit d'électronique et d'empilement à haute et basse luminosité, en fonction des constantes de temps des formeurs. Les valeurs présentées sont directement celles des dispersions liées au bruit, sur la mesure des énergies. Elles sont exprimées en MeV. Les tailles précises des clusters utilisées sont indiquées dans

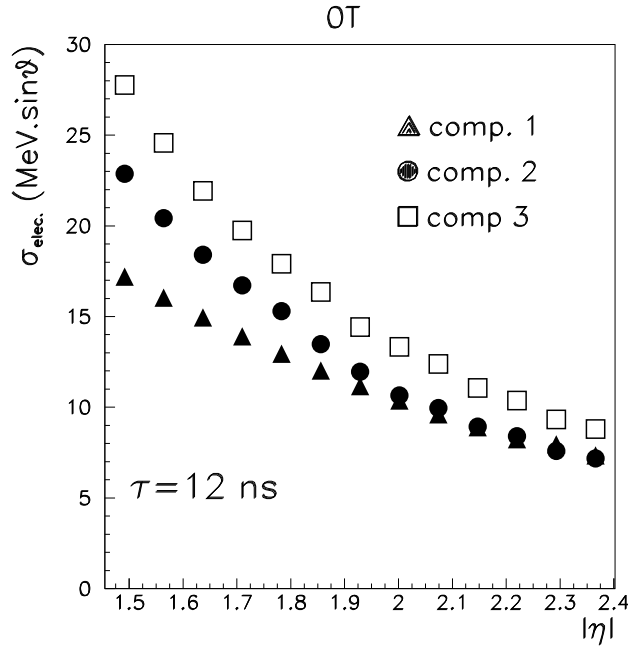


Figure 3.14: Valeurs de $\sigma_{elec.}$, exprimées en énergie transverse, en fonction de $|\eta|$, pour chaque cellule des divers compartiments des bouchons (comp. signifie compartiment.)

les légendes des figures et correspondent à des fenêtres de 3×5 cellules dans la granularité du 2^{nd} compartiment.

Le bruit d'empilement a été calculé, conformément à la méthode décrite au paragraphe 3.4.3, en faisant varier τ de 6 à 26 ns, pour des jeux de paramètres τ , τ_{PA} et t_d adaptés aux différentes configurations. Les courbes superposées sont le résultat d'un ajustement suivant une loi :

$$\sigma_{empil} = a(\mathcal{L}) + b(\mathcal{L}) \cdot \sqrt{\tau} \quad (3.15)$$

Le bruit d'électronique a été calculé conformément au paragraphe précédent. Les courbes superposées sont le résultat d'un ajustement suivant une loi :

$$\sigma_{elec.} = \frac{c}{\tau^{5/2}} \oplus \frac{d}{\tau^{3/2}} \oplus \frac{e}{\tau^{1/2}} \quad (\tau \text{ en ns}) \quad (3.16)$$

Les tables 3.7 et 3.8 présentent le détail des valeurs de chacun des bruits, $\sigma_{elec.}$, σ_{empil} et σ_{tot} , avec les types de clusters retenus. Les valeurs des 2 modèles sont présentées à 2 positions dans le baril, à $|\eta| = 0.1$ et $|\eta| = 1$. Le bruit total est la somme quadratique de ces 2 effets indépendants.

Les valeurs du bruit d'électronique et d'empilement calculés dans le premier compartiment sont également données, puisque les deux solutions sont équipées des mêmes PAI dans ce compartiment.

Avec la solution tout $\emptyset T$, la valeur totale du bruit, à haute luminosité et à la mise en forme optimale, est de 430 MeV à $|\eta| = 0.1$, pour une constante de temps τ du formeur égale à 17 ns. Cette valeur est fortement réduite à basse luminosité puisque la valeur

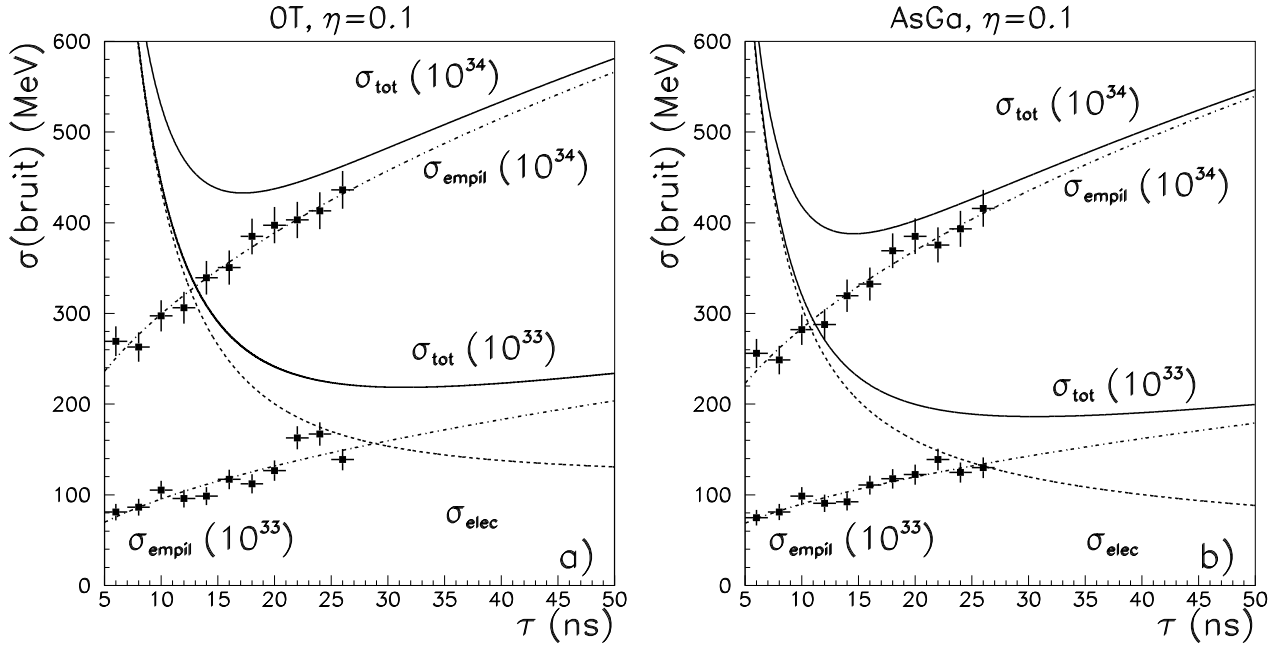


Figure 3.15: Valeurs totales du bruit en MeV, en fonction du τ du formeur et de \mathcal{L} , à $|\eta| = 0.1$, **a)** avec des PAI \emptyset T pour tous les compartiments, **b)** avec des PAI AsGa dans le 2nd et le 3^{ème} compartiment. La taille des clusters utilisés ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) est: 2×2 cellules dans le pré-échantillonneur, 13×2 dans le 1^{er} compartiment, 3×5 dans le 2nd et 3×3 à l'arrière.

optimale du bruit total ne dépasse pas 220 MeV dans ce cas. Les valeurs du bruit total, dans le cas de la solution avec également des PAI AsGa, sont à peine inférieures et valent respectivement 385 MeV et 185 MeV.

Ces différences sont faibles par rapport à l'écart qui existe entre les performances intrinsèques des 2 types de PAI. Il s'agit d'un écart de 10 % sur le bruit total en regard d'un facteur 1.5 sur le bruit d'électronique. Cela résulte simplement de l'optimisation de la somme quadratique qui tend à ralentir le signal dans le cas des PAI \emptyset T pour compenser la contribution plus grande du bruit d'électronique. De plus, au temps de mise en forme optimale, le bruit d'empilement est dominant devant le bruit d'électronique. Le fait que le 1^{er} compartiment soit équipé de PAI \emptyset T, dans les 2 cas, atténue aussi les différences.

Compte tenu des avantages et des inconvénients déjà évoqués pour les 2 techniques et en raison de la faible différence pour le bruit total, la solution avec uniquement des PAI \emptyset T, a été retenue par la collaboration ATLAS pour équiper tout le calorimètre EM.

Les valeurs optimales des constantes de temps τ des formeurs, sont présentées dans les tables précédentes (les valeurs sont données à ± 0.5 ns près). Les valeurs des constantes données pour la basse luminosité, sont les valeurs auxquelles il faudrait régler les formeurs si $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ était la luminosité nominale de LHC.

Le bruit d'électronique plus faible dans le cas du modèle utilisant des PAI AsGa permet une mise en forme plus rapide. En effet, les valeurs de σ_{empil} obtenues en fonction de τ sont assez peu différentes pour les 2 modèles. Dans les 2 cas, la valeur optimale des formeurs

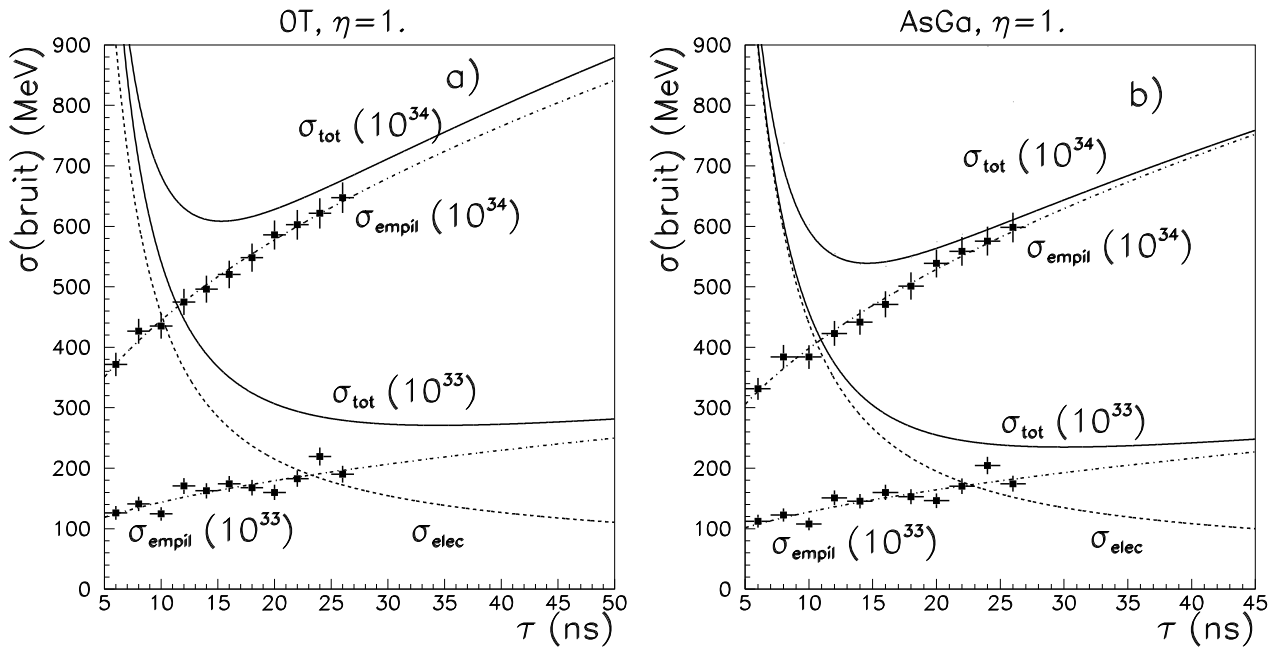


Figure 3.16: Valeurs totales du bruit en MeV, en fonction du τ du formeur et de \mathcal{L} , à $|\eta| = 1.$, **a)** avec des PAI $\emptyset T$ pour tous les compartiments, **b)** avec des PAI AsGa dans le 2nd et le 3^{ème} compartiment. La taille des clusters utilisés ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) est : 2×2 cellules dans le pré-échantillonneur, 15×2 dans le 1^{er} compartiment, 3×5 dans le 2nd et 3×3 à l'arrière.

à basse luminosité est à peu près le double de celle de la haute luminosité.

Les valeurs de $t_p^{opt}(\Delta)$, pour les différents compartiments, qui correspondent aux valeurs optimales obtenues pour les constantes de temps des formeurs, sont données dans la table 3.9. Elles sont suffisamment grandes pour permettre d'échantillonner le signal bipolaire durant sa montée. Il est alors possible de prendre 4 échantillons répartis de chaque côté de l'échantillon du pic, avec des amplitudes significativement différentes bruit. Ces échantillons permettent de réaliser un traitement numérique du signal [8] [9].

Les valeurs de $t_p(\Delta)$, pour les différents compartiments, qui correspondent aux valeurs optimales obtenues pour les constantes de temps des formeurs, sont données dans la table 3.9.

3.5.2.2 Discussion sur l'optimisation du bruit total

Le bruit d'électronique est dominé par le bruit série pour les valeurs de mises en forme considérées. Il est alors possible d'écrire la dépendance totale du bruit en fonction de τ , suivant l'équation :

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{elec}^2(\tau) + \sigma_{empil}^2(\tau) \simeq \frac{B_{elec}^2}{\tau^3} + \frac{B_{empil}^2}{\alpha(\mathcal{L})}\tau \quad (3.17)$$

où B_{elec} et B_{empil} sont des paramètres pour les contributions du bruit d'électronique et d'empilement. Ces 2 paramètres sont indépendants de τ ou de \mathcal{L} , mais dépendent de la

PAI	\mathcal{L} ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	τ^{opt} (ns)	σ_{tot} (MeV)	σ_{empil} (MeV)	σ_{elec} (MeV)	σ_{empil}^{c1} (MeV)	σ_{elec}^{c1} (MeV)
$\emptyset T$	10^{34}	17	430	365	235	142	125
	10^{33}	31	220	160	145	-	-
GaAs	10^{34}	14	385	320	220	125	155
	10^{33}	30	185	145	120	-	-

Tableau 3.7: *Détails des contributions au temps optimum de mise en forme, à $|\eta| = 0.1$ (σ^{c1} correspond aux valeurs des bruits dans le 1^{er} compartiment, τ^{opt} désigne la valeur optimale des formeurs).*

PAI	\mathcal{L} ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	τ^{opt} (ns)	σ_{tot} (MeV)	σ_{empil} (MeV)	σ_{elec} (MeV)	σ_{empil}^{c1} (MeV)	σ_{elec}^{c1} (MeV)
$\emptyset T$	10^{34}	15	610	515	300	165	160
	10^{33}	35	270	215	140	-	-
GaAs	10^{34}	14	540	455	290	110	155
	10^{33}	30	225	195	135	-	-

Tableau 3.8: *Détails des contributions au temps optimum de mise en forme, à $|\eta| = 1$ (σ^{c1} correspond aux valeurs des bruits dans le 1^{er} compartiment, τ^{opt} désigne la valeur optimale des formeurs).*

taille du cluster utilisé. Le coefficient $\alpha(\mathcal{L})$ caractérise la dépendance de l'empilement en fonction de la luminosité instantanée du LHC. Ainsi, si $\alpha(10^{34})$ est égal à 1, alors $\alpha(10^{33})$ est égal à 10. Au temps de mise en forme optimale, τ_{opt} , il est possible de fixer des contraintes sur les valeurs des termes qui interviennent dans le calcul du bruit total :

$$\frac{\partial \sigma_{tot}^2}{\partial \tau} = 0 \quad \Rightarrow \quad (\tau^{opt})^4 = \frac{3B_{elec}^2 \alpha(\mathcal{L})}{B_{empil}^2} \quad (3.18)$$

$$\text{et donc } \sigma_{elec}(\tau^{opt}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \sigma_{empil}(\tau^{opt}). \quad (3.19)$$

En particulier, les effets d'empilement sont supérieurs à ceux de l'électronique par près d'un facteur $\sqrt{3}$. Cette loi se vérifie convenablement avec les courbes des figures 3.15 et 3.16.

A basse luminosité, la distribution de σ_{tot} fonction de τ est assez plate autour de son minimum. Pour ce minimum, le terme de bruit parallèle n'est plus complètement négligeable dans le calcul du bruit d'électronique, il est maintenant presque du même ordre de grandeur que le bruit série (variations en $1/\tau$, pour le bruit parallèle et $1/\tau^3$, pour le bruit série).

D'après les équations 3.18 et 3.19, il est possible de montrer que la valeur de σ_{tot} à son

\mathcal{L} ($\text{cm}^{\perp 2} \cdot \text{s}^{\perp 1}$)	PAI	$ \eta $	τ^{opt} (ns)	$t_p(\Delta)$ (ns) PE	$t_p(\Delta)$ (ns) comp. 1	$t_p(\Delta)$ (ns) comp. 2 ou 3
10^{34}	$\emptyset T$	0.1	17	37	40	46
	(GaAs)	0.1	(14)	(33)	(34)	(34)
	$\emptyset T$	1.0	15	35	37	47
	(GaAs)	1.0	(14)	(33)	(34)	(34)
10^{33}	$\emptyset T$	0.1	31	60	64	72
	(GaAs)	0.1	(30)	(59)	(62)	(62)
	$\emptyset T$	1.0	35	66	72	90
	(GaAs)	1.0	(30)	(58)	(62)	(61)

Tableau 3.9: Correspondance entre τ^{opt} et $t_p(\Delta)$ (comp. signifie compartiment, PE: pré-échantillonneur).

optimum, en fonction de la luminosité instantanée, suit la loi :

$$\sigma_{tot}^{opt} = \left(3^{1/8} B_{elec} B_{empil} \sqrt{\frac{B_{empil}}{3} + 1} \right) \times \alpha(\mathcal{L})^{\perp 3/8} \quad (3.20)$$

Ainsi, l'optimisation des formeurs à basse luminosité permet de diminuer la valeur de σ_{tot}^{opt} par un facteur 2.4 ^{||}. La valeur optimal du temps des formeurs est allongée d'un facteur 1.8 ^{**}. Les valeurs présentées dans les tables 3.7 et 3.8 sont en raisonnable accord avec ces 2 propriétés, en raison de l'approximation faite sur le bruit parallèle.

Les constantes de temps des formeurs seront fixées une fois pour toutes à une valeur de τ adaptée à $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{\perp 2} \cdot \text{s}^{\perp 1}$. A cette valeur, le bruit total est dominé par le bruit d'électronique, parce que la contribution d'empilement est réduite d'un facteur $\sqrt{10}$. Avec les résultats présentés dans les tables 3.7 et 3.8, il est possible de calculer que dans ces conditions, σ_{tot} est supérieur à son optimum de basse luminosité par près de 30%.

A cette luminosité, la distribution de $\sigma_{tot}(\tau)$ est relativement plate autour de son minimum. Le traitement numérique par des combinaisons linéaires des échantillons mesurés sur le signal autour de son pic, permet d'intégrer artificiellement le signal plus longtemps. Dans ces opérations, le temps effectif de montée au pic est ralenti et il est possible de se placer aux valeurs optimales des temps de formeurs obtenues plus haut [9].

Il faut noter que le traitement numérique du signal permet également d'accélérer la mise en forme [3]. Cela offre une certaine possibilité d'adaptation pour la chaîne d'électronique vis à vis des événements d'empilement dont les caractéristiques physiques ne sont pas parfaitement connues (voir chapitre 2). Il est bon de rappeler que le nombre d'événements d'empilement engendrés par croisement, qui est utilisé ici ($\langle \mathcal{N} \rangle = 21$), suppose une section efficace totale des collisions inélastique de 70 mb (la valeur du document de référence de la machine LHC est 60 mb [25]).

^{||} $(\alpha(10^{33})/\alpha(10^{34}))^{3/8} = 10^{3/8}$.

^{**} $(\alpha(10^{33})/\alpha(10^{34}))^{1/4} = 10^{1/4}$.

3.5.3 Bruit dans les bouchons

La figure 3.17 présente l'évolution du bruit total et de ses contributions dans les bouchons à $|\eta| = 2$. Tous les compartiments du détecteur sont équipés avec des PAI de type $\emptyset T$ 50 Ω .

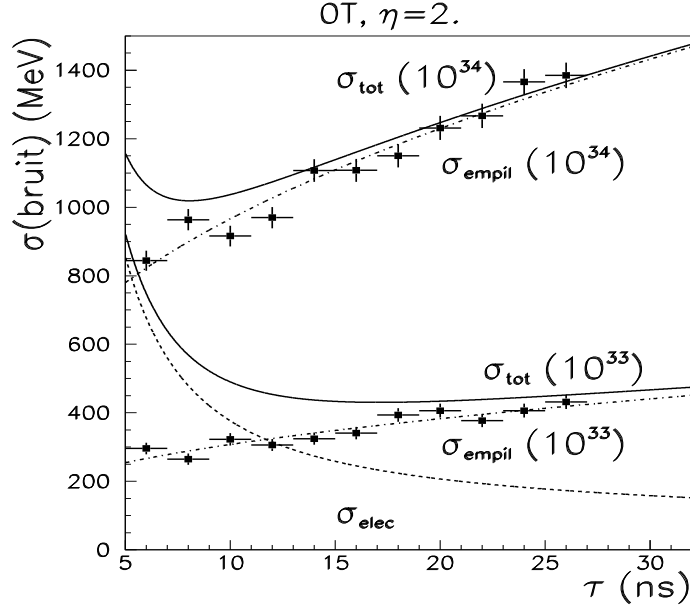


Figure 3.17: Valeurs totales du bruit en MeV, en fonction du τ du formeur et de la luminosité instantanée, à $|\eta| = 2$. La taille des clusters utilisés ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) est, 17×2 cellules dans le 1^{er} compartiment, 3×5 dans le 2nd et 3×3 dans le 3^{ème}.

Les valeurs optimales du temps des formeurs et celles des différents bruits, en fonction de la luminosité instantanée, sont données dans la table 3.10. La contribution relative du 1^{er} compartiment au bruit d'empilement est proche de la moitié de l'écart type du bruit total qui représente une valeur d'énergie égale à environ 1 GeV.

PAI	\mathcal{L} ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	τ^{opt} (ns)	σ_{tot} (MeV)	σ_{empil} (MeV)	σ_{elec} (MeV)	σ_{empil}^{cl} (MeV)	σ_{elec}^{cl} (MeV)
$\emptyset T$	10^{34}	12	1075	1030	315	430	200
	10^{33}	17	430	365	230	-	-

Tableau 3.10: Détails des contributions au temps optimum de mise en forme, à $|\eta| = 2$. (σ^{cl} correspond aux valeurs des bruits dans le 1^{er} compartiment, τ^{opt} désigne la valeur optimale des formeurs).

La valeur de τ^{opt} retenue à haute luminosité est plus grande que la valeur optimale visible sur la courbe, 12 ns au lieu de 7 ns. Ce choix s'explique par la volonté de ne pas avoir des formeurs trop rapides. La table 3.11 donne les valeurs associées du temps de montée de la réponse du signal bipolaire entre 5 et 100 % de l'amplitude ($t_p(\Delta)$). Dans le 2nd compartiment la valeur de 32 ns est proche de la limite inférieure jugée comme acceptable, qui est égale à 30 ns [16]. Cette valeur se justifie par la nécessité d'avoir pour le

traitement numérique du signal, un échantillon avant le pic d'amplitude significativement différente du bruit, pour la mesure et la calibration de la phase temporelle du pic [9]. En outre, d'autres effets indésirables pour le système de calibration apparaissent pour des constantes de temps plus petites [16].

\mathcal{L} ($\text{cm}^{\perp 2} \cdot \text{s}^{\perp 1}$)	τ^{opt} (ns)	$t_p(\Delta)$ (ns) comp. 1	$t_p(\Delta)$ (ns) comp. 2	$t_p(\Delta)$ (ns) comp. 3
10^{34}	12	29	35	38
10^{33}	17	39	43	47

Tableau 3.11: Correspondance entre τ^{opt} et $t_p(\Delta)$ (comp. signifie compartiment). Les valeurs sont donnée pour $|\eta| = 2$.

3.5.4 Bruit total en fonction de la pseudo-rapidité

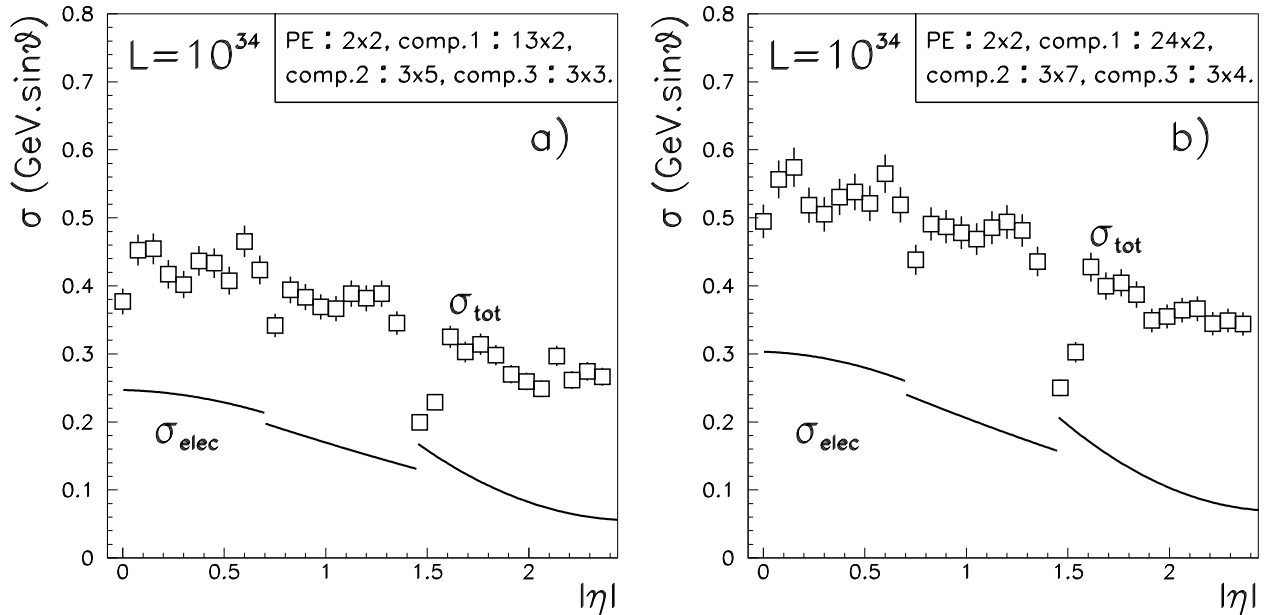


Figure 3.18: Distributions de σ_{tot} et de σ_{elec} , en énergie transverse ($\text{GeV} \cdot \sin(\theta)$), en fonction de $|\eta|$, **a)** cluster 3×5 (voir figure), **b)** cluster 3×7 (voir figure). PE signifie pré-échantillonneur et comp. compartiment.

Les figures 3.18-a et 3.18-b présentent l'évolution du bruit total σ_{tot} et du bruit d'électronique σ_{el} en fonction de $|\eta|$, à haute luminosité, pour des clusters correspondant à des fenêtres de 3×5 et 3×7 cellules du 2nd compartiment. Les valeurs de σ_{tot} sont données en énergie transverse, elles sont inférieures à une énergie transverse de $450 \text{ MeV} \cdot \sin(\theta)$ sur toute l'acceptance considérée pour un cluster 3×5 .

Les constantes de temps des formeurs sont celles qui ont été déterminées précédemment. Dans le baril, si $|\eta| < 1.45$, une valeur moyenne de $\tau = 16 \text{ ns}$ est retenue ($\tau = 17 \text{ ns}$, à $\eta = 0$ et $\tau = 15 \text{ ns}$, à $|\eta| = 1$). Dans les bouchons, si $|\eta| > 1.45$, la valeur du temps

caractéristique des formeurs est $\tau = 12$ ns. Le calcul du bruit d'empilement est celui effectué pour tracer la figure 3.12-b, les temps de montée du signal bipolaires permettant de calculer σ_{elec} sont adaptés à chaque compartiment et chaque position en $|\eta|$.

Les variations de σ_{elec} s'expliquent par les évolutions des valeurs des capacités du détecteur en fonction de $|\eta|$. Ces valeurs sont constantes dans le 1^{er} compartiment et croissent comme $\sin(\theta)$ dans les 2 compartiments arrière. La valeur de $t_p(\Delta)$ a tendance à ralentir le signal quand C_d augmente. Elle augmente de 3 à 5 ns suivant les 3 zones en pseudo-rapidité qui viennent d'être définies. Dans ce cas, le bruit d'électronique qui est évolue comme $t_p^{1.3/2}(\Delta)$ a tendance à diminuer plus vite que $\sin(\theta)$. Dans les bouchons il faut tenir compte de l'évolution de f_{conv} , le coefficient de conversion courant-énergie.

3.5.5 Modèle final du baril

3.5.5.1 Présentation

Compartiment	pré-échantillonneur	avant	milieu	arrière
épaisseur en X_o	1.3 → 2.8	6	16.5 → 18. (18)	2 → 7 (2 → 12)
segmentation ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	0.025 × .098	0.003 × 0.098	0.025 × 0.0245	0.05 × 0.0245
C_d (nF)	0.18 → 0.38	0.3	1.2 (1.4)	0.25 → 1.0 (0.6 → 2.0)

Tableau 3.12: Paramètres définitifs des cellules du baril du calorimètre EM. Les chiffres entre parenthèses indiquent les valeurs des paramètres du 2nd et 3^{ème} compartiment pour $|\eta| = 0.8 \rightarrow 1.45$, les autres pour $|\eta| = 0 \rightarrow 0.8$. Les profondeurs du pré-échantillonneur et du premier compartiment incluent toute la quantité de matière qui les précède.

Le modèle définitif adopté pour le baril, présenté au chapitre 2 [6], est très proche de celui décrit et utilisé ici (voir chapitre 3.4.1). Seules quelques différences apparaissent dans la table 3.12 qui donne les caractéristiques de ce nouveau modèle. L'épaisseur des plaques de plomb passe de 1.5 à 1.1 mm à $|\eta| = 0.8$. La longueur du 2nd compartiment est maintenue constante en nombre de longueurs de radiations. Sa longueur totale incluant la matière devant le calorimètre est égale à 24 X_o . Les caractéristiques du pré-échantillonneur et du 1^{er} compartiment sont identiques dans les 2 modèles, tout comme les quantités totales de matière qui leur sont associées. Les PAI utilisés sont des ØT de type 25 Ω , à l'avant, et 50 Ω , dans les 2 compartiments arrière. Les temps de dérive dans les gaps d'argon liquide de l'accordéon sont identiques, t_d est égal à 455 ns.

La simulation disponible peut être utilisée pour estimer les valeurs du bruit dans le nouveau modèle, à différentes positions. La valeur optimum du bruit est calculée dans la suite en faisant varier le temps caractéristique τ des formeurs de 6 à 26 ns.

En admettant que le bruit d'empilement dans le 3^{ème} compartiment à $|\eta| = 0.1$ est négligeable pour ce modèle (épaisseur de 2 X_o après 22 X_o), il est possible d'utiliser la

simulation du précédent modèle pour calculer les effets d'empilement à cette position. Pour cela, il suffit d'additionner les dépôts d'énergie dans les 2 compartiments arrières et d'appliquer à cette somme la mise en forme adaptée au second compartiment.

A $|\eta| = 1.2$, la simulation disponible possède des caractéristiques proches de celles du nouveau modèle, en particulier, la longueur totale à la fin du 2nd compartiment est égale à $24 X_o$, dans les 2 cas. Aussi, il suffit d'effectuer le calcul d'empilement à cette position après adaptation du signal bipolaire aux nouvelles valeurs de capacités.

3.5.5.2 Résultats

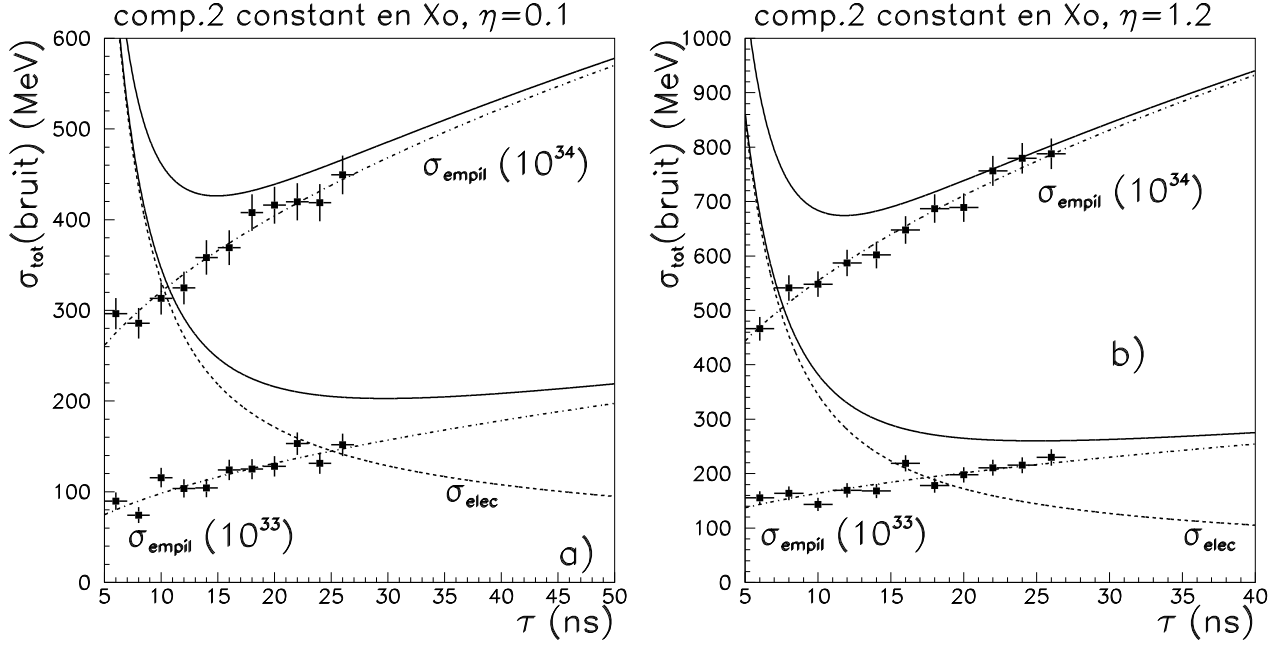


Figure 3.19: Valeurs totales du bruit en MeV, en fonction du τ du formeur et de \mathcal{L} , **a)** à $|\eta| = 0.1$, **b)** à $|\eta| = 1.2$. Dans les 2 cas, les bruits du 3^{ème} compartiment sont inclus. La taille des clusters utilisés ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) est: 2×2 cellules dans le pré-échantillonneur, 13×2 (respectivement 15×2 à 1.2) pistes dans le 1^{er} compartiment, 3×5 cellules dans le 2nd et 3×3 à l'arrière.

Les figures 3.19-a et 3.19-b présentent les distributions de σ_{tot} adaptées au modèle définitif du baril, à $|\eta| = 0.1$ et $|\eta| = 1.2$. Les tables 3.13 et 3.14 donnent les valeurs des différentes contributions du bruit associées à ces courbes, aux temps optimums de mise en forme.

A $|\eta| = 0.1$, les valeurs de τ^{opt} sont comparables à celles qui avaient été obtenues dans le modèle précédent. A $|\eta| = 1.2$, la capacité constante des cellules en fonction de η du compartiment 2 permet de garder constante la valeur du bruit d'électronique dans ce compartiment, entre $|\eta| = 0.8$ et $|\eta| = 1.4$. Le bruit d'électronique étant plus faible, le temps de mise en forme optimale du formeur peut être abaissé à 13 ns, à cette position.

Les valeurs correspondantes des $t_p^{opt}(\Delta)$, pour les 2 positions en pseudo-rapacité, sont données dans la table 3.15. Les temps de montée au maximum des signaux bipolaires ne

comp.3	\mathcal{L} ($\text{cm}^{\perp 2} \cdot \text{s}^{\perp 1}$)	τ^{opt} (ns)	σ_{tot} (MeV)	σ_{empil} (MeV)	σ_{elec} (MeV)	σ_{elec}^{c3} (MeV)
avec	10^{34}	16	445	375	240	85
	10^{33}	32	215	150	130	-
sans	10^{34}	16	440	375	225	-
	10^{33}	32	195	150	120	-

Tableau 3.13: *Détails des contributions au temps optimum de mise en forme, à $|\eta| = 0.1$ (σ^{c3} correspond à la valeur du bruit électronique dans le 3^{ème} compartiment, τ^{opt} désigne la valeur optimale des formeurs).*

comp.3	\mathcal{L} ($\text{cm}^{\perp 2} \cdot \text{s}^{\perp 1}$)	τ^{opt} (ns)	σ_{tot} (MeV)	σ_{empil} (MeV)	σ_{elec} (MeV)	σ_{elec}^{c3} (MeV)
avec	10^{34}	13	675	605	300	125
	10^{33}	25	270	215	165	-
sans	10^{34}	12	625	560	270	-
	10^{33}	23	245	205	135	-

Tableau 3.14: *Détails des contributions au temps optimum de mise en forme, à $|\eta| = 1.2$ (σ^{c3} correspond à la valeur du bruit électronique dans le 3^{ème} compartiment, τ^{opt} désigne la valeur optimale des formeurs).*

sont jamais plus courts que 32 ns, même pour le cas où $\tau^{opt} = 13$ ns à $|\eta| = 1.2$.

$10^{34} \text{ cm}^{\perp 2} \cdot \text{s}^{\perp 1}$	τ^{opt} (ns)	$t_p(\Delta)$ (ns) PE	$t_p(\Delta)$ (ns) comp. 1	$t_p(\Delta)$ (ns) comp. 2	$t_p(\Delta)$ (ns) comp. 3
$ \eta = 0.1$	16	36	39	45	35
$ \eta = 1.2$	13	32	33	41	45

Tableau 3.15: *Correspondance entre τ^{opt} et $t_p(\Delta)$ pour les 2 positions en pseudo-rapacité étudiées (comp. signifie compartiment, PE pré-échantillonneur)*

Le découpage des électrodes du compartiment 2 est tel qu'il correspond, quand c'est possible, à une longueur totale de 24 X_0 . Les capacités des cellules du 2nd compartiment sont constantes en fonction de $|\eta|$. La longueur de 24 X_0 est suffisante pour contenir la quasi totalité de l'énergie des e^\pm et des γ jusqu'à environ 100 GeV d'énergie transverse. Dans ces cas, le 3^{ème} compartiment peut être ignoré. Aussi, les tables 3.13 et 3.14 donnent également les valeurs du bruit total à un temps de mise en forme optimale adapté au cas où l'empilement et le bruit d'électronique ont été calculés sans le compartiment 3. Le bruit d'électronique diminuant, un gain de l'ordre de quelques pourcent peut être obtenu sur la valeur du bruit total.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre il a été montré que les meilleures performances en bruit électronique des PAI AsGa par rapport aux PAI \emptyset T sont fortement réduites quand le bruit d'empilement est inclus pour calculer la valeur du bruit total. Pour un temps de mise en forme optimum, la différence de 10 % sur la valeur du bruit total ne justifie pas l'utilisation de PAI dans l'argon liquide compte tenu des problèmes de fiabilité que peut poser cette technique.

Les valeurs des bruits d'électronique, d'empilement et du bruit total ont été calculées pour chaque rapidité et différentes tailles de clusters. Ces chiffres seront utilisés pour évaluer de manière réaliste la contribution du bruit à la résolution sur la masse du $H^{\circ} \rightarrow \gamma\gamma$.

Bibliographie

- [1] V. Radeka et S. Rescia, *NIM A* **265** (1988) 228.
- [2] J. Collot, présentation de l'expérience ATLAS au conseil scientifique de l'IN2P3, (Paris) juillet 1996.
- [3] R.L. Chase, C. de La Taille, J.P. Richer et N. Seguin-Moreau, note LAL 95-04 (1995) et note interne à la collaboration ATLAS, LARG-010 (1995); C. de La Taille, note interne à la collaboration RD3, numéro 45 (1993).
- [4] C. de La Taille, *Bipolar and tripolar filters for liquid argon calorimetry*, note LAL-RT 91-16 (1991).
- [5] Collaboration ATLAS, *Technical Proposal*, CERN-LHCC 94-43 décembre 1994.
- [6] groupe "argon liquide" de la collaboration ATLAS, *Technical Design Report*, CERN-LHCC 96-40 (1996).
- [7] E. Augé et coll., note interne à la collaboration ATLAS, LARG-013 (1994) et LARG-050 (1996); E. Augé, présentation à la *Vst International Conference on Calorimetry in HEP*, Brookhaven (Etats-Unis) 1994.
- [8] W.E. Cleland et E.G. Stern, *NIM A* **338** (1994) 467.
- [9] I. Wingerter-Seez, note interne à la collaboration ATLAS, LARG-019 (1995); L. Fayard, C. de La Taille et N. Launay, note interne à la collaboration ATLAS, CALO-024 (1993).
- [10] D.V. Camin et N. Fedyakin, Note interne à la Collaboration ATLAS, LARG-11 (1994).
- [11] B. Yu et V. Radeka, BNL 52244 (1990).
- [12] M. Citterio, présentation à la *Vst International Conference on Calorimetry in HEP*, Brookhaven (Etats-Unis) 1994.
- [13] B. Aubert et coll. (Collaboration RD3), *NIM A* **309** (1991) 438, *NIM A* **321** (1992) 467, *NIM A* **325** (1993) 116 et *NIM A* **364** (1995) 290.

- [14] C. de La Taille et L. Serin, Note interne à la Collaboration ATLAS, LARG-029 (1995).
- [15] R.L. Chase, C. de La Taille et N. Seguin-Moreau, *NIM A* **330** (1993) 228 et *NIM A* **343** (1994) 598; B. Aubert et coll. (Collaboration RD3) *NIM A* **325** (1993) 116.
- [16] C. de La Taille, Note interne à la Collaboration ATLAS, LARG-35 (1996).
- [17] Y. Jacquier, C. de La Taille, B. Mansoulié et J. Schwindling, Note interne à la Collaboration ATLAS, LARG-31 (1995).
- [18] L. Serin et V. Tisserand, Note interne à la Collaboration ATLAS, CALO-073 (1995).
- [19] E. Albertson et J. Collot, Note interne à la Collaboration ATLAS, LARG-023 (1995).
- [20] C. de La Taille, communications privées.
- [21] F. Gianotti et coll. (groupe d'optimisation du calorimètre EM), note interne à la collaboration ATLAS, CALO-070 (1995).
- [22] O. Martin, E. Monnier et S. Tisserant, Note interne à la Collaboration ATLAS LARG-047 (1996).
- [23] P. Savard et R.A. Davis, note interne à la collaboration ATLAS, CALO-084 (1996).
- [24] J.C. Chollet, note interne à la collaboration ATLAS, CALO-075 (1995).
- [25] P. Lefèvre, T. Petterson et le Groupe d'étude LHC, *LHC Conceptual Design*, CERN-AC 95-05 (LHC) 1995; L. Evans, présentation à la réunion plénière de la Collaboration ATLAS (*LHC Machine Status*), au CERN le 27/6/1996 et document ATLAS GEN-TR-334.

Chapitre 4

Optimisation des performances du calorimètre électromagnétique

Contenu du chapitre

4.1	Introduction	147
4.2	Optimisation de la géométrie du détecteur et de la matière pour la mesure des énergies	148
4.2.1	Description des modèles et effets de matière	148
4.2.1.1	Détecteur interne	148
4.2.1.2	Bobine et Cryostats	148
4.2.1.3	Intégration du détecteur de pied de gerbe	150
4.2.2	Rôle du pré-échantillonneur	153
4.2.3	Calorimètres bouchons	156
4.2.4	Résumé des gains liés à l'intégration du détecteur de pied de gerbes	156
4.2.5	Optimisation de l'accordéon et PAI $\emptyset T$ à l'avant	157
4.3	Résolution en énergie pour le modèle optimal	160
4.3.1	Simulation et reconstruction	160
4.3.2	Procédures d'analyse	161
4.3.2.1	Calibrations et pondérations entre compartiments	161
4.3.2.2	Corrections de l'énergie en fonction du point d'impact	164
4.3.2.3	Linéarité et terme constant du Monte-Carlo	167
4.3.2.4	Calibrations électrons-photons et effets des tailles de clusters	170
4.3.3	Conversions des γ et reconstruction des énergies	173
4.3.4	Optimisation de la taille des clusters pour les γ	175
4.4	Mesures de position et reconstruction du vertex	178
4.4.1	Mesure de l'angle azimutal ϕ	178
4.4.2	Mesure de la position en η	181
4.4.3	Reconstruction du vertex des photons	184
4.5	Étude des performances avec du krypton	186
4.5.1	Introduction	186
4.5.2	Description des modèles	187
4.5.3	Valeurs du terme d'échantillonnage	188
4.5.4	Résolution totale et discussion du choix LAr/LKr	191
4.6	Conclusion	192

4.1 Introduction

La géométrie du calorimètre EM d'ATLAS a subi des évolutions importantes depuis la publication de la "Lettre d'intention" [1]. Le modèle retenu à cette époque était basé sur une géométrie étudiée en faisceaux tests par la collaboration RD3 [2]. Cette géométrie utilise le concept de l'accordéon à argon liquide (LAr) précédé de 2 couches de pré-échantillonnage, alternées de plaques d'absorbeurs et servant de détecteur de pied de gerbe.

Depuis lors, un important travail de simulation, exposé dans ce chapitre, a été mené et a permis d'améliorer la géométrie et les performances du détecteur de façon notable [3] [4] [5]. L'optimisation du calorimètre central (baril) sera plus particulièrement décrite.

L'optimisation de la géométrie du calorimètre EM est principalement basée sur la détection du Higgs dans le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ qui exige les meilleures performances possibles en terme de :

- résolution en énergie (terme d'échantillonnage).
- détermination de la position et de la direction des γ .
- identification des jets et des π^0 par rapport aux γ .

Pour atteindre ces objectifs il a fallu tenir compte de contraintes techniques et financières. Par exemple, les rayons internes et externes du détecteur sont fixés par le détecteur interne et les calorimètres hadroniques.

Différents modèles ont été étudiés. Les principales étapes de l'optimisation du calorimètre baril peuvent se résumer de la façon suivante :

- réduction des quantités de matière devant le calorimètre (cryostat, bobine).
- intégration du détecteur de pied de gerbe dans le premier compartiment du calorimètre [6].
- mise au point d'une couche de pré-échantillonnage afin de corriger les pertes d'énergies dans le cryostat et la bobine.
- utilisation de la technique des préamplificateurs \emptyset T qui permet de libérer de la place pour la détection et supprime tout élément électronique actif devant l'accordéon.
- augmentation du rapport d'échantillonnage par diminution de l'épaisseur de l'absorbeur qui passe de 1.85 mm à 1.5 mm, entraîne une réduction de la longueur totale du calorimètre de $26 X_0$ à $24 X_0$, à $\eta = 0$.
- études et optimisations en parallèle d'une solution employant le krypton liquide (LKr) comme milieu actif, permettant une meilleure mesure des énergies [7].

Les différentes étapes de l'optimisation seront décrites. La résolution en énergie et la mesure en position des particules incidentes seront présentées dans le modèle optimisé. Les résultats obtenus dans le cas de la solution LKr seront également exposés.

4.2 Optimisation de la géométrie du détecteur et de la matière pour la mesure des énergies

4.2.1 Description des modèles et effets de matière

Chacun des modèles étudiés au cours de l'optimisation du calorimètre a été implémenté dans le programme de simulation générale du détecteur ATLAS, "DICE" [8]. Ce programme, dans le cadre de GEANT 3.21 [9], permet une description détaillée de la géométrie des sous-détecteurs, notamment de l'accordéon, et de la matière traversée.

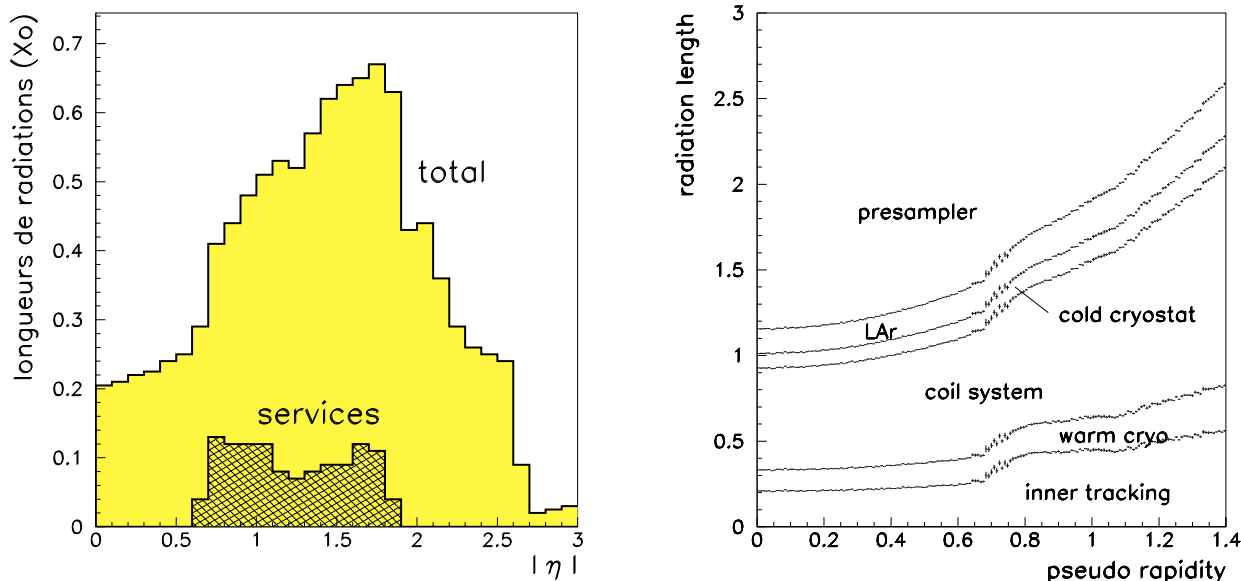


Figure 4.1: *A gauche*: quantités de matière totale contenue dans le détecteur interne en fonction de $|\eta|$, exprimées en longueurs de radiations, pour les simulations effectuées. *A droite*: quantités de matière à l'avant du baril avec le modèle de la "Proposition Technique" d'ATLAS.

4.2.1.1 Détecteur interne

Le modèle de détecteur interne utilisé dans les simulations correspond à une géométrie proche de celle retenue pour le détecteur interne au moment de la publication de la "Proposition Technique" [10] (mêmes répartitions des sous-détecteurs dans l'espace). La figure 4.1 (à gauche) présente la quantité de matière traversée en fonction de $|\eta|$, elle est au maximum de l'ordre de $0.7 X_0$.

4.2.1.2 Bobine et Cryostats

• Bobine :

Sur la figure 4.1 (à droite), il est visible que la plus grande partie de la quantité de matière traversée avant le calorimètre est due à la bobine supra-conductrice qui représente une longueur de $0.63 X_0$ à $\eta = 0$ et de $1.35 X_0$, à $|\eta| = 1.4$.

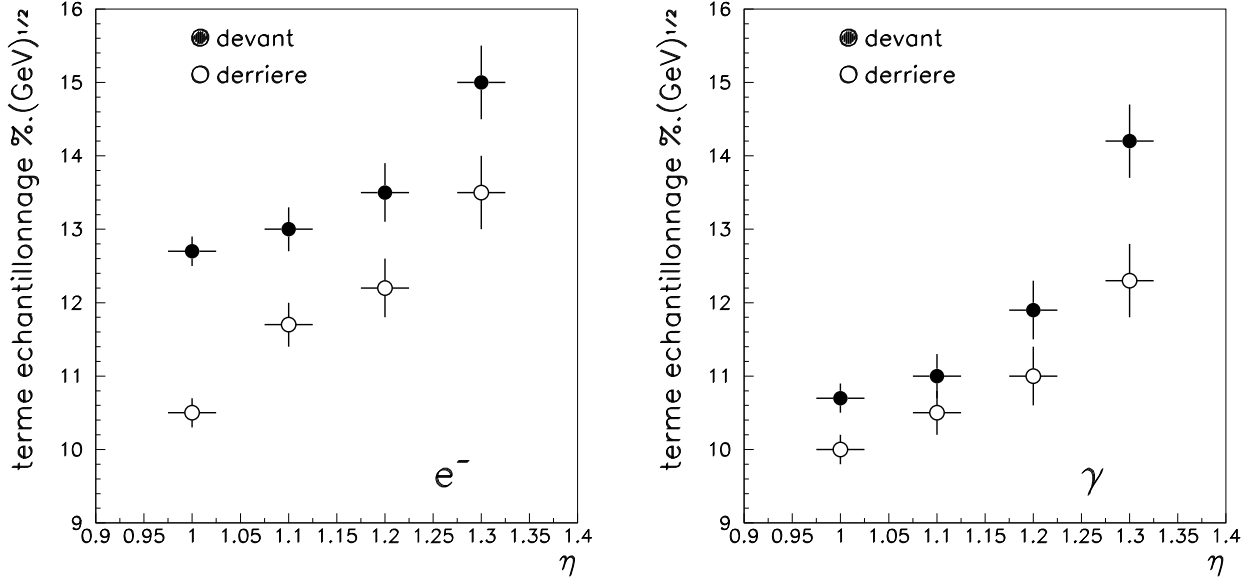


Figure 4.2: Effets relatifs de la position de la bobine devant ou derrière le calorimètre EM sur la valeur du terme d'échantillonnage d'électrons ou de γ de $E_T = 40$ GeV (champ magnétique de 2 T).

Pour évaluer l'importance des effets de dégradation sur la mesure de l'énergie liés à la présence de la bobine, des électrons et des photons de $E_T = 40$ GeV ont été simulés entre $|\eta| = 1$ et $|\eta| = 1.3$, pour 2 dispositions différentes de la bobine, devant et derrière le calorimètre EM*. La géométrie du calorimètre correspond à une adaptation du modèle avec un détecteur de pied de gerbe intégré au calorimètre et une couche de pré-échantillonnage dont les avantages seront présentés plus loin. Il faut noter que les simulations ont été effectuées avec l'ancienne version de paroi froide pour le cryostat (voir paragraphe suivant).

La figure 4.2 donne les valeurs des termes d'échantillonnage obtenus, un relatif progrès est observable si l'aimant est à l'arrière. Toutefois, puisque le champ magnétique dévie les charges de signes opposés en ϕ , de manière différente, l'étalement des gerbes électromagnétiques dans le calorimètre a tendance à altérer le bénéfice que l'on pouvait escompter. Le bénéfice attendu à plus faible énergie est donc encore plus réduit. Les clusters utilisés pour la reconstruction de l'énergie des particules simulées sont déjà relativement asymétriques en ϕ puisqu'ils correspondent à des fenêtres de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ cellules, dans la granularité du 2nd compartiment du calorimètre ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0245$).

A ces faibles bénéfices, viennent s'ajouter les difficultés techniques liées à une localisation de la bobine derrière. Le retour de flux d'un solénoïde de 2 T et de rayon 2 m, au lieu de 1.15 m, ne peut être réalisé à l'aide du calorimètre hadronique à tuiles, dans l'espace disponible. L'uniformité du champ magnétique dans la cavité interne du détecteur est plus difficile à obtenir. De plus, le nombre élevé de traversées froides étanches à disposer aux extrémités du baril (2×32) ne s'accommode pas facilement de la présence de la bobine,

*Les procédures d'analyse décrites au paragraphe 4.3.2 ont été appliquées.

l'espace est réduit et il est préférable de placer les chassis d'électronique hors d'un champ magnétique trop intense.

Le positionnement de la bobine entre les 2 parois cryostat, à l'avant du calorimètre, est donc la solution la mieux adaptée. Cette localisation justifie tous les efforts entrepris par la suite pour réduire les quantités de matière à l'avant du détecteur.

La bobine a été raccourcie à une longueur de 5.3 m au lieu des 6.2 m initiaux. Dans ce cas, l'aimant ne couvre plus toute la longueur de la cavité. Puisqu'il est situé à un rayon de 1.2 m des faisceaux, la zone de pseudo-rapacité dégagée se situe entre $|\eta| = 1.53$ et 1.75. La longueur de radiation vue par les particules devant le calorimètre dans cette zone est réduite de 1.9 X_0 à $|\eta| = 1.53$ et de 1.5 X_0 à $|\eta| = 1.7$. La résolution en énergie est améliorée dans cette zone par plus d'un facteur 2. Avec une simulation d'électrons de $E_T = 40$ GeV, il a été montré que la résolution du terme d'échantillonnage passe d'environ 28 $\%/\sqrt{E}$, à $|\eta| = 1.55$ à une valeur de l'ordre de 12.5 $\%/\sqrt{E}$. A $|\eta| = 1.65$, le terme d'échantillonnage diminue de 18 $\%/\sqrt{E}$ à 12 $\%/\sqrt{E}$. Le modèle utilisé pour cette simulation correspond à une configuration où le calorimètre accordéon est précédé d'un détecteur de pied de gerbe séparé.

• Cryostats :

Devant l'impossibilité de déplacer la bobine, l'épaisseur et la structure mécanique des cryostats a été modifiée. Les cryostats sont composés uniquement d'aluminium. La paroi interne, ou paroi froide, du cryostat qui était pleine a été remplacée par une structure en nid d'abeilles. La paroi est relativement plus épaisse, 4.4 cm au lieu de 2.7 cm, toutefois un gain non négligeable en longueur de radiation devant le calorimètre est obtenu. A $\eta = 0$, la longueur de la paroi froide est de 0.085 X_0 , au lieu de 0.3 X_0 et respectivement 0.18 X_0 au lieu de 0.65 X_0 , à $|\eta| = 1.4$.

La figure 4.1 (à droite) montre les longueurs de radiations traversées avant de parvenir au calorimètre, dans le baril. La longueur de radiation traversée jusqu'à la fin du cryostat est de l'ordre de 1 X_0 à $\eta = 0$ au lieu de 1.2 X_0 . A $|\eta| = 1.4$ la matière est réduite de 3.0 X_0 à 2.25 X_0 .

4.2.1.3 Intégration du détecteur de pied de gerbe

• Détecteur de pied de gerbe séparé :

La figure 4.3 (à gauche) présente une vue en coupe dans un plan (R, ϕ) des différentes composantes du détecteur de pied de gerbe séparé. Ce détecteur est constitué de 2 couches successives de pré-échantillonnage avec une granularité fine en ϕ ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.003$), pour la 1^{ère} couche, et fine en η ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003 \times 0.1$), pour la 2^{nde}.

Le détecteur de pied de gerbe est utilisé pour la séparation des π^0 ($\rightarrow \gamma\gamma$) et des γ . Afin d'obtenir une bonne efficacité de conversion des γ et des π^0 ($\rightarrow \gamma\gamma$), pour une séparation γ/π^0 efficace, deux plaques de plomb sont placées devant les 2 couches actives de pré-échantillonnage [2]. La quantité de matière à l'avant des 2 couches est maintenue constante par diminution de l'épaisseur des plaques de plomb à $|\eta|$ croissant, elle représente

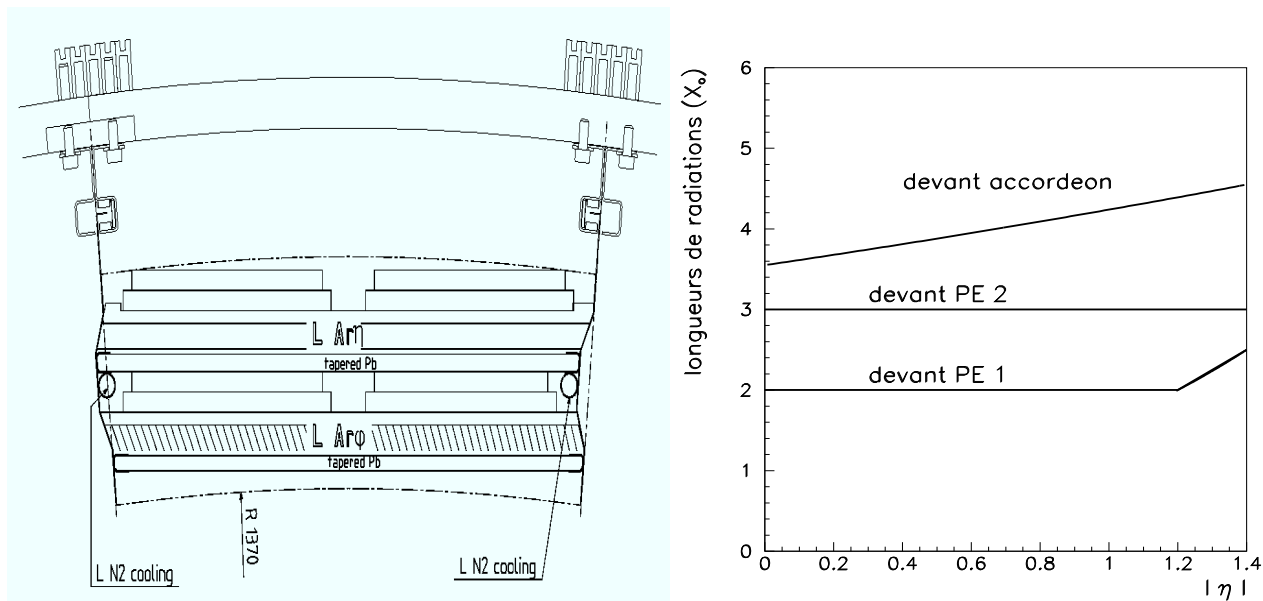


Figure 4.3: *A gauche: vue en coupe du détecteur de pied de gerbes séparé. A droite: distributions de matière à l'avant des différentes couche actives de ce détecteur en fonction de $|\eta|$ (PE signifie pré-échantillonneur).*

respectivement $2 X_0$ et $3 X_0$. La longueur de radiation avant l'accordéon varie avec $|\eta|$ de 3.5 à $4 X_0$ (voir figure 4.3, à droite).

Les 2 couches actives de pré-échantillonnage, les plaques de plomb, l'électronique frontale, les supports mécaniques des détecteurs, les espaces libres d'argon liquide utilisés pour les tolérances mécaniques et le refroidissement des préamplificateurs froids, représentent près de 16 cm entre la fin du cryostat et le début de l'accordéon. La longueur radiale disponible pour l'accordéon est 43.5 cm, avec une quantité élevée de matière devant. Bien que la matière soit contrôlée en grande partie par les 2 couches actives, cette disposition du détecteur de pied de gerbe n'est pas optimale pour la mesure de l'énergie.

• Détecteur de pied de gerbe intégré :

Une autre solution, consiste à intégrer le détecteur de pied de gerbe au 1^{er} compartiment de l'accordéon. La granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003 \times 0.098$ et la longueur de matière dans ce compartiment qui est maintenue constante à $4.5 X_0$ permettent d'effectuer la séparation des $\pi^0 (\rightarrow \gamma\gamma)$ et des γ [5]. Une couche de pré-échantillonnage est toutefois gardée sans couche de plomb. Son rôle est de corriger les effets des pertes d'énergie dans le cryostat et la bobine. La figure 4.4 (à gauche) présente une vue en coupe dans un plan (R, ϕ) de cette couche de pré-échantillonnage, dont la granularité est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.098$. Cette version est qualifiée de "version hybride".

L'espace libéré par rapport à la solution avec le détecteur de pied de gerbe séparé permet d'allonger la longueur radiale de l'accordéon à 47 cm. Soit un gain d'environ 10 % par rapport aux 43.5 cm de la solution précédente, en plus d'une diminution appréciable des quantités de matière à l'avant du calorimètre. La figure 4.4 (à gauche) montre que la

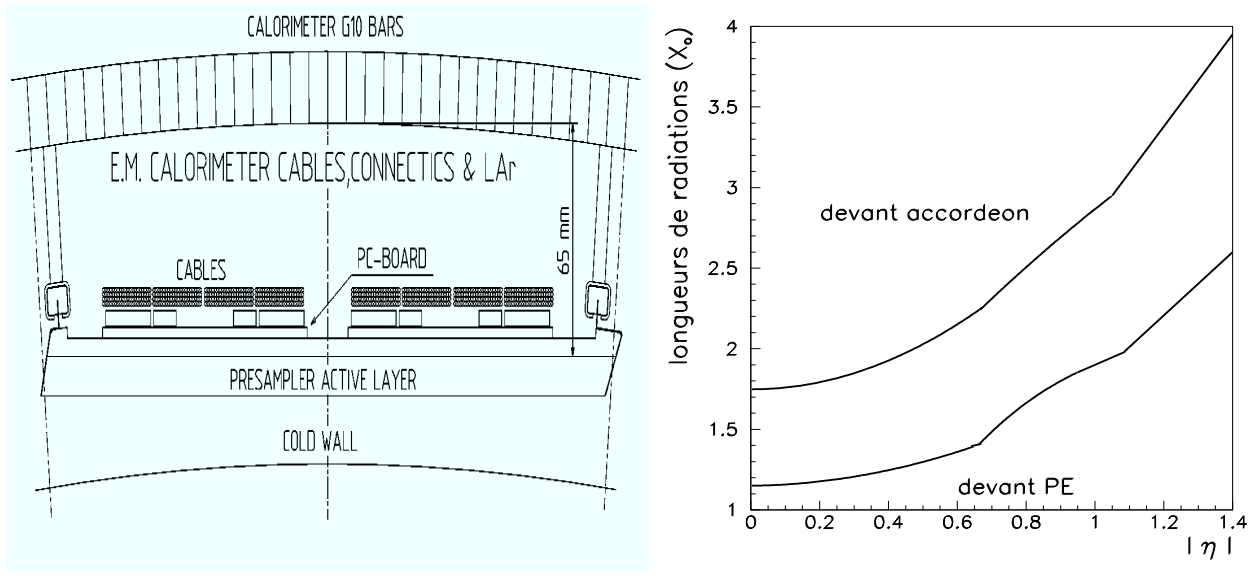


Figure 4.4: *A gauche: vue en coupe du pré-échantillonneur. A droite: distributions de matière avant le pré-échantillonneur et l'accordéon en fonction de $|\eta|$ (PE signifie pré-échantillonneur).*

matière devant l'accordéon varie de $1.7 X_0$ à $3.9 X_0$. A $\eta = 0$, la longueur de radiation devant l'accordéon a été réduite de moitié.

• Absorbeurs et segmentation longitudinale :

Le nombre de plis de l'accordéon est fixé par la géométrie, il est relié au rapport d'échantillonnage du calorimètre. Dans le cas où le détecteur de pied de gerbe est intégré, le rapport d'échantillonnage est environ 10 % plus grand et il y a 13 plis au lieu de 12. A $\eta = 0$, la longueur totale traversée jusqu'à la sortie de l'accordéon est égale à $26 X_0$ dans le cas du modèle avec détecteur de pied de gerbe intégré et $28 X_0$ dans l'autre cas.

La fréquence d'échantillonnage des cellules du calorimètre diminue si $|\eta|$ augmente. La longueur traversée dans l'absorbeur varie comme $1/\sin(\theta)$ (ou $\cosh(\eta)$). Ainsi, indépendamment des effets de matière avant le calorimètre, le terme d'échantillonnage est dégradé comme $1/\sqrt{\sin(\theta)}$ (voir annexe A). Afin de maintenir sous contrôle la résolution d'échantillonnage, l'épaisseur du plomb change à une certaine valeur de $|\eta|$. Les épaisseurs de plomb pour chacun des 2 modèles sont indiquées dans la table 4.1 en fonction de $|\eta|$. Le modèle "hybride" dispose de plaques plus fines à basse rapidité, grâce au plus grand espace disponible pour l'accordéon.

Les performances attendues, pour la mesure de l'énergie, dans le cas de la solution "hybride" sont meilleures (voir paragraphe 4.2.4). Ce modèle a été retenu comme modèle de base pour le calorimètre central au moment de la publication de la "Proposition Technique" [3]. Il faut également noter que la suppression d'une des 2 couches de pré-échantillonnage à l'avant de l'accordéon, et la valeur de granularité fixée pour le pré-échantillonneur de la solution "hybride", représentent un gain de près de 80000 voies

détecteur de pied de gerbe	$ \eta < 0.9$	$0.9 < \eta < 1.45$
séparé	1.85 mm	1.2 mm
intégré	1.8 mm	1.2 mm

Tableau 4.1: *Épaisseur des plaques de plomb en fonction de $|\eta|$ pour les 2 modèles.*

d'électronique par rapport à la solution "séparée". Le prix du détecteur est réduit, les contraintes sur les traversées froides sont plus faibles. La mécanique du détecteur est également simplifiée, puisqu'une couche active, son électronique frontale et les plaques de plomb sont retirées à l'avant de l'accordéon.

4.2.2 Rôle du pré-échantillonneur

- Solution de type "GEM" et faisceaux tests :

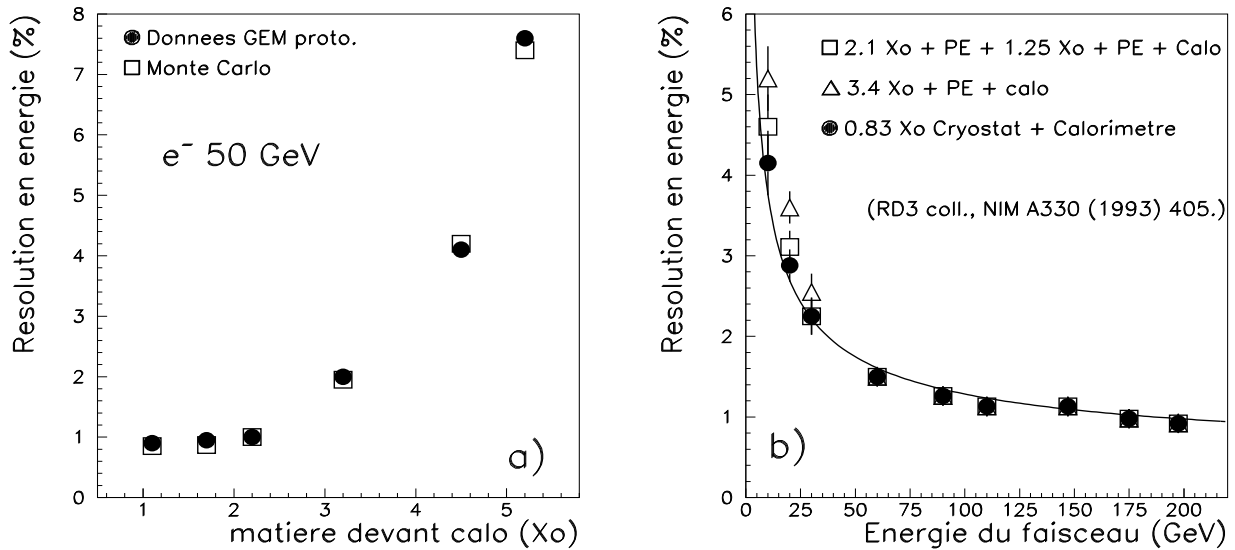


Figure 4.5: **a)** Mesures en faisceaux tests et simulation des résolutions en énergie pour des e^- de 50 GeV, en fonction de la matière devant l'accordéon pour la solution de type "GEM" [11]. **b)** Mesures en faisceaux tests de la résolution en énergie d'électrons, en fonction des effets de la matière. Le calorimètre accordéon utilisé est le prototype 2 mètres de la collaboration RD3. Les performances obtenues sans détecteur de pieds de gerbes sont indiquées par les ronds noirs. Lorsqu'il est équipé d'un détecteur de pied de gerbe séparé à 2 couches actives et plaques de plomb, les carrés blanc montrent les résolutions obtenues si les 2 couches sont lues, les triangles correspondent au cas où seule la seconde couche est utilisée (PE signifie pré-échantillonneur).

L'expérience GEM au SSC avait choisi d'utiliser pour son baril EM un calorimètre accordéon avec un détecteur de pied de gerbe intégré, mais sans couche de pré-échantillonnage (le milieu actif de détection était du krypton liquide) [6]. Dans cette configuration, la détérioration du terme d'échantillonnage causée par les pertes d'énergie à l'avant est partiellement corrigée en remplaçant les premiers centimètres des absorbeurs de l'accordéon par un matériau peu dense de type verre epoxy (G10). L'énergie déposée dans cet intervalle actif sans plomb est fortement corrélée avec les pertes d'énergie dans la matière avant le calorimètre. Le signal engendré est lu avec le reste du 1^{er} compartiment.

Une pondération relative de l'énergie de ce compartiment par rapport au compartiments 2 et 3 permet de tenir compte des corrélations et de corriger partiellement, par analyse du signal, l'effet des pertes d'énergie. Toutefois, la partie sans plomb ne peut pas être lue et pondérée séparément du 1^{er} compartiment, sans compliquer fortement les connexions au niveau des électrodes de lecture [11]. A $\eta = 0$, la granularité de ce compartiment correspond à des cellules de l'ordre de 4 à 5 mm. Les électrodes étant lues à l'avant de l'accordéon, il est très difficile d'interposer d'autres pistes (dessin des électrodes, couplages par diaphonie).

La figure 4.5 montre que les effets de matière devant le calorimètre de type "GEM" sont très importants à partir d'une quantité comprise entre 2 et 3 X_0 , la résolution en énergie du détecteur diverge rapidement (la longueur de l'intervalle actif sans plomb est optimisée pour 1.2 X_0 de matière devant). Avec des couches de pré-échantillonnage séparées de l'accordéon, quelque soit le modèle retenu, un poids relatif de correction, par analyse du signal, indépendant du calorimètre est appliqué sur les énergies des couches actives qui sont disposées pratiquement au contact du cryostat. La résolution reste contrôlable même pour une longueur égale à 3.5 X_0 [†]. Les couches de pré-échantillonnage assurent donc une correction efficace et flexible des effets de matière jusqu'à des valeurs comparables aux quantités de matière attendues dans ATLAS.

La solution sans pré-échantillonneur était adaptée à l'expérience GEM dont le solénoïde était externe au calorimètre et dont le barril EM ne dépassait pas une couverture angulaire supérieure à $|\eta| = 1.1$. Dans ATLAS, les effets de la matière sont plus importants et la longueur du baril est plus grande. La première couche active du calorimètre, la couche de pré-échantillonnage, est pratiquement directement au contact de la paroi du cryostat, son électronique frontale est placée derrière la couche active.

• Simulations avec le détecteur ATLAS :

Avec les quantités de matière correspondant à l'ancienne version de paroi froide du cryostat, des électrons de $E_T = 40$ GeV ont été simulés dans les 2 modèles, le modèle "hybride" et celui de type "GEM". La longueur de l'intervalle actif sans plomb a été optimisée à $\eta = 0$. Les épaisseurs de plomb pour ces 2 modèles sont identiques, l'accordéon est déplié dans la limite des espaces disponibles.

La figure 4.6-a présente les résolutions obtenues pour le terme d'échantillonnage en fonction de la pseudo-rapacité dans le baril. L'épaisseur de plomb change à $|\eta| = 0.9$.

[†]Dans le cas de la solution avec un détecteur de pied de gerbe intégré nous verrons au chapitre 5 que les résultats obtenus en faisceaux tests sont en bon accord avec ces comportements.

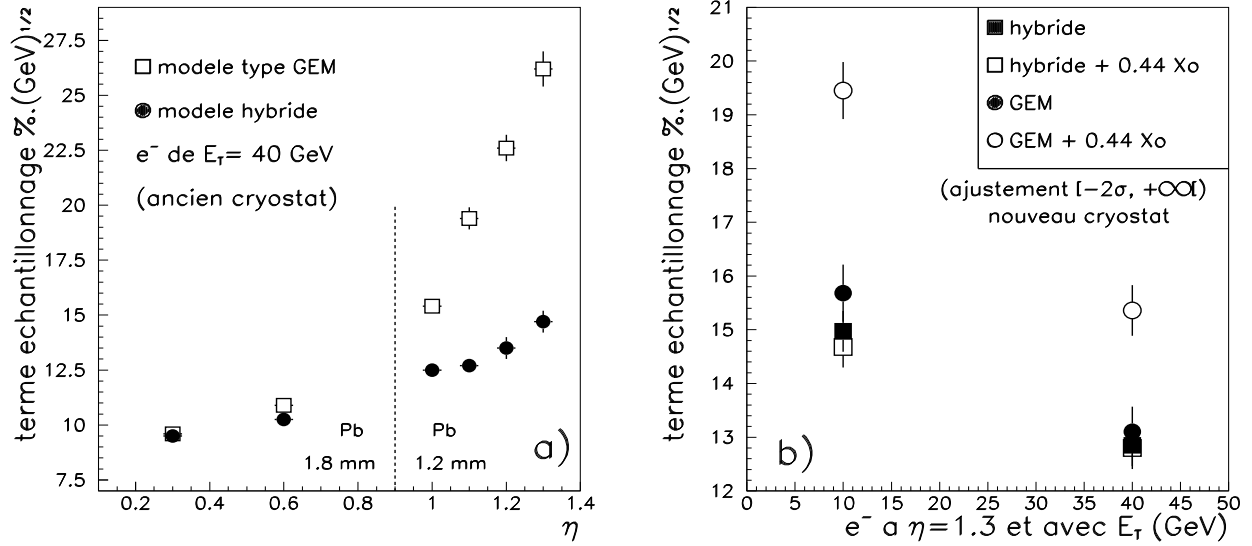


Figure 4.6: a) Résolutions du terme d'échantillonnage pour des électrons de $E_T = 40$ GeV avec l'ancienne version de cryostat et les 2 modèles avec et sans pré-échantillonneur. b) résolutions du terme d'échantillonnage pour des électrons de $E_T = 10$ et 40 GeV, à $|\eta| = 1.3$, avec la nouvelle version de cryostat et les 2 modèles avec et sans pré-échantillonneur et une quantité additionnelle de matière de $0.4 X_0$ dans le cryostat.

La longueur de radiation située devant la première couche active constituée par le pré-échantillonneur dans le cas du modèle "hybride" est $2.9 X_0$, à $|\eta| = 1.3$, celle devant l'accordéon de type "GEM" est de $3.7 X_0$. La dégradation des performances avec le modèle de type "GEM", à haute rapidité, par près d'un facteur 2 vis à vis du modèle "hybride", rend cette solution inacceptable. Les tailles de clusters pour cette étude sont ajustées sur une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$, dans la granularité du 2^{nd} compartiment.

Avec le nouveau cryostat, la matière est réduite d'environ $0.60 X_0$ à $|\eta| = 1.3$. Un autre modèle de type "GEM" a été mis au point [11]. La longueur de l'intervalle actif sans plomb à l'avant de l'accordéon a été rallongée (4.5 cm au lieu de 3 cm). A $|\eta| = 1.3$, le rôle relatif que joue cet intervalle dans la collection de l'énergie est renforcé puisque, dans le même temps, la longueur du 1^{er} compartiment a été réduite de $4.5 X_0$ à $3.8 X_0$, à cette rapidité.

La figure 4.6-b donne les valeurs du terme stochastique obtenues avec des électrons de $E_T = 10$ ou 40 GeV, pour les 2 modèles. Avec les quantités de matière nominales, les performances sont maintenant presque équivalentes. Toutefois, dans le cas du modèle de type "GEM", la résolution est dégradée sensiblement lorsqu'une quantité de matière équivalente à $0.22 X_0$ à $\eta = 0$ est ajoutée dans la paroi froide du cryostat. Cette quantité représente $0.44 X_0$ à $|\eta| = 1.3$. La solution hybride reste quasiment insensible à cet addition de matière.

L'emploi d'un pré-échantillonneur assure donc une bonne adaptation du calorimètre vis à vis de la matière et permet de garder un facteur de sécurité pour les performances.

Cette précaution n'est pas inutile, puisque l'estimation des quantités de matière contenues dans les câbles et les autres services du détecteur interne a connu, depuis cette étude et récemment, une augmentation, passant d'une valeur de l'ordre de $0.1 X_0$, pour $|\eta|$ compris entre 0.7 et 1.7, à une valeur de l'ordre de $0.25 X_0$ [12]. Ceci explique les différences entre la figure 2.10 (voir chapitre 2) et la figure 4.1 qui correspond au modèle employé dans toutes les simulations utilisées pour l'optimisation du calorimètre. La simulation précédente est bien adaptée pour estimer les effets liés à cette nouvelle configuration puisque la majorité des câbles et des services du détecteur interne passent au voisinage du cryostat. La quantité de matière traversée à des rayons inférieurs à 65 cm, c'est à dire après les couches de précision du détecteur interne, ne dépasse jamais $0.4 X_0$.

4.2.3 Calorimètres bouchons

Le calorimètre EM dans les bouchons est traité de manière simplifiée pour la simulation. La description de la géométrie accordéon dans GEANT, est remplacée par des plaques parallèles, perpendiculaires à la direction des faisceaux [8]. Ce programme reproduit de manière satisfaisante les performances attendues dans les conditions du détecteur ATLAS [4] et celles observées en faisceaux tests [13]. Les paramètres de la géométrie ont été ajustés pour cela.

Le programme de simulation complète de ce sous-détecteur existe et a permis de l'optimiser de manière séparée. Toutefois, il n'a été introduit dans la simulation complète du détecteur que récemment [11].

Les 2 configurations d'un détecteur de pied de gerbe séparé, ou d'un détecteur de pied de gerbe intégré, au calorimètre, mais sans pré-échantillonneur ont été étudiées.

Au-delà de $|\eta| = 1.8$, la longueur de radiation parcourue avant le calorimètre est comprise entre 1.5 et $2 X_0$. La matière du détecteur interne diminue avec $|\eta|$ et les cryostats sont traversés pratiquement sous incidence normale (angles d'incidence entre 70 et 90°). L'énergie des particules croît comme $\cosh(\eta)$ pour une valeur de E_T fixée. Ainsi, si $|\eta| = 1.7$, un électron de $E_T = 10$ GeV possède une énergie de 30 GeV environ, les effets relatifs de Bremsstrahlung et de déviation dans le champ magnétique deviennent moins importants. Si $E_T = 50$ GeV, alors E est de l'ordre de 150 GeV, le terme d'échantillonnage commence à être comparable au terme constant de la résolution totale.

Pour ces raisons et afin de simplifier le dessin du détecteur, une solution avec un détecteur de pied de gerbe intégré, mais sans pré-échantillonneur est adoptée. Dans la solution finale, une couche de pré-échantillonnage est laissée dans la zone de transition des cryostats baril et bouchons (voir chapitre 2).

4.2.4 Résumé des gains liés à l'intégration du détecteur de pied de gerbes

La figure 4.7-a présente l'évolution des valeurs du terme d'échantillonnage dans le baril EM. Les résultats qui sont donnés correspondent à des γ de $E_T = 40$ GeV. Une valeur de l'ordre de $10\%/\sqrt{E}$ est atteinte sur pratiquement toute l'acceptance. Les progrès obtenus

grâce au modèle “hybride” sont clairs, puisque ce modèle offre des résolutions de l’ordre de 10 % meilleures que dans le cas du détecteur de pied de gerbe séparé. L’amélioration des performances liée à l’utilisation d’un cryostat à parois froides en nid d’abeille est également présentée sur la figure. La diminution de la fréquence d’échantillonnage et ces effets sur la dégradation de la résolution en $\sqrt{\cosh(\eta)}$ sont visibles. Comme attendu, le changement d’épaisseur de plomb à $|\eta| = 0.9$ permet d’atténuer cet effet.

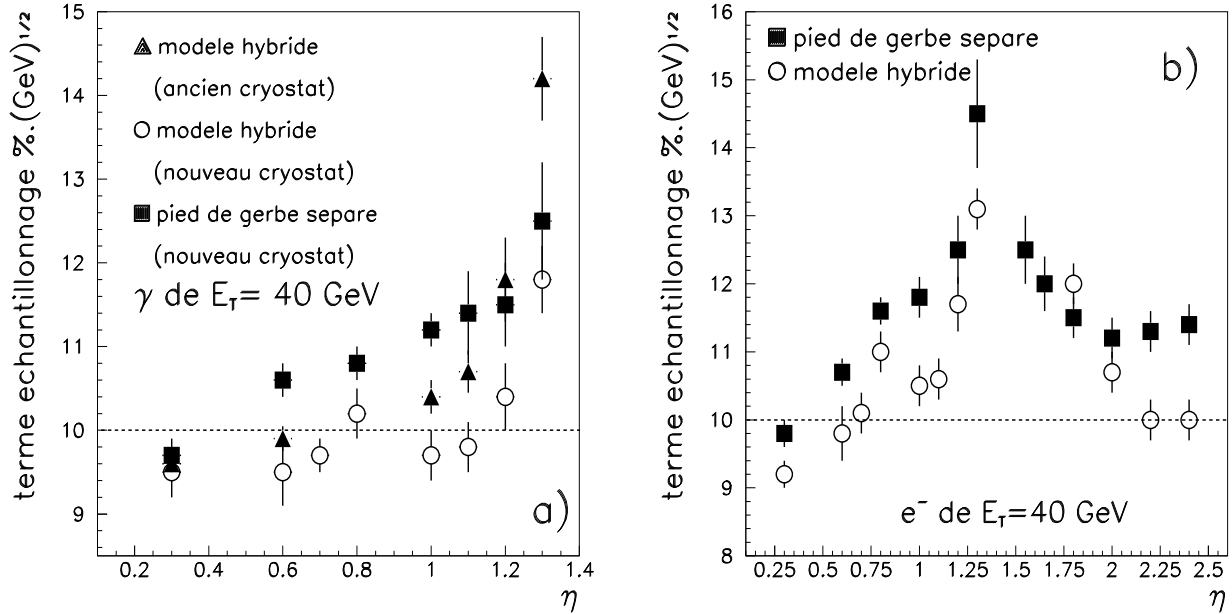


Figure 4.7: **a)** Termes d’échantillonnage pour des γ de $E_T = 40$ GeV pour 3 modèles différents. Les résultats de la configuration avec le détecteur de pied de gerbe séparé sont donnés pour la version améliorée du cryostat. **b)** comparaison des termes d’échantillonnages pour des e^\pm de $E_T = 40$ GeV, avec les configurations détecteur de pied de gerbe intégré et séparé.

La figure 4.7-b donne les valeurs du terme d’échantillonnage obtenues pour des électrons de $E_T = 40$ GeV. Les résultats sont un peu moins bons qu’avec des γ lorsque la matière en amont du calorimètre est élevée (les photons ont un libre parcours moyen plus élevé dans la matière et démarrent leurs gerbes plus tard). La solution “hybride” est, comme prévu, le meilleur choix à la fois dans le baril et dans les bouchons.

4.2.5 Optimisation de l’accordéon et PAI \emptyset T à l’avant

• Présentation du modèle optimal :

Depuis le choix de la solution “hybride”, l’essentiel des efforts d’optimisation s’est porté sur la réduction des espaces morts pour la détection entre la fin du cryostat et le début de l’accordéon, et sur l’augmentation du rapport d’échantillonnage du calorimètre.

L'espace occupé par l'électronique frontale de lecture du pré-échantillonneur et de l'accordéon, a été réduit. Les PAI "froids" de type AsGa, situés directement sur le détecteur, sont substitués par des PAI de type $\emptyset T$, en dehors du cryostat. Seuls subsistent les connexions et les câbles. L'espace libéré correspond à une distance radiale de l'ordre de 2.5 cm en amont de l'accordéon. A l'avant du pré-échantillonneur, dans le même temps, les contraintes sur les tolérances imposées à la mécanique sont relâchées puisque un espace libre d'environ 1 cm a été ajouté. La figure 4.8-a montre que la longueur de radiation devant la couche de pré-échantillonnage est pratiquement identique pour les deux modèles. Celle devant l'accordéon est un peu réduite à basse rapidité avec des tolérances plus grandes. A $|\eta| = 1.4$, la réduction est de l'ordre de 0.4 X_0 . La longueur de radiation en amont ne dépasse pas 3.6 X_0 .

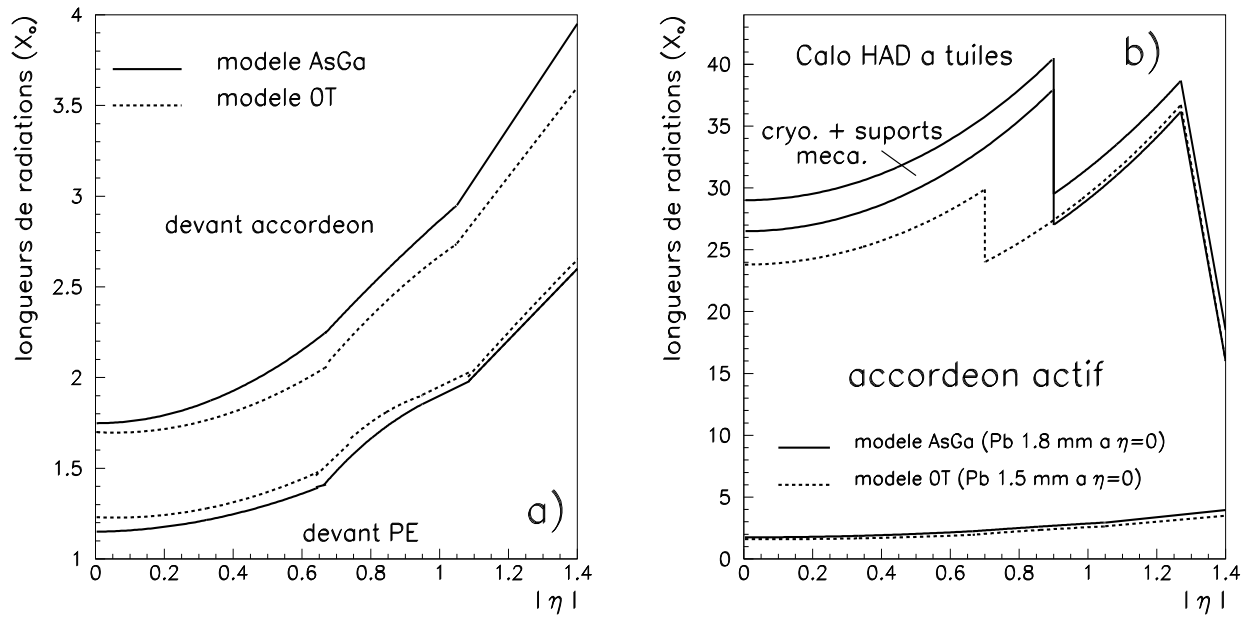


Figure 4.8: **a)** Longueur de radiation à l'avant du pré-échantillonneur et de l'accordéon en fonction de $|\eta|$, avec les 2 types d'électronique. **b)** Quantités de matière avant et après l'accordéon baril en fonction de $|\eta|$, pour les 2 configurations étudiées. La longueur de radiation à l'avant des tuiles est également indiquée dans le cas du modèle AsGa (plaques de plomb de 1.8 mm à $\eta = 0$). Pour le modèle $\emptyset T$ (plaques de plomb de 1.5 mm à $\eta = 0$), la longueur de radiation à l'arrière du calorimètre électromagnétique est comparable au cas précédent.

L'épaisseur des absorbeurs a été réduite pour augmenter le rapport d'échantillonnage du calorimètre baril. L'épaisseur des plaques de plomb est 1.5 mm, si $|\eta| < 0.7$, et 1.1 mm, si $|\eta| > 0.7$. A basse rapidité le rapport d'échantillonnage du calorimètre est amélioré par 10 % environ, par rapport au modèle précédent qui avait des plaques de plomb de 1.8 mm. Si $|\eta| > 0.9$, ce rapport est comparable au cas précédent puisque les effets de matière commencent à être non négligeables et l'épaisseur des plaques de plomb n'est réduite que

de 0.1 mm.

L'épaisseur des gaps d'argon liquide est de 2×2.095 mm dans tout le baril. La géométrie de l'accordéon est semblable à celle qui a été décrite au chapitre 2 †.

Le volume du calorimètre est fixé. Aussi, dans cette nouvelle géométrie, la longueur totale du calorimètre en terme de longueurs de radiation a diminuée. La figure 4.8-b présente la longueur de radiation totale du calorimètre pour les 2 modèles. Le nouveau modèle a une longueur totale qui est toujours supérieure à $24 X_0$, cette longueur ne doit pas être trop courte de manière à limiter les fuites longitudinales à très haute énergie. La quantité de matière entre la fin de l'accordéon et l'avant du calorimètre hadronique à tuiles est de l'ordre de 2 à $3 X_0$.

• Comparaison des performances des 2 modèles:

Les figures 4.9-a et 4.9-b présentent les valeurs du terme d'échantillonnage avec des γ de $E_T = 50$ GeV et des électrons de $E_T = 10$ GeV, avec les 2 modèles "hybrides". Pour calculer ces résolutions, des fenêtres de tailles $\Delta\eta \times \Delta\phi = 2 \times 2$ cellules dans le pré-échantillonneur, 24×2 dans le 1^{er} compartiment, 3×7 dans le 2nd, et 3×4 dans le 3^{ème}, ont été employées. La table 4.2, donne un rappel des différentes granularités.

A basse rapidité, le modèle qui utilise des PAI de type $\emptyset T$, dans le pré-échantillonneur et le 1^{er} compartiment, et des plaques de plomb de 1.5 mm d'épaisseur, offre une résolution de l'ordre de 10 % meilleure pour les photons que le modèle avec uniquement des PAI AsGa et des plaques plus épaisses ($10\% \simeq \sqrt{1.8 \text{ mm}/1.5 \text{ mm}}$ (voir annexe A)). Le terme d'échantillonnage est inférieur à $10\%/\sqrt{E}$ sur presque toute l'acceptance du baril.

La figure 4.9-b correspond aux électrons de $E_T = 10$ GeV, elle montre qu'avec le nouveau modèle, les résolutions sont améliorées. Toutefois, les effets de matières dans le détecteur interne dominant la résolution (rayonnements de Bremsstrahlung), les progrès obtenus ne sont pas directement comparables à ceux des γ de $E_T = 50$ GeV.

compartiment	PE	1	2	3
1 cellule ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	0.025×0.098	0.0031×0.098	0.025×0.0245	0.025×0.049

Tableau 4.2: Granularité des cellules des différents compartiments du baril (PE signifie pré-échantillonneur).

Le modèle auquel a abouti l'optimisation du calorimètre baril est discuté en détail dans les paragraphes suivants.

† Dans le modèle définitif l'épaisseur des plaques de plomb change à $|\eta| = 0.8$, pour des raisons d'adaptation aux tailles des tours de déclenchement et des modules d'électronique (cartes de calibration). L'intervalle $\Delta\eta = 0.8$ correspond à 32 voies du second compartiment. Ce changement est minime du point de vue des performances.

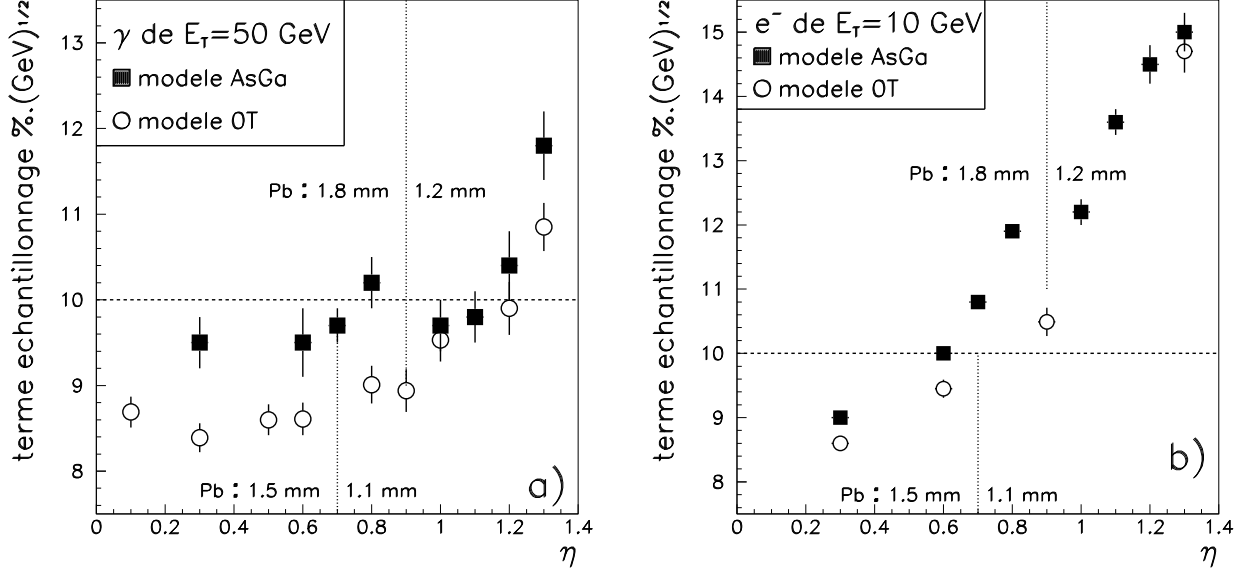


Figure 4.9: Comparaison des performances obtenues sur le terme d'échantillonnage, en fonction de la pseudo-rapacité, dans les 2 modèles hybrides à argon liquide. **a)** avec des γ de $E_T = 50 \text{ GeV}$, **b)** avec des électrons de $E_T = 10 \text{ GeV}$.

4.3 Résolution en énergie pour le modèle optimal

4.3.1 Simulation et reconstruction

Le programme DICE [8], avec GEANT 3.21 [9], a été utilisé pour la simulation complète du détecteur ATLAS. La représentation de la géométrie accordéon [14], dans le programme GEANT, a posé des problèmes particuliers, car les volumes actifs d'argon liquide entre les électrodes et les absorbeurs ne sont pas des volumes simples.

Dans le plan transverse, le calorimètre est divisé en secteurs élémentaires d'angle égal à l'angle d'ouverture d'une cellule physique. Un tel secteur est représenté sur la figure 4.10 avec les plis de l'accordéon qui ont au moins un élément contenu à l'intérieur. Il y a 6 absorbeurs et 5 électrodes. Ce secteur élémentaire est répété 1024 fois pour constituer le calorimètre. Des éléments se superposent d'un secteur à l'autre, mais comme ils sont identiques, le programme de reconnaissance de trace de GEANT ne voit pas la différence.

Cette méthode a permis de gagner un facteur dix sur le temps de calcul, car la reconnaissance de trace se fait toujours au niveau de la cellule élémentaire. Elle a surtout permis de reproduire la géométrie accordéon sur 360° en ϕ et sur toute l'acceptance du baril, ce qui est très important pour la simulation des événements de physique.

Afin de réduire le nombre de volumes différents, la matière constituant les absorbeurs est représentée par un mélange pondéré de plomb, d'inox et de colle epoxy. La même méthode est appliquée pour les électrodes. Une comparaison avec une géométrie des absorbeurs et des électrodes avec les différents constituants dans des volumes séparés a donné les mêmes résultats.

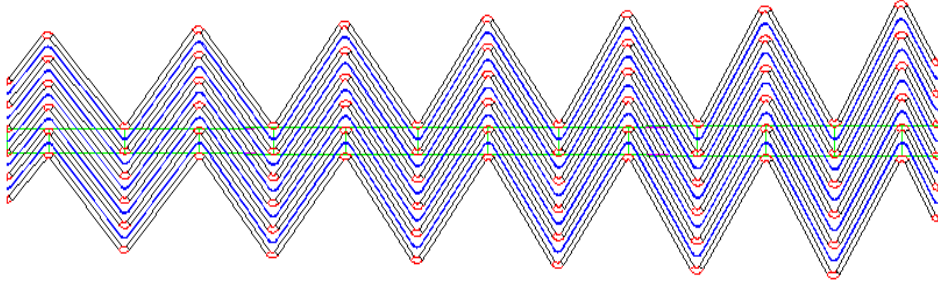


Figure 4.10: *Présentation d'un secteur élémentaire en ϕ utilisé pour la simulation dans DICE. Les absorbeurs et les électrodes de lecture sont visibles sur la figure.*

La simulation a été effectuée au centre CCIN2P3 de Lyon sur les stations des fermes de calcul BASTA et ANASTASIE. Le temps de traitement est de l'ordre de 2 secondes par GeV sur des machines de type HP 735. Des milliers d'heures de calcul ont été nécessaires pour obtenir les résultats présentés dans cette thèse.

La reconstruction des événements est basée sur l'utilisation du programme ATRECON [15] qui fournit, entre autre, la liste complète des clusters du calorimètre contenant une quantité d'énergie au dessus d'un seuil donné, dans la granularité souhaitée.

A partir de la liste de clusters disponibles, des algorithmes de groupement des cellules autour des cellules contenant le dépôt d'énergie maximum, par compartiment, ont été développés. Ces algorithmes permettent de mettre en forme les informations reconstruites : énergie dans un cluster de taille donnée, dans un compartiment, position du centroïde de la gerbe, calcul des variables utiles à la rejection des bruits de fond ... Les informations reconstruites sont disponibles pour une analyse ultérieure.

4.3.2 Procédures d'analyse

La taille des clusters de cellules utilisés pour reconstruire l'énergie des particules est limitée, en particulier à cause de la sensibilité aux bruits d'électronique et d'empilement. Elle correspond à des fenêtres dans les différents compartiments ajustées sur les tailles $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$, 3×5 ou 3×7 , dans la granularité du 2nd compartiment [4]. La présence d'un champ magnétique à l'avant du calorimètre ouvre les paires e^+e^- issues d'une conversion de γ dans le détecteur interne et dévie les e^\pm qui peuvent émettre un ou plusieurs γ de Bremsstrahlung. C'est pourquoi la taille des clusters, généralement asymétrique, est plus grande en ϕ .

Dans ce paragraphe les résultats présentés, sauf mention explicite, correspondent au modèle utilisant uniquement des préamplificateurs de type \emptyset T. La taille des clusters utilisés est 2×2 cellules du pré-échantillonneur, 24×2 dans le 1^{er} compartiment, 3×7 dans le 2nd et 3×4 dans le 3^{ème}.

4.3.2.1 Calibrations et pondérations entre compartiments

Pour chacun des modèles étudiés lors de l'optimisation de la géométrie du calorimètre EM, un jeu de calibrations a été déterminé afin de reconstruire l'énergie des particules.

Les différentes constantes de calibration ont été calculées à l'aide du programme MI-NUIT [16], de façon à minimiser la résolution des énergies reconstruites. Ces calculs sont effectués à différentes positions en pseudo-rapacité, pour des particules de valeur d'énergie transverse fixée et des tailles de clusters données dans les différents compartiments en profondeur. Les valeurs des constantes de calibration sont obtenues par la méthode des moindres carrés, où la valeur de χ^2 est définie par :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N \left(\frac{E_i^{rec.} - E_i^{vrai}}{\sigma_i^{rec.}} \right)^2 \quad (4.1)$$

où N est le nombre de particules simulées, E_i^{vrai} , la valeur de l'énergie simulée de chacune des particules. Dans cette procédure, le bruit d'électronique et d'empilement est nul (paramètre b), la valeur du terme constant est négligeable au premier ordre (paramètre c). Il faut rappeler que ces deux paramètres interviennent dans la formule qui donne la résolution du calorimètre EM :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (E \text{ en GeV}) \quad (4.2)$$

A l'aide de cette formule il est possible de définir $\sigma_i^{rec.}$ comme le produit $a \cdot \sqrt{E_i^{vrai}}$. Le paramètre a est fixée à une valeur typique attendue pour le terme d'échantillonnage (de l'ordre de $10\% \cdot \text{GeV}^{\frac{1}{2}}$).

La valeur de l'énergie reconstruite, est obtenue à l'aide de la combinaison linéaire :

$$E_i^{rec.} = \sum_{j=0}^3 \alpha_j \cdot E_{i,j}^{rec.} \quad (4.3)$$

où $E_{i,0}^{rec.}$ est l'énergie déposée dans la couche de pré-échantillonnage et $E_{i,j=1,3}^{rec.}$ les énergies déposées dans les différents compartiments du calorimètre accordéon.

Les valeurs des coefficients de calibration $\alpha_{j=0,3}$ sont obtenues en minimisant le χ^2 par rapport à chacune des 4 variables $\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_j} = 0 \right)$. Une fois les coefficients calculés, les particules qui ont une énergie $E_i^{rec.}$, telle que :

$$(E_i^{rec.} - E_i^{vrai}) > 2a \cdot \sqrt{E_i^{vrai}} \quad (4.4)$$

sont exclues du lot, car elles font partie des queues de la distribution de l'énergie reconstruite. La procédure est itérée de nouveau jusqu'à ce qu'aucune nouvelle particule ne soit plus exclue.

Le coefficient α_2 est la calibration du second compartiment du calorimètre qui contient la majeure partie de l'énergie de la gerbe (plus de 70 % pour des γ de $E_T = 50$ GeV). Sa valeur est proche de l'inverse de la fraction d'énergie visible d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre et permet de retrouver en moyenne la valeur des énergies simulées. Pour $|\eta| < 0.7$, il a été montré que $f_{mip} = 0.247$, et 0.278 , si $|\eta| > 0.7$. Les valeurs de

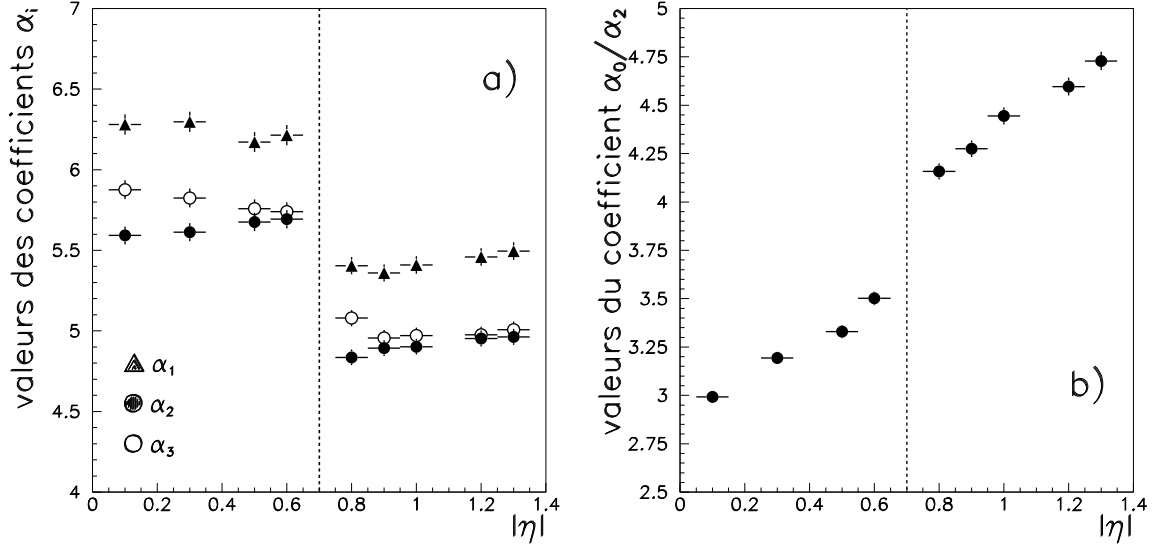


Figure 4.11: **a)** Valeurs des différents coefficients de calibration du calorimètre accordéon. **b)** Valeurs relative par rapport à α_2 des coefficients de calibration du pré-échantillonneur. Dans les 2 cas la ligne en pointillés correspond au changement d'épaisseur de plomb et du rapport d'échantillonnage.

α_2 calculées fixent le rapport e/μ du calorimètre entre 0.71 et 0.74 (voir annexe A). Les coefficients $\alpha_{i=0,1,3}$ ont une pondération relative par rapport à α_2 qui permet de minimiser la résolution totale.

Pour la taille de cluster donnée, les figures 4.11-a et 4.11-b donnent les valeurs des différents coefficients de calibration obtenus avec des γ de $E_T = 50$ GeV, en fonction de la pseudo-rapidité.

Les valeurs typiques des poids relatifs du 2nd et du 3^{ème} compartiment sont généralement proches. A $\eta = 0$, le calorimètre a une longueur de 24 X_0 . Une surpondération du dernier compartiment permet de corriger les fluctuations sur l'énergie perdue longitudinalement. Dans le 1^{er} compartiment le poids est environ 10 % plus grand que α_2 et dans le pré-échantillonneur, entre 3 et 5 fois plus élevé que α_2 . Ces coefficients permettent de corriger les pertes d'énergie à l'avant du calorimètre. Le coefficient du pré-échantillonneur croît avec η et la matière traversée avant de parvenir au calorimètre. Sa valeur très différente des autres coefficients s'explique parce que ce détecteur n'a pas le même rapport d'échantillonnage que l'accordéon. Ses cellules ne sont pas constituées d'une alternance plaque d'absorbeur-gap d'argon liquide, mais simplement d'électrodes inclinées par rapport à la trajectoire incidente des particules et alternées avec des gaps d'argon liquide.

A titre d'exemple, les dépendances de l'énergie totale reconstruite en fonction de l'énergie déposée dans le 1^{er} compartiment et le pré-échantillonneur, sont montrées avant et après pondération respectivement sur les figures 4.12-a et 4.12-b pour des photons de 50 GeV de E_T à $|\eta| = 1.3$. Les corrections à effectuer sont linéaires en fonction de l'énergie déposée dans les différents compartiments.

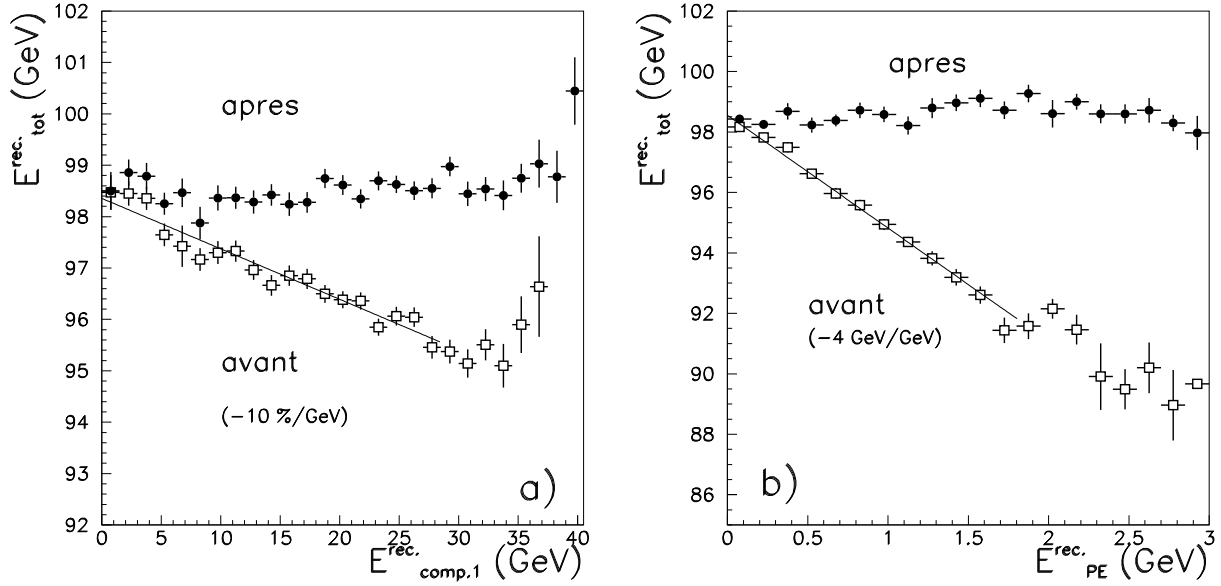


Figure 4.12: **a)** $E_{tot}^{rec.}$ en fonction de $E_{comp,1}^{rec.}$, avant et après calibration **b)** $E_{tot}^{rec.}$ en fonction de $E_{PE}^{rec.}$, avant et après calibration (comp. signifie compartiment et PE pré-échantillonneur). Les courbes correspondent à des photons de $E_T = 50$ GeV produits à $|\eta| = 1.3$. Les chiffres présentés sur les courbes donnent une indication des valeurs des pentes à corriger.

4.3.2.2 Corrections de l'énergie en fonction du point d'impact

La valeur de l'énergie reconstruite dépend légèrement de la position du point d'impact des particules dans les cellules du calorimètre.

Les particules sont simulées à différentes positions en η avec une valeur d'énergie transverse constante. Leur angle d'émission suivant η est tiré de manière aléatoire dans un intervalle $\Delta\eta = \pm 0.025$ autour d'une valeur donnée de η . La taille de cet intervalle correspond à deux cellules du 2nd compartiment. L'angle d'émission en ϕ est choisi au hasard entre 0 et 2π . Dans le même temps, la position du vertex fluctue autour du centre géométrique du détecteur, conformément aux caractéristiques des collisions au LHC ($\Delta z \times \Delta x \times \Delta y = 5.6 \text{ cm} \times (16 \text{ }\mu\text{m})^2$).

La position du centroïde en (η, ϕ) des gerbes est déterminée dans le compartiment 2, conformément à la méthode qui sera décrite au paragraphe 4.4.

• Modulations en η :

Compte tenu de la taille des clusters limitée à $\Delta\eta = 3$ cellules, une variation de la position du centroïde dans la cellule centrale du cluster entraîne une variation d'énergie déposée dans le cluster. La figure 4.13-a montre l'uniformité de la réponse normalisée pour des γ de $E_T = 50$ à 200 GeV, produits à $\eta = 0.3$. Au milieu de la cellule, la réponse est maximale, la gerbe est bien contenue par 3 cellules en η . Sur les bords de la

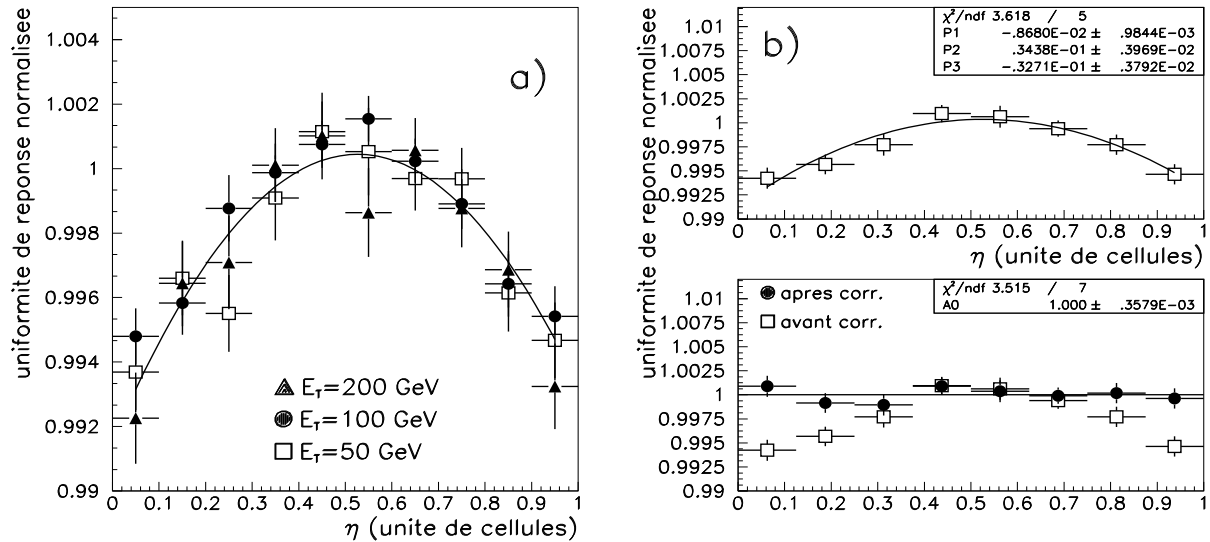


Figure 4.13: *Uniformité de réponse de l'énergie normalisée en fonction de la position du centroïde des gerbes EM suivant η dans la cellule centrale du cluster, dans le compartiment 2 (les valeurs 0 et 1 correspondent aux bords de la cellule et 0.5 à son centre). a) Distributions pour des γ de $E_T = 50$ à 200 GeV, tirés à $\eta = 0.3$. b) Exemple de correction de la modulation en η pour les γ de $E_T = 50$ GeV. Sur la figure du haut: ajustement d'une fonction $1 + A + B\eta + C\eta^2$ et sur la figure du dessous: distributions avant et après correction. La taille des cellules est $\Delta\eta = 0.025$.*

cellule, la réponse est relativement plus faible par près de 1 % et de façon symétrique. Sur cette figure il est également visible que la valeur relative des pertes est, au premier ordre, indépendante de l'énergie. En effet, les pertes d'énergie latérales sont liées à un effet géométrique qui dépend de la valeur du rayon de Molière des gerbes EM, à cet endroit du calorimètre (voir annexe A).

Afin de corriger cet effet, la valeur de l'énergie reconstruite calibrée est réajustée conformément à un coefficient multiplicatif $f(\eta)$, défini par :

$$f(\eta) = 1. - (A + B.\eta + C.\eta^2) \quad (4.5)$$

où η est la position relative du centroïde dans la cellule centrale. Cette correction dépend de la position en η dans le calorimètre mais ne dépend pas de l'énergie des particules. Elle est ajustée une fois pour toute à l'aide des photons qui servent à calibrer le calorimètre. La figure 4.13-b présente un exemple de correction effectuée avec des γ de $E_T = 50$ GeV, à $\eta = 0.3$. La dispersion résiduelle après correction est inférieure à 0.1 %.

• Modulations en ϕ :

Il existe un effet de modulation de la réponse du calorimètre accordéon, en fonction de la position en ϕ du centroïde des gerbes EM. Cet effet est lié à la géométrie accordéon et correspond à une variation locale du rapport d'échantillonnage, dans les cellules de lectures en fonction du point d'impact en ϕ . La figure 4.14 [14] donne un exemple de

valeurs des longueurs de radiations d'argon liquide traversées, en fonction de la position en ϕ du point d'impact dans les cellules du calorimètre. Cette figure correspond à un prototype de calorimètre à accordéon où 3 gaps de LAr et 3 absorbeurs sont réunis pour former une cellule de lecture. Pour des gerbes EM, un effet avec une double modulation (absorbeurs et électrodes) de périodes de 3 par cellule ("N=3"), en fonction du point d'impact en ϕ dans la cellule, est observable sur la figure 4.14. Les modulations ont une amplitude relative de $\pm 1\%$ par rapport à la valeur de l'énergie moyenne reconstruite et correspondent à un écart type de 0.5 % [17].

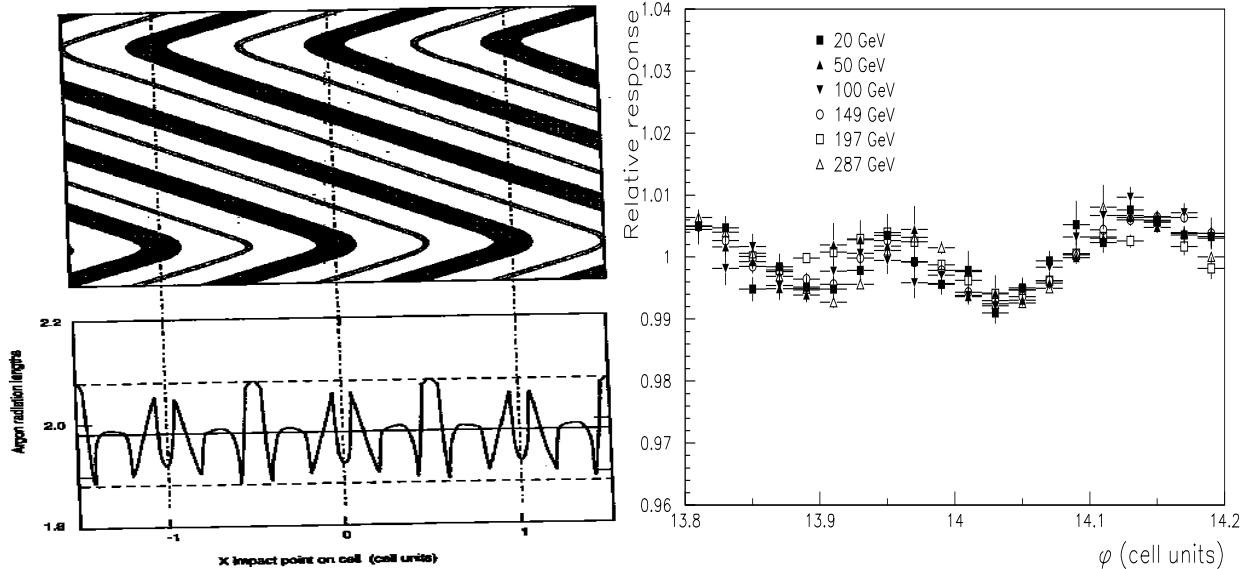


Figure 4.14: *A gauche: la figure du dessous montre la longueur de LAr traversée, en longueur de radiation et en fonction du point d'impact en ϕ dans la cellule. Les lignes en pointillés donnent les limites à $\pm 5\%$ autour de la longueur moyenne dans la cellule. Sur la figure du dessus, les absorbeurs correspondent aux traits noirs les plus épais, les autres traits schématisent les électrodes. Les 2 figures accolées ont la même échelle en fonction du point d'impact en ϕ . A droite: modulations en ϕ observées avec le prototype accordéon RD3 2 mètres en faisceaux test, pour différentes énergies de faisceaux sur une moitié de cellule (la position relative du centroïde en fonction de ϕ est donnée en unité de cellule).*

Dans le cas du calorimètre EM d'ATLAS, 4 plaques d'absorbeurs et 4 gaps d'argons successifs forment une cellule de lecture ("N=4"). La valeur de l'angle ϕ qui sépare la direction moyenne des plaques d'absorbeurs est $\Delta\phi = \frac{2\pi}{1024}$, une cellule de lecture du second compartiment correspond à une granularité en ϕ égale à quatre fois cet angle. La figure 4.15-a montre la modulation périodique de la réponse du calorimètre autour de la valeur moyenne de l'énergie reconstruite, en fonction de la position du centroïde de la gerbe dans une cellule du 2nd compartiment. La période de la modulation correspond à 4 ondulations par cellule de lecture. Les distributions superposées correspondent à des γ d'énergie transverse comprise entre 50 et 500 GeV, simulés à $\eta = 0.3$.

Les effets des modulations sont atténués par rapport à la solution de période "N=3", grâce à un meilleur recouvrement des cellules physiques du calorimètre. L'amplitude re-

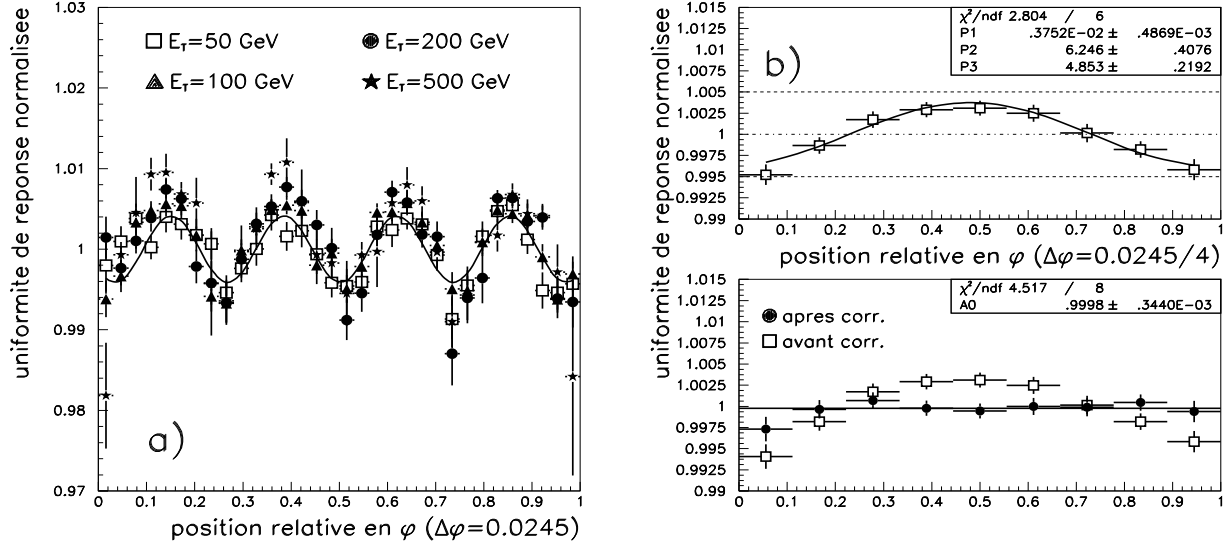


Figure 4.15: *Uniformité de réponse de l'énergie normalisée en fonction de la position du centroïde des gerbes EM suivant ϕ dans la cellule centrale du cluster, dans le compartiment 2 (les valeurs 0 et 1 correspondent aux bords de la cellule et 0.5 à son centre). a) Distributions pour des γ de $E_T = 50$ à 500 GeV, tirés à $\eta = 0.3$. b) Exemple de correction de la modulation en ϕ pour les γ de $E_T = 50$ GeV. Sur la figure du haut: ajustement d'une fonction $1 + A \sin(B\phi + C)$ et sur la figure du dessous: distributions avant et après correction.*

lative des ondulations est de ± 0.5 % par rapport à la valeur moyenne de l'énergie. La dispersion de l'énergie reconstruite liée aux modulations correspond à un écart type relatif de 0.3 % (voir figure 4.15-b). L'énergie reconstruite, calibrée et corrigée des modulations en η , est rectifiée des effets de modulations en ϕ en repliant la modulation sur une période ($\Delta\phi = 0.0245/4$). L'énergie est corrigée conformément à un coefficient multiplicatif $g(\phi)$, défini par :

$$g(\phi) = 1. - A \sin(B\phi + C) \quad (4.6)$$

Les corrections dépendent de la position en η mais, au premier ordre, elles sont indépendantes de l'énergie des photons. Les coefficients sont fixés une fois pour toutes avec les γ de $E_T = 50$ GeV. Après correction, l'amplitude résiduelle de la modulation correspond à un écart type relatif d'environ 0.1 % sur la valeur moyenne de l'énergie reconstruite.

4.3.2.3 Linéarité et terme constant du Monte-Carlo

L'énergie de photons de 10 à 500 GeV, simulés à $|\eta| = 0.3$, a été reconstruite en utilisant les calibrations et les corrections de modulations en η et ϕ , obtenues pour des γ de $E_T = 50$ GeV. La figure 4.16-a montre qu'une linéarité meilleure que 0.5 % sur la valeur moyenne des énergies reconstruites peut être obtenue de 10 à 500 GeV.

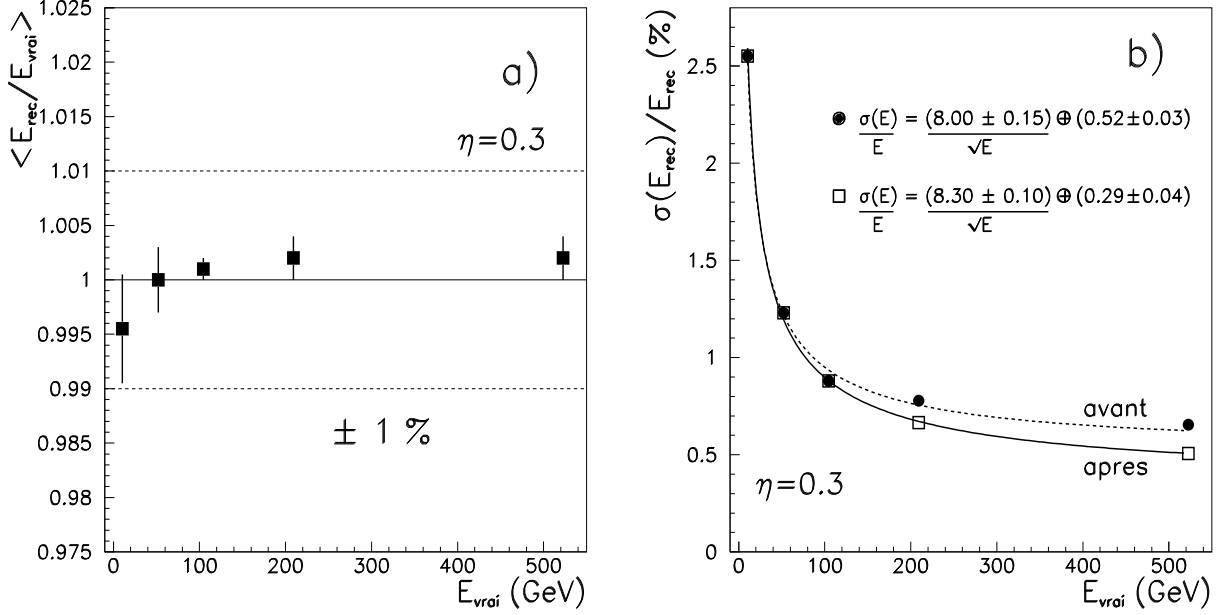


Figure 4.16: **a)** Linéarité de l'énergie reconstruite pour différents lots de γ simulés. Les calibrations et les corrections de formes sont celles du lot de γ de $E_T = 50$ GeV. **b)** Résolution en énergie pour les différents lots de γ simulés à $\eta = 0.3$. La résolution globale en fonction de l'énergie est ajustée en superposant quadratiquement un terme qui correspond à la fluctuation d'échantillonnage et un terme constant. Elle est donnée avant et après avoir tenu compte des fuites dans le calorimètre hadronique à tuiles.

La position en pseudo-rapidité $\eta = 0.3$ permet d'évaluer les performances intrinsèques du calorimètre, car à cet endroit, la contribution du matériel qui précède le calorimètre est relativement faible. La figure 4.16-b montre les résolutions obtenues en fonction de l'énergie. Cette résolution peut être paramétrée par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} (\%) = \frac{(8.30 \pm 0.10) (\% \cdot \text{GeV}^{1/2})}{\sqrt{E}} \oplus (0.29 \pm 0.04) \quad (4.7)$$

La valeur du terme constant est due à plusieurs effets :

- corrections imparfaites de la variation de l'énergie déposée en fonction de η et ϕ .
- fluctuations d'énergie latérale liées à la taille limitée des clusters qui est de 3×7 cellules dans le compartiment 2.
- fluctuations sur la perte d'énergie longitudinale.

En particulier, la valeur de 0.29 % est obtenue en corrigeant les fuites longitudinales à haute énergie à l'aide du calorimètre hadronique à tuiles. La figure 4.17 (à gauche) montre la distribution des dépôts d'énergie recueillis pour des γ de $E_T = 500$ GeV, dans le premier compartiment du calorimètre hadronique à tuile, dans le cluster de taille

$\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ situé à la position définie par le centroïde (η, ϕ) du calorimètre EM (la calibration est celle qui est faite par défaut pour les tuiles [8]).

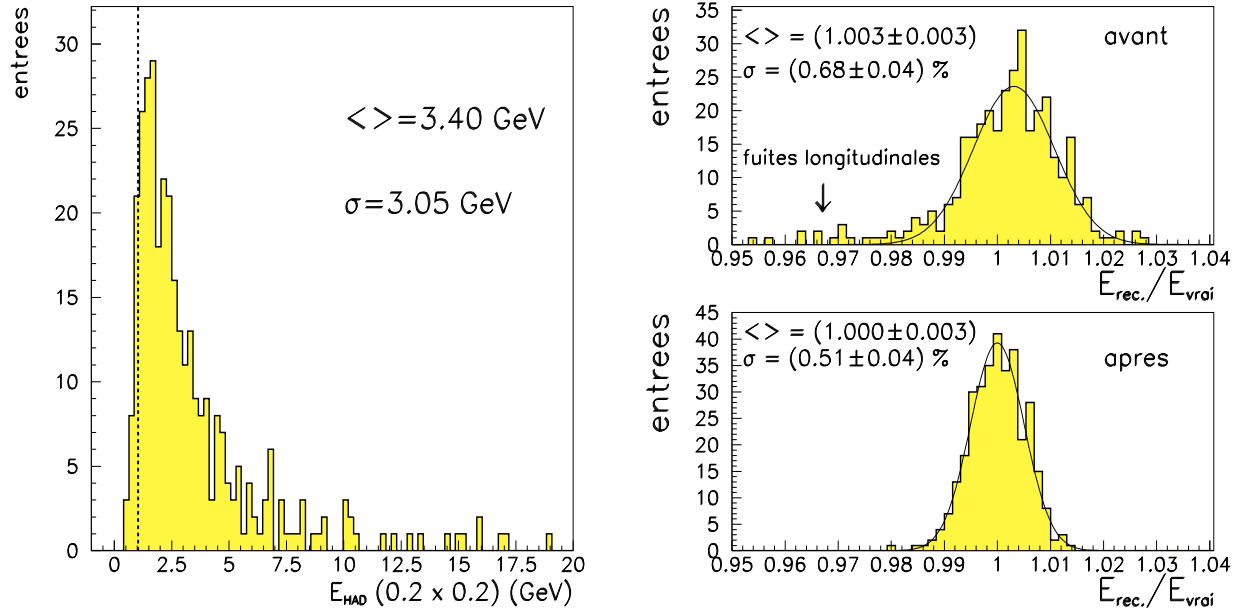


Figure 4.17: *A gauche*: dépôt d'énergie dans un cluster $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ du premier compartiment du calorimètre hadronique à tuiles (la ligne pointillée correspond à la limite $E_T = 1$ GeV). *A droite*: distributions de $E_{rec.}/E_{vrai}$ pour le lot de γ de $E_T = 500$ GeV, avant et après utilisation des dépôts d'énergie dans le calorimètre hadronique et une reconstruction adaptée.

L'énergie des γ de 500 GeV a été calibrée en tenant compte de l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique (pondération relative). Ces coefficients de calibration sont appliqués également aux γ de $E_T = 200$ GeV. La figure 4.17 (à droite) montre que les queues présentes dans la distribution de la variable $E_{rec.}/E_{vrai}$ correspondant au lot de γ de $E_T = 500$ GeV, peuvent être ramenées autour de la valeur moyenne après traitement spécifique. La résolution est de l'ordre de 0.5 % à 500 GeV, au lieu de 0.68 % sans corrections. Ce résultat est compatible avec une formule empirique qui permet de calculer l'effet sur la résolution d'un calorimètre de pertes longitudinales [18]:

$$\frac{\sigma(E)}{E}(\%) = \left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{f=0} \left(1 + 2f\sqrt{E} \right) \quad (4.8)$$

où f est la fraction d'énergie perdue et où on définit $R_0 = \left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{f=0}$ comme la résolution d'énergie sans pertes, pour des particules d'énergie incidente E . Ici, f est de l'ordre de 0.65% ($\simeq \frac{3.4}{500 \cdot \cosh(0.3)}$, voir figure 4.17). La résolution obtenue avant traitement spécifique vaut 0.68 %, en admettant que la correction des pertes longitudinales soit parfaite la valeur prédite pour R_0 dans ce cas est 0.5 %, ce qui est compatible avec la valeur obtenue après correction (voir figure figure 4.17).

Dans ce traitement, un seuil de $E_T = 1$ GeV est appliqué pour utiliser le dépôt d'énergie dans le premier compartiment du calorimètre hadronique. Cette coupure est choisie de manière à n'utiliser que les dépôts d'énergie dont la valeur est située au dessus de 1 écart type de la distribution de l'énergie liée au bruit d'empilement. La dispersion de cette distribution est de l'ordre de 1 GeV, en énergie transverse, pour toute la profondeur du calorimètre à tuile (3 compartiments) et la taille de cluster $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ [19][§]. Suivant ce critère, au-dessous de $E_T = 200$ GeV, à $\eta = 0.3$, les dépôts hadroniques sont trop faibles pour être exploités.

Il convient de noter que la longueur totale du calorimètre est partout ailleurs supérieure à $25 X_0$. Aussi, la valeur du terme constant du Monte-Carlo qui est donnée ici doit être considérée comme une valeur supérieure du point de vue de la contribution des fuites longitudinales.

4.3.2.4 Calibrations électrons-photons et effets des tailles de clusters

• Calibrations électrons-photons :

Sur site, la calibration du calorimètre et les poids relatifs entre compartiments seront obtenus à l'aide d'électrons de hautes énergies. Pour cela, un ajustement relatif de l'impulsion mesurée dans le détecteur interne par rapport à l'énergie mesurée dans le calorimètre EM sera effectué [20]. C'est la méthode qui est employée par la collaboration CDF, du Tevatron à Fermilab, pour calibrer son calorimètre avant étude de la production de photons isolés et de paires de photons de hautes énergies (jusqu'à des valeurs de $E_T \simeq 70$ GeV). En l'absence de champ magnétique, la collaboration D0 utilise la contrainte de masse des Z^0 , $J/\Psi(\rightarrow e^+e^-)$ [21].

Les désintégrations π^0 , $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ne peuvent être exploitées qu'à basse énergie. En effet, à $\eta = 0$ et à 1.5 m du vertex (entrée du calorimètre), l'angle d'ouverture d'une paire de γ issue d'un π^0 de 50 GeV, dans le cas d'une désintégration symétrique, est $\theta = \frac{2m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} \simeq 5$ mrad. La granularité des cellules du 2nd compartiment en η et ϕ est, à cette position, de l'ordre 25 mrad, les gerbes des 2 photons ne peuvent être reconstruites dans 2 clusters distincts. Il faut des énergies plus basses que 5 GeV pour commencer à reconstruire les γ séparément. C'est une échelle d'énergie trop faible pour calibrer la réponse des γ . La calibration à l'aide des η permet à priori de gagner un facteur 4 cinématique ($m_\eta \simeq 4 m_{\pi^0}$). Toutefois, la section efficace de production des $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ est plus faible que celle des π^0 et le rapport de branchement $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ de l'ordre de 40 % seulement.

Le taux de production de paires e^+e^- , issues des désintégrations $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, devrait être de l'ordre de 10 Hz à haute luminosité. La section efficace de production de ces paires étant d'environ 1 nb, près de 10^8 paires e^+e^- de Z^0 seront produites par an. Les électrons de E_T supérieur à 30 GeV, issus des désintégrations $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$, seront produits à un taux d'environ 25 Hz, dans l'acceptance du détecteur interne ($2.5 \cdot 10^8 e^\pm$ par an). Le domaine d'énergie qui est couvert par ces électrons est très proche de celui des γ de désintégration du Higgs, dans le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

[§]Dans le calorimètre à tuiles, le bruit d'électronique est négligeable devant l'empilement.

Afin d'estimer les effets d'une pondération entre compartiments obtenue avec des électrons pour des γ , un lot d'électrons de $E_T = 50$ GeV, a été simulé à $\eta = 0.3$. Les calibrations et les pondérations adaptées aux γ et aux électrons ont été appliquées à chacun des lots. Aucune différence significative sur la linéarité de l'énergie reconstruite, ni sur les résolutions n'a été mise en évidence.

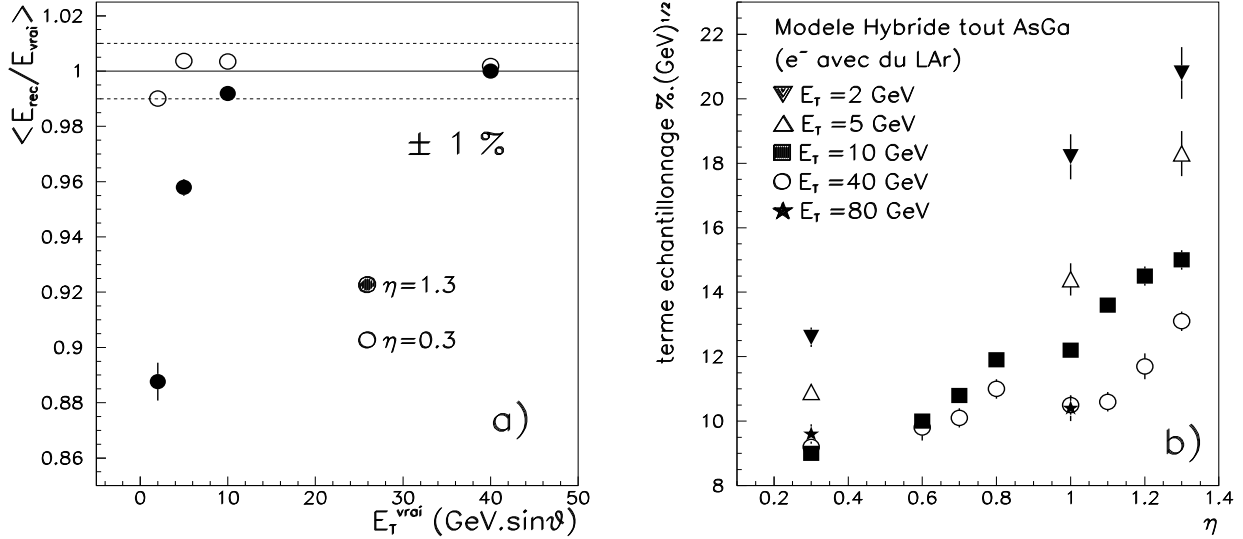


Figure 4.18: **a)** Linéarité de l'énergie reconstruite pour différents lots d'électrons simulés. Les calibrations et les corrections de formes sont celles des lots de γ associés de $E_T = 40$ GeV pour $\eta = 0.3$ et 1.3 . **b)** valeurs des résolutions obtenues, exprimées comme un terme d'échantillonnage du calorimètre.

Avec le modèle utilisant des préamplificateurs de type AsGa dans le pré-échantillonneur et le 1^{er} compartiment, la réponse du calorimètre EM à des électrons d'énergie transverse $E_T = 2, 5, 10$ et 40 GeV a été simulée à $\eta = 0.3$ et 1.3 . A chaque position en η , un lot de γ de $E_T = 40$ GeV a été utilisé pour fixer les valeurs des calibrations et des corrections de formes en η et ϕ . La figure 4.18-a montre que la linéarité sur les valeurs de l'énergie reconstruite est de l'ordre de 1 % dès $E_T = 10$ GeV et est meilleure que 0.1 % à $E_T = 40$ GeV. A $\eta = 1.3$, la matière située devant le calorimètre a tendance à dégrader la linéarité des électrons d'énergie plus faible que $E_T = 10$ GeV. Ces électrons émettent des γ par Bremsstrahlung dans la matière du détecteur interne. Le champ magnétique de 2 Tesla dévie les électrons et une partie de l'énergie échappe au cluster qui sert à la reconstruction. Par exemple, si un électron de $E_T = 2$ GeV émet un γ de $E_T = 0.5$ GeV, à un rayon de 50 cm par rapport à l'axe des faisceaux, les points d'impact du photon et de l'électron dans le calorimètre EM sont séparés par environ 260 mrad en ϕ , la taille en ϕ d'un cluster 3×7 est de 175 mrad (7×0.025).

La figure 4.18-b, donne, pour les calibrations et les corrections de modulations, obtenues avec des γ de $E_T = 40$ GeV, à différentes positions en pseudo-rapidité, les résolutions exprimées en terme d'échantillonnage du calorimètre d'électrons simulées avec des valeurs

de E_T comprises entre 2 et 80 GeV. Les dégradations de la résolution avec η sont en premier lieu dues à la matière qui se trouve devant le calorimètre. Toutefois, la résolution qu'il est possible d'atteindre avec des e^\pm d'énergie supérieure à $E_T = 40$ GeV, est partout de l'ordre de $10 \text{ } \%/ \sqrt{E}$. Au-delà de $E_T = 40$ GeV la résolution d'échantillonnage est pratiquement constante. Même à basse énergie, les électrons de $E_T = 2$ GeV peuvent être détectés et aident à basse luminosité à l'identification des hadrons beaux, dans leurs désintégrations semi-leptoniques [22]. La possibilité d'avoir des performances raisonnables sur le terme d'échantillonnage dès $E_T = 10$ GeV est importante pour la recherche du Higgs dans le mode $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0(*)} \rightarrow 4 e^\pm$, puisque la valeur moyenne de l'énergie transverse du e^\pm de plus faible énergie transverse produit dans ce mode est de l'ordre de 15 GeV pour une masse de 130 GeV/c².

• **Effet des tailles de clusters :**

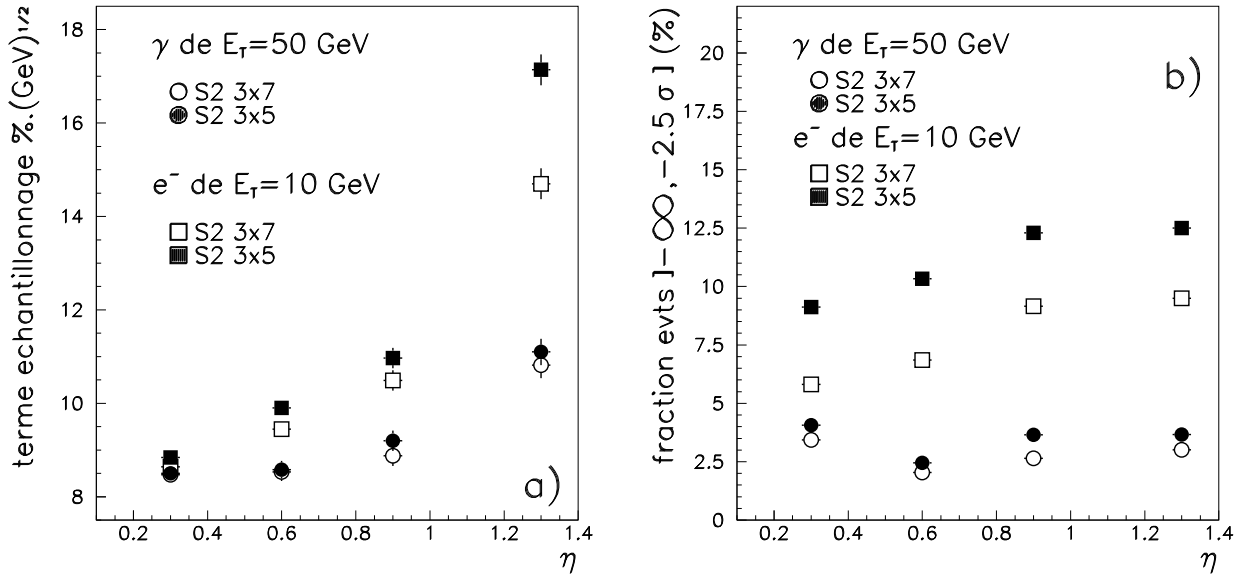


Figure 4.19: a) Valeurs du terme d'échantillonnage, en fonction de la pseudo-rapidité et de la taille des clusters, avec des γ de $E_T = 50$ GeV et des électrons de $E_T = 10$ GeV. b) Fraction d'événements éloignés de la valeur moyenne dans la distribution des énergies reconstruites.

De manière à estimer les effets relatifs de la dégradation du terme d'échantillonnage, liés à la matière du détecteur interne, la figure 4.19-a présente les valeurs du terme d'échantillonnage pour 2 tailles différentes de clusters avec les lots d'électrons et de photons simulés dans le modèle "tout $\emptyset T$ ". Le nombre de cellules utilisées pour le pré-échantillonneur et le 1^{er} compartiment est respectivement 2×2 et 24×2 dans tous les cas. La taille des clusters dans le 2nd et le 3^{ème} compartiment correspond respectivement à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ ou à 3×5 cellules et à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 4$ ou à 3×3 cellules.

La figure 4.19-b présente le pourcentage des événements qui sont situés à plus de 2.5

σ de la valeur moyenne de leurs distributions (pour les valeurs de σ voir la figure 4.19-a). Dans le cas des électrons, la réduction de tailles de clusters en ϕ provoque une dégradation du terme d'échantillonnage de l'ordre de 20 % uniquement à haute rapidité (ajustement gaussien). De plus, la fraction de queues dans la distribution augmente systématiquement de 30 à 50 %, quelque soit la pseudo-rapidité. Cet effet est lié à la déviation des électrons ayant rayonné un ou plusieurs γ de Bremsstrahlung dans le détecteur interne.

Les photons sont relativement peu sensibles au changement des tailles de clusters en ϕ . La taille de cluster 3×7 est donc trop grande pour eux.

4.3.3 Conversions des γ et reconstruction des énergies

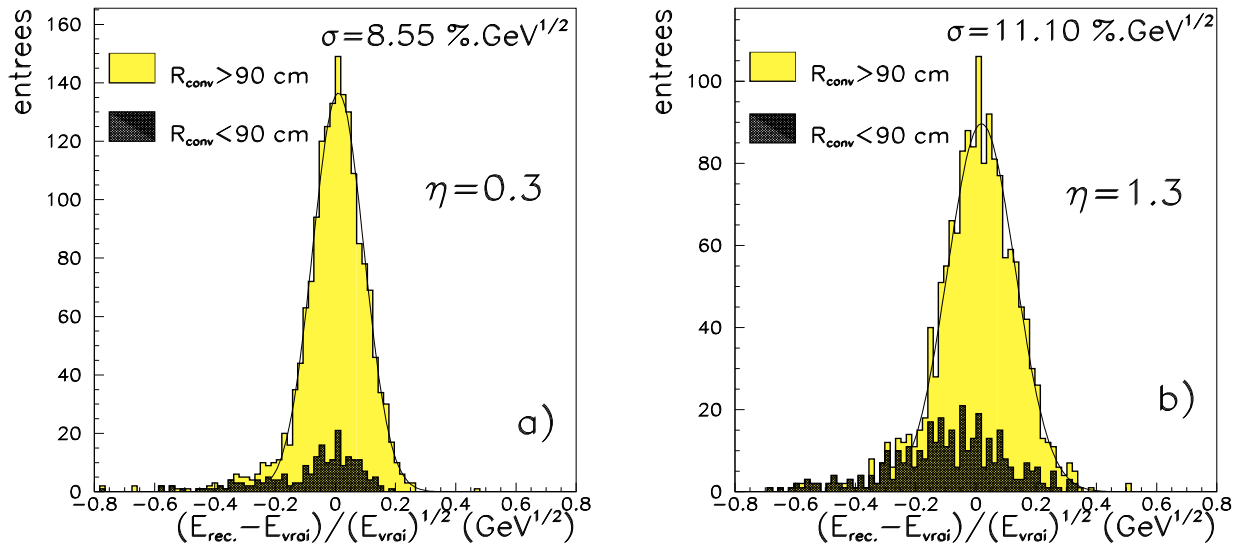


Figure 4.20: *Distribution de la variable σ_{diff} pour des γ de $E_T = 50$ GeV, a) à $\eta = 0.3$ et b) à $\eta = 1.3$. La distribution qui correspond aux γ qui ont effectué une conversion à un rayon plus faible que 90 cm, dans le détecteur interne, est superposée en noir.*

La figure 4.20 présente les distributions de la variable $\sigma_{diff} = (E_{rec.} - E_{vrai}) / \sqrt{E_{vrai}}$, pour des photons de $E_T = 50$ GeV à $\eta = 0.3$ ou à $\eta = 1.3$. Le terme d'échantillonnage du calorimètre est égal à la dispersion de cette variable.

Il apparaît sur la figure 4.21-a que les événements qui sont à plus de 2σ de $\langle \sigma_{diff} \rangle$ ont pratiquement tous effectué une conversion dans les premières couches de précision du détecteur interne, à petit rayon de conversion ($R_{conv.}$). La paire $\gamma \rightarrow e^+e^-$ qui est créée, s'ouvre d'autant plus en ϕ , sous l'effet du champ magnétique, que la distance pour parvenir au calorimètre est grande. Toutefois, à peine moins du tiers des photons convertis sont mal reconstruits dans le calorimètre. En outre, dans le cas où des γ de quelques GeV d'énergie transverse se convertissent, les impulsions des e^\pm peuvent être mesurées à l'aide du détecteur interne (cela ne sera pas fait dans ce qui suit).

Les conversions qui ont lieu à des rayons $R_{conv.} < 90$ cm, sont considérées comme étant détectées [5], puisque dans ce cas, un minimum de 10 points est disponible dans le

TRT pour chacune des traces e^\pm ($\gamma \rightarrow e^+e^\pm$). Au-delà de $R_{conv.} = 90$ cm, la figure 4.21-a montre que la probabilité pour qu'un γ se convertisse n'est pas négligeable. Toutefois, les conversions ont lieu majoritairement dans la matière des câbles et des autres services du détecteur interne, qui sont situés entre les rayons $R = 105$ et $R = 115$ cm, et ne peuvent donc pas être détectées. La bobine étant située à un rayon de 1.2 m, ces conversions tardives ne sont pas trop pénalisantes pour la reconstruction de l'énergie de la paire e^+e^\pm , puisque dans ce cas, le pré-échantillonneur permet de corriger les pertes d'énergie dans le cryostat et la bobine.

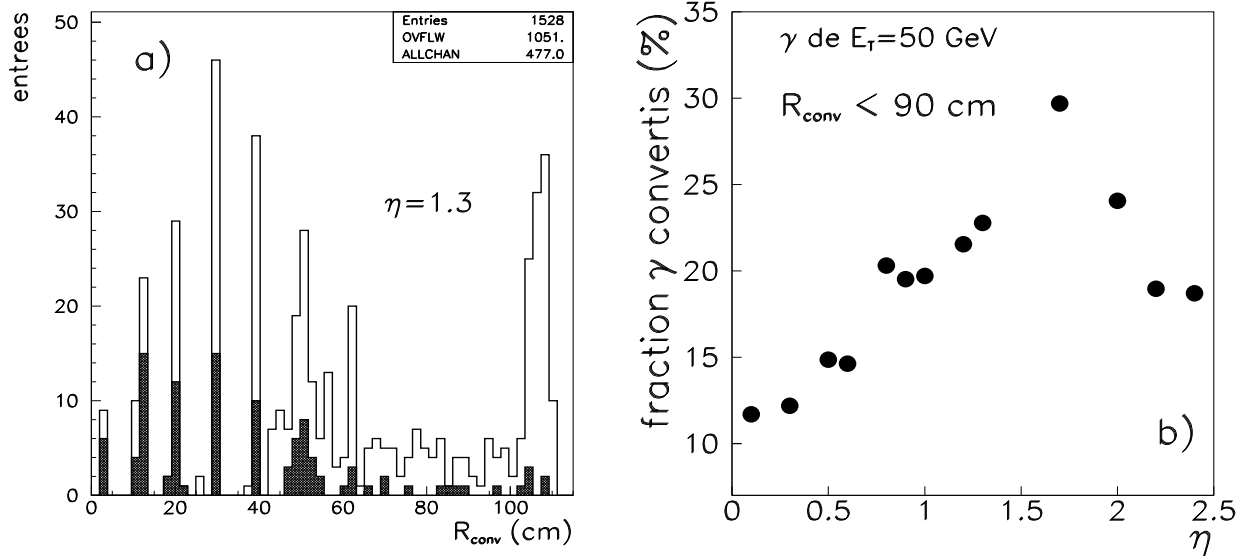


Figure 4.21: **a)** Rayons de conversion dans le détecteur interne des γ produits à $\eta = 1.3$. La distribution superposée en noir, correspond aux γ qui sont à plus de 2σ de $\langle \sigma_{diff} \rangle$. **b)** Probabilité pour des γ de se convertir à des rayons inférieurs à $R_{conv.} = 90$ cm.

La figure 4.21-b donne les probabilités pour les γ de se convertir dans le détecteur interne avant un rayon de 90 cm, en fonction de la pseudo-rapidité. La fraction de γ convertis est non négligeable, elle est de l'ordre de 20 %. Cette distribution reproduit la forme de la distribution des longueurs de radiations parcourues dans le détecteur interne (voir figure 4.1).

La majorité des γ convertis dans le détecteur interne sont reconstruits correctement. Puisqu'il est possible d'identifier ces photons, les photons convertis et non convertis ($R_{conv.}$ inférieur ou égal à 90 cm) sont reconstruits différemment dans tout ce qui suit.

Dans ce cas, une taille de clusters de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ cellules n'est pas optimale du point de vue de la sensibilité au bruit d'empilement et d'électronique. Les figures 4.22-a et 4.22-b montrent que des tailles de clusters de 3×5 cellules appliquées à tous les photons entraînent une dégradation des performances. Néanmoins, si les énergies des photons convertis sont reconstruites avec des clusters de 3×7 cellules et si celles des photons non convertis le sont avec des clusters 3×5 , les mêmes performances sont obtenues ("taille adaptée" sur les figures).

Par la suite, une optimisation plus fine est réalisée.

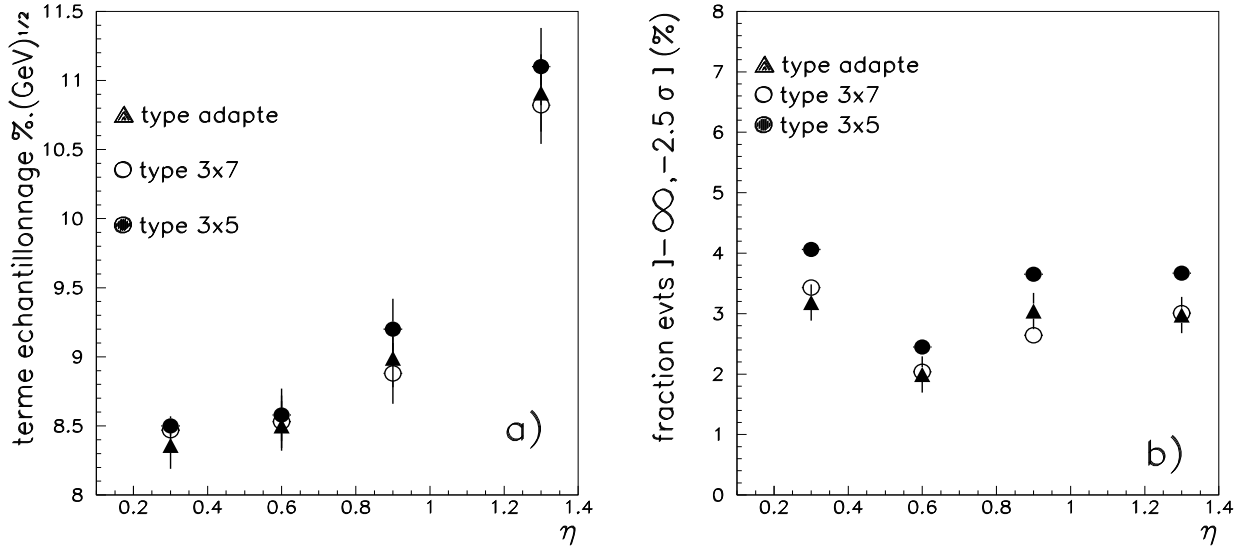


Figure 4.22: **a)** Terme d'échantillonnage pour 3 types de clusters incluant un traitement séparé des γ convertis et des γ nonconvertis. **b)** fraction d'événements éloignés de la valeur moyenne dans la distribution des énergies reconstruites.

4.3.4 Optimisation de la taille des clusters pour les γ

La résolution totale sur l'énergie inclue les effets d'empilement et de bruit d'électronique. La taille optimale des clusters est donc un compromis entre la taille qui permet de contenir au mieux les gerbes, c'est à dire d'obtenir la meilleure résolution d'échantillonnage, et la sensibilité aux effets cumulés du bruit d'empilement et d'électronique, qui augmentent en fonction du nombre de cellules utilisées dans les clusters (voir chapitre 3).

De manière à simuler les effets d'empilement et du bruit d'électronique, les énergies reconstruites pour chacun des différents lots de γ de $E_T = 50$ GeV ont été sommées avec les bruits d'électronique et d'empilement, avant calibration. Les énergies liées à l'empilement et au bruit d'électronique ont été calculées et sommées pour chacun des compartiments et différentes tailles de clusters, conformément aux méthodes décrites au chapitre 3.

Les bruits d'empilement et d'électronique qui sont superposés correspondent aux valeurs optimales du bruit total calculées à haute luminosité ($\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, voir chapitre 3). L'optimisation des clusters pour la basse luminosité n'a pas été faite.

Les γ convertis et non convertis sont traités de manière distincte. Pour chaque taille de cluster, une pondération et des corrections de formes (η et ϕ) appropriées sont effectuées. Un traitement complet adapté aux 2 configurations (avec et sans bruit superposé) est effectué pour chaque taille de cluster.

La figure 4.23 présente un exemple d'optimisation qui a été effectué pour des γ non convertis à $\eta = 1.3$. Le nombre de cellules dans le 1^{er} compartiment est 1 ou 2, en ϕ , suivant la position relative du centroïde dans le 2nd compartiment. Au-delà de ± 6 cellules autour de la cellule qui contient le dépôt d'énergie le plus grand, la résolution d'échantillonnage ne s'améliore que faiblement, les effets d'empilement et de bruit d'électronique dégradent

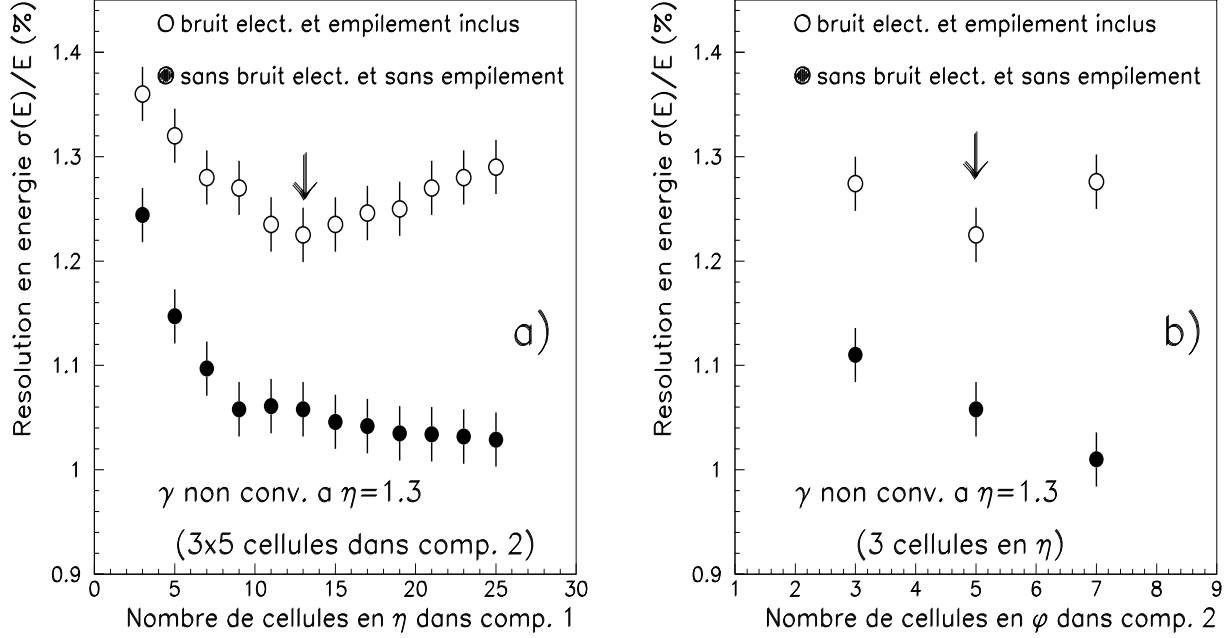


Figure 4.23: Optimisation de la taille du cluster utilisé pour reconstruire des γ non convertis à $\eta = 1.3$. **a)** Résolutions en énergie avec et sans les bruits d'électronique et d'empilement, en fonction du nombre de cellules en η utilisée dans le 1^{er} compartiment (la taille du 2nd compartiment est fixée à 3×5 cellules). **b)** Résolutions en énergie avec et sans les bruits d'électronique et d'empilement, en fonction du nombre de cellules en ϕ utilisée dans le 2nd compartiment (la taille du 1^{er} compartiment est fixée à son optimum).

la résolution en énergie. Une fois le nombre de cellules fixé pour le 1^{er} compartiment, le nombre de cellules en ϕ du 2nd compartiment est optimisé. Le passage d'un cluster 3×5 à 3×7 permet d'obtenir un gain sur le terme d'échantillonnage, toutefois, l'effet relatif du bruit engendre une dégradation globale plus importante.

La table 4.3 donne les tailles optimales de clusters qui ont été retenues. Les calculs ont été effectués à $\eta = 0.3, 0.6, 0.9, 1.3, 1.7$ et 2.2 , de manière à contrôler la valeur des tailles optimum sur toute l'acceptance. La taille du 3^{ème} compartiment est ajustée sur celle du second, celle du pré-échantillonneur, sur la position des centroïdes en η et ϕ dans le 1^{er} et le 2nd compartiment.

Dans le pré-échantillonneur les bruits sont faibles et affectent peu la calibration de cette couche active. Les fractions d'événements mal reconstruits dans ces configurations de tailles de clusters sont proches de ce qu'elles étaient auparavant. Les résolutions des termes d'échantillonnage sont dégradées au maximum de 10 % par rapport aux valeurs qui avaient été obtenues avec des clusters ajustés à une taille de 3×7 cellules du 2nd compartiment.

$ \eta \epsilon$	[0, 0.7]	[0.7, 1.45]	[1.45, 2.0]	[2.0, 2.5]
PE	(1 ou 2) \times (1 ou 2) 2 \times 2	(1 ou 2) \times (1 ou 2) 2 \times 2	- -	- -
Comp. 1	11 \times (1 ou 2) 11 \times 2	13 \times (1 ou 2) 13 \times 2	15 \times (1 ou 2) 15 \times 2	11 \times (1 ou 2) 11 \times 2
Comp. 2	3 \times 3 3 \times 5	3 \times 5 3 \times 5	3 \times 5 3 \times 5	3 \times 5 3 \times 5
Comp. 3	3 \times 2 3 \times 3	3 \times 3 3 \times 3	3 \times 3 3 \times 3	3 \times 3 3 \times 3

Tableau 4.3: Tailles optimisées des clusters pour la haute luminosité en nombre de cellules ($\Delta\eta \times \Delta\phi$). PE signifie pré-échantillonneur et comp. compartiment. Pour chacun des compartiments, la première ligne correspond aux γ non convertis, la seconde aux convertis.

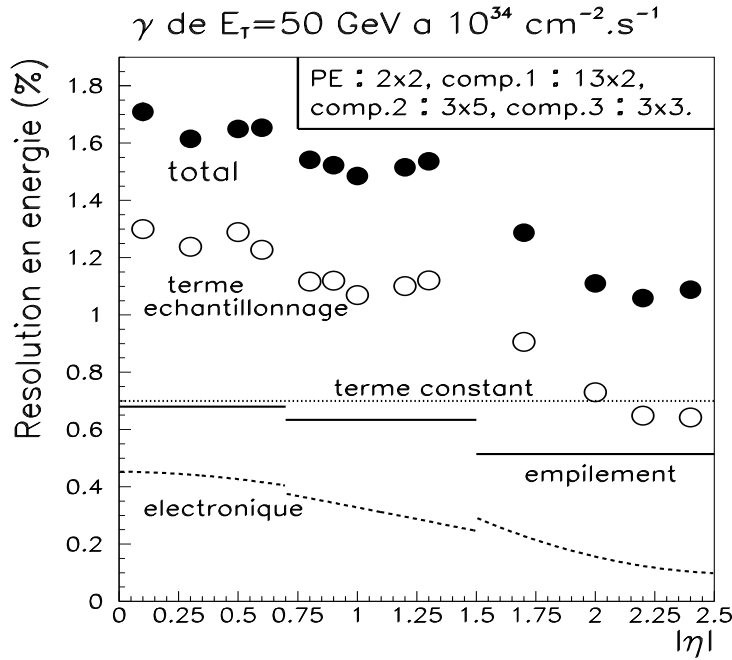


Figure 4.24: Résolution en énergie dans une taille de clusters proche des tailles optimales présentées dans la table 4.3 (voir la figure). PE signifie pré-échantillonneur et comp. compartiment.

La figure 4.24 présente la résolution totale en énergie, en fonction de la pseudo-rapacité, pour des γ de $E_T = 50$ GeV. La taille utilisée pour reconstruire les énergies et pour calculer les différents bruits est proche des tailles optimales présentées dans la table 4.3. Le terme constant global du calorimètre est fixé à une valeur de 0.7 %, cette valeur sera justifiée au chapitre 5. La valeur totale de la résolution ne dépasse pas 1.7 %. Le terme d'échantillonnage est le terme qui domine la résolution en énergie totale.

4.4 Mesures de position et reconstruction du vertex

Les valeurs des résolutions sur la mesure des angles sont maintenant décrites avec le même modèle que celui du paragraphe précédent. Les résultats sont donnés sans bruit d'empilement ni bruit d'électronique.

La connaissance précise de la position du point d'impact des photons dans les cellules du calorimètre électromagnétique est importante pour la reconstruction de leurs impulsions.

Pour des tailles fixées de clusters et un compartiment en profondeur donné, la position du centroïde des gerbes électromagnétiques en η et en ϕ ($\langle \phi \rangle$, $\langle \eta \rangle$), dans ce compartiment, se calcule en tenant compte des énergies déposées dans les différentes cellules du cluster. Les valeurs $\langle \phi \rangle$ et $\langle \eta \rangle$ correspondent aux barycentres :

$$\langle \eta \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n \eta_i \left(\sum_{j=1}^m E_{i,j} \right)}{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m E_{i,j}} \quad \langle \phi \rangle = \frac{\sum_{j=1}^m \phi_j \left(\sum_{i=1}^n E_{i,j} \right)}{\sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n E_{i,j}} \quad (4.9)$$

Dans ces formules, n est le nombre de cellules du cluster dans la direction en η et m celui dans la direction en ϕ . Pour chaque cellule du cluster, η_i et ϕ_j représentent la position du centre géométrique de la cellule (i, j) et $E_{i,j}$ est l'énergie qui y est déposée.

4.4.1 Mesure de l'angle azimutal ϕ

• Résolutions

La figure 4.25-a présente les valeurs des résolutions sur la mesure de l'angle ϕ , pour des γ de $E_T = 50$ GeV et des électrons de $E_T = 10$ et 50 GeV, en fonction de la pseudo-rapacité. Ces valeurs ont été calculées dans le 2nd compartiment qui possède la meilleure granularité en ϕ ($\Delta\phi = 0.0245$) et contient la majeure partie de l'énergie de la gerbe. Le champ magnétique dans le détecteur interne déplace de manière cohérente la valeur moyenne de la distribution $\phi_{vrai} - \phi_{rec.}$, pour des électrons de E_T fixé.

Les résolutions varient peu en fonction des tailles des clusters. Elles se dégradent en fonction de la matière en amont du calorimètre. Plus l'énergie incidente est élevée et plus il y a de particules dans la gerbe, le calcul du barycentre est alors plus précis. C'est pour cette raison que les résolutions sont exprimées comme un terme d'échantillonnage.

Pour les γ , la précision sur la mesure de la position du centroïde est moins sensible aux effets de la matière et du champ magnétique puisque dans le cas d'une conversion, les e^\pm de la paire sont déviés de façon symétrique. La longueur totale de radiation du 1^{er} compartiment est maintenue à une valeur constante de $6 X_0$, ainsi la qualité de la mesure effectuée dans le 2nd compartiment est moins dépendante des variations de la matière avec $|\eta|$.

La mesure de la position du point d'impact en ϕ dans le calorimètre est utilisée pour reconstruire les impulsions des électrons, qui ont rayonné des γ par Bremsstrahlung dans

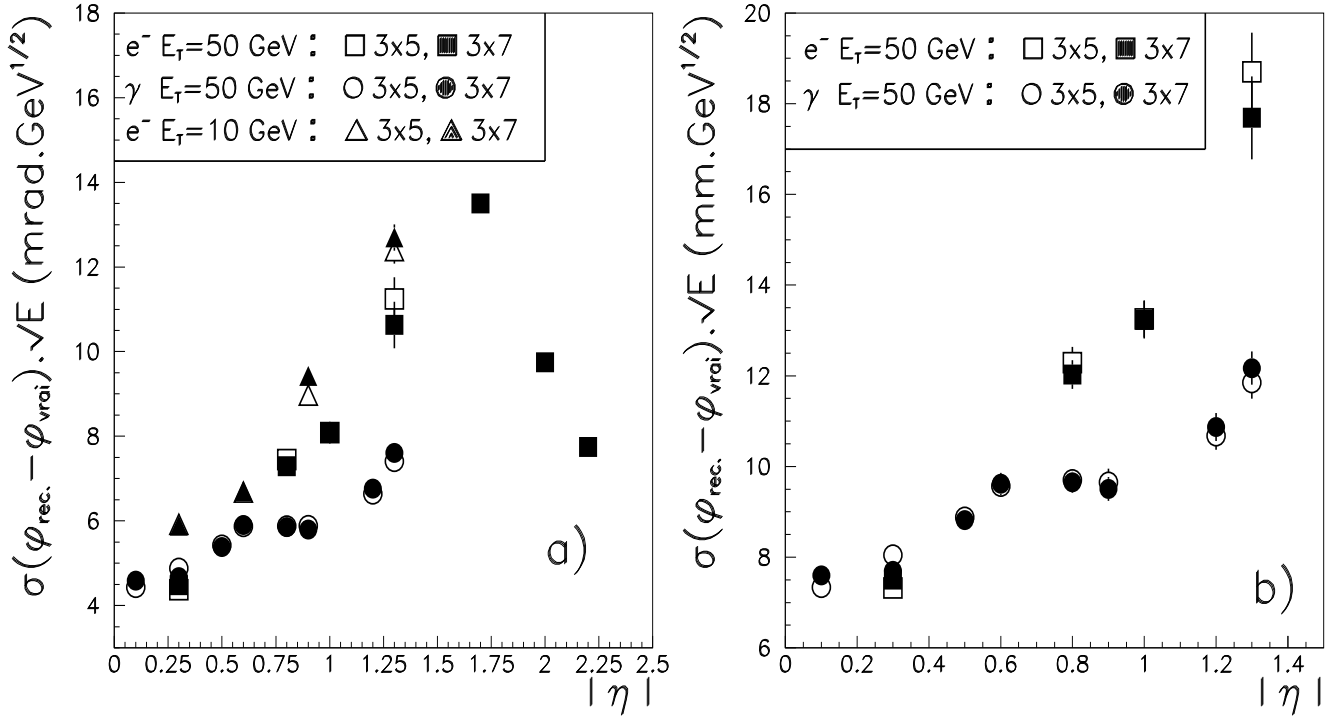


Figure 4.25: Résolutions des positions des centroïdes en ϕ dans le second compartiment pour des γ de $E_T = 50$ GeV et des électrons de $E_T = 10$ et 50 GeV, en fonction de la pseudo-rapidité. **a)** les valeurs des résolutions sont exprimées en valeurs d'angles sous forme de termes d'échantillonnage ($\text{mrad} \cdot \text{GeV}^{1/2}$), **b)** les valeurs des résolutions sont exprimées en valeurs de distances sous forme de termes d'échantillonnage ($\text{mm} \cdot \text{GeV}^{1/2}$).

le détecteur interne. Après rayonnement, les électrons sont déviés de leur trajectoire initiale. Dans ce cas, l'impulsion P_{rec} reconstruite par le détecteur central a tendance à être sous-estimée. Toutefois, même après émission des photons, si le cluster utilisé pour la reconstruction est suffisamment large en ϕ , la position du barycentre $e^\pm - \gamma$ reste la même dans le calorimètre [23]. Ainsi, la trajectoire des électrons reconstruite par le détecteur interne peut être réajustée en incluant la position de $\langle \phi \rangle$ mesurée dans le calorimètre, l'essentiel des queues dans les distributions de P_{vrai}/P_{rec} est alors éliminé.

La figure 4.25-b montre que les résolutions exprimées en $\text{mm} \cdot \text{GeV}^{1/2}$ ¶ sont comprises entre 6 et 20 $\text{mm} \cdot \text{GeV}^{1/2}$, ces résultats sont compatibles avec les précisions requises pour effectuer la reconstruction des trajectoires d'électrons avec γ de Bremsstrahlung [3].

¶ Cette distance est calculée avec la position moyenne des gerbes d'électrons et des photons en R, dans le 2nd compartiment.

• Discussion sur les “formes en S”

Pour la plupart des calorimètres, la distribution des positions vraies en ϕ dans la cellule centrale du cluster en fonction de la position reconstruite du centroïde des gerbes présente une forme en S. Cette forme est liée au fait que les valeurs des barycentres calculées suivant la formule 4.9 ont tendance à être ramenées au centre du cluster. En effet, la répartition de l'énergie des gerbes n'est pas uniforme dans les cellules et leur granularité n'est pas infiniment petite.

Cet effet est absent dans le cas du calorimètre à accordéon en ϕ [24]. En effet, dans une cellule du 2nd compartiment du calorimètre à accordéon, le recouvrement des électrodes de lecture suivant la direction ϕ (voir figure 4.14) annule ces effets. Chaque particule incidente traverse au moins deux cellules de lecture, puisque l'amplitude en ϕ des ondulations des plaques d'absorbeurs et des électrodes est égale à la granularité des cellules de lecture de ce compartiment ($\Delta\phi = 0.025$).

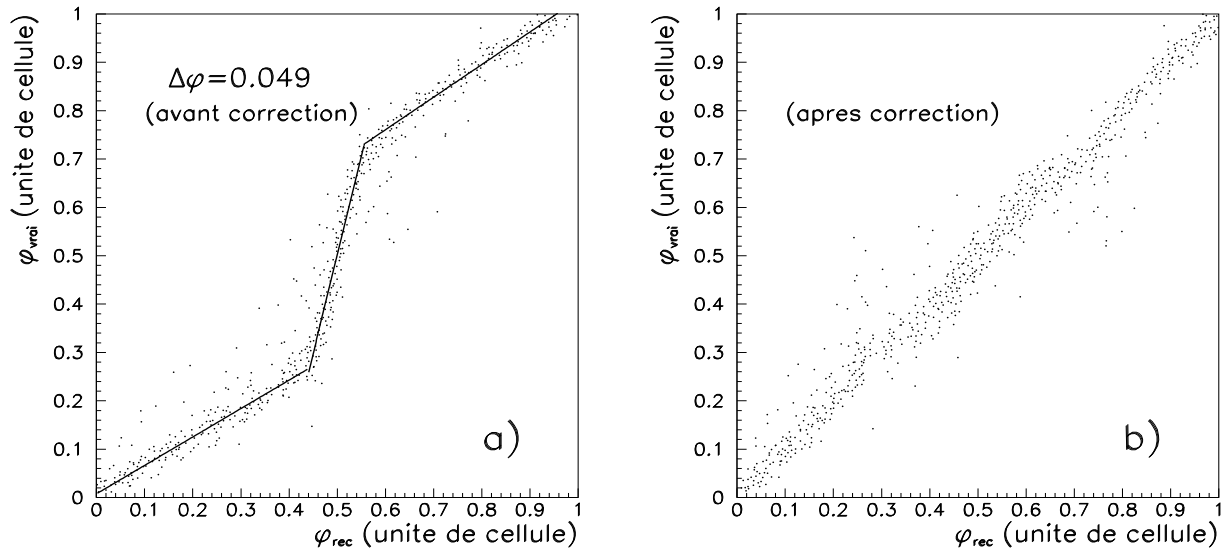


Figure 4.26: “Formes en S” pour la distribution de ϕ_{vrai} en fonction de ϕ_{rec} , si la granularité des cellules de lecture du 2nd compartiment est doublée, **a)** avant et **b)** après correction. Les valeurs 0 et 1 correspondent aux bords de la cellule et 0.5 à son centre.

Si pour des questions de coût la granularité des cellules de lecture dans le 2nd compartiment est doublée cet avantage de la technique accordéon est perdu. Le recouvrement des électrodes sur toute la longueur de la cellule n'est plus effectué et on observe alors les “formes en S”. Cette forme visible sur la figure 4.26-a peut être corrigée (voir figure 4.26-b). Dans cette configuration la résolution angulaire en ϕ du second compartiment est dégradée par un facteur compris entre 50 et 100 %, vis à vis de la granularité nominale des cellules. La forme observée n'est pas véritablement un S, elle conserve la mémoire du recouvrement des électrodes pliées en accordéon, au moins sur les bords de la cellule.

L'amplitude de la distortion observée est directement proportionnelle au rapport de la surface des cellules sur le rayon de Molière des gerbes.

4.4.2 Mesure de la position en η

- Correction des “formes en S”

Contrairement aux valeurs des barycentres qui sont calculées en ϕ , la distribution des valeurs de η_{vrai} en fonction de η_{rec} suit une répartition “en forme de S”.

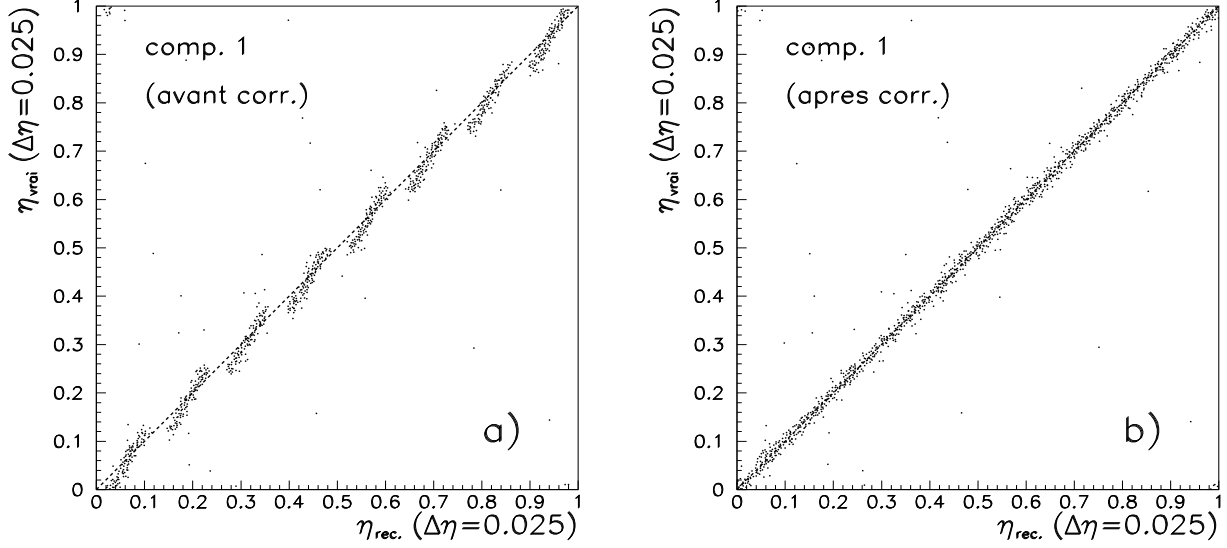


Figure 4.27: “Formes en S” pour la distribution de η_{vrai} en fonction de $\eta_{rec.}$, dans le 1^{er} compartiment, la modulation est présentée dans la granularité $\Delta\eta = 0.025$ a) avant et b) après correction. Les valeurs 0 et 1 correspondent aux bord d’une cellule du 2nd compartiment et 0.5 à son centre.

Les figures 4.27-a et 4.28-a présentent dans la granularité du second compartiment les formes des S observables dans le 1^{er} et le 2nd compartiment.

Dans chaque compartiment, les positions reconstruites des centroïdes sont corrigées en effectuant un ajustement du profil moyen de la distribution de η_{vrai} en fonction de $\eta_{rec.}$ à l’aide de formules du type :

$$\langle \eta_{vrai} \rangle = a \cdot \text{atan} \left(\frac{\langle \eta_{rec.} \rangle - b}{c} \right) + d \quad (4.10)$$

Les valeurs de $\eta_{rec.}$ et η_{vrai} sont exprimées en unité de cellules de chacun des compartiments. Les valeurs obtenues pour b et d après ajustement de cette fonction sur les distributions sont proches de 0.5. Cela est compatible avec le fait que la distribution de η_{vrai} passe par des positions proches de 0, 0.5 et 1 si $\eta_{rec.}$ est égal à 0, 0.5 et 1. En appliquant cette formule individuellement à la valeur du barycentre $\eta_{rec.}$ de chaque particule, la forme en S de la distribution est corrigée comme le montrent les figures 4.27-b et 4.28-b.

Les corrections de “formes en S” ont été calculées à différentes positions en pseudo-rapidité, à l’aide de photons de $E_T = 50$ GeV. Ces corrections sont paramétrées aux différentes valeurs de η et seront utilisées par la suite.

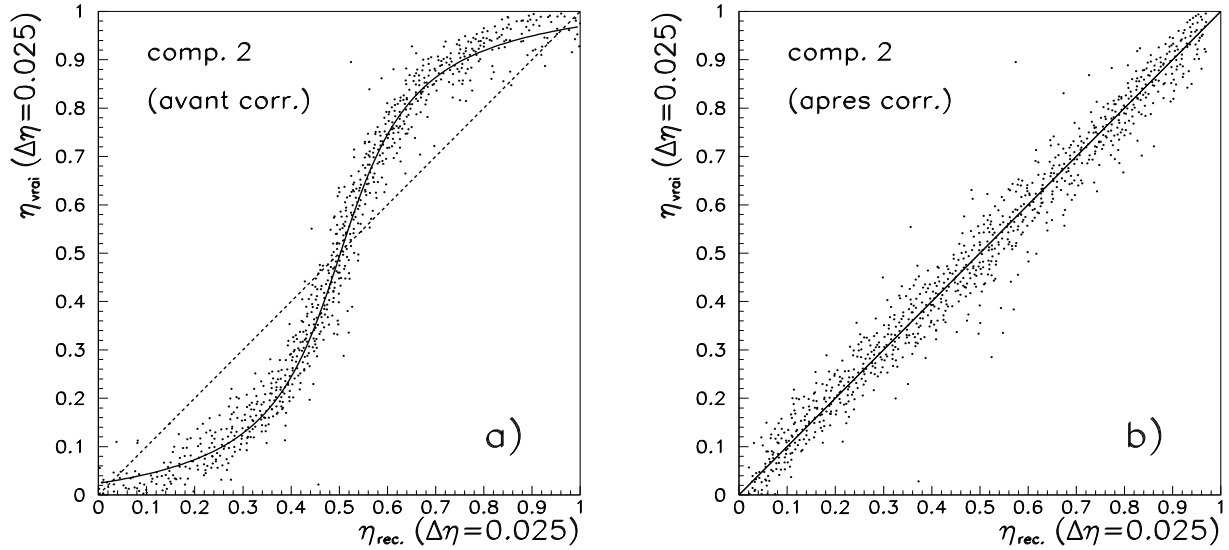


Figure 4.28: “Formes en S” pour la distribution de η_{vrai} en fonction de $\eta_{\text{rec.}}$, dans le second compartiment **a)** avant et **b)** après correction. Les valeurs 0 et 1 correspondent aux bords de la cellule centrale du cluster et 0.5 à son centre. Sur la forme en S, le résultat de l’ajustement de la fonction qui permet de corriger le profil de la distribution est superposé (voir texte).

Au LHC, les électrons de haute énergie dont la direction en η pourra être déterminées avec précision à l’aide du détecteur interne, seront utilisés pour obtenir le lot des paramètres associé aux différentes corrections des formes S.

• Résolutions

Les figures 4.29-a et 4.29-b présentent les valeurs des résolutions sur la mesure de l’angle polaire θ d’émission des photons de $E_T = 50$ GeV, à différentes positions en pseudo-rapidité. Les valeurs sont données pour le compartiment 1 et une combinaison des centroïdes calculés dans les compartiments 2 et 3, puisque la granularité en η de ces 2 compartiments est identique dans le modèle qui est étudié ici ^{||}. Les performances du calorimètre s’améliorant avec l’énergie des particules incidentes, les valeurs des résolutions sont données comme des termes d’échantillonnage.

La résolution dans le compartiment 1 est de l’ordre de 1 à 2 mrad.GeV^{1/2}. Les résolutions suivant η peuvent être déduites à partir de celles sur $\theta_{\text{rec.}}$ en servant de la formule: $\Delta\eta = \Delta\theta/\sin(\theta)$.

Les résolutions sur la position des centroïdes suivant la direction perpendiculaire aux gerbes, Δpos_{\perp} , exprimées en mm.GeV^{1/2}, sont présentées sur la figure 4.29-b. Elles se

^{||}Cette combinaison correspond au barycentre des centroïdes calculés dans les 2 compartiments, pondéré par les énergies reconstruites dans un cluster de 3×3 cellules pour le 2nd compartiment, et de 3×2 de cellules pour le 3^{ème}.

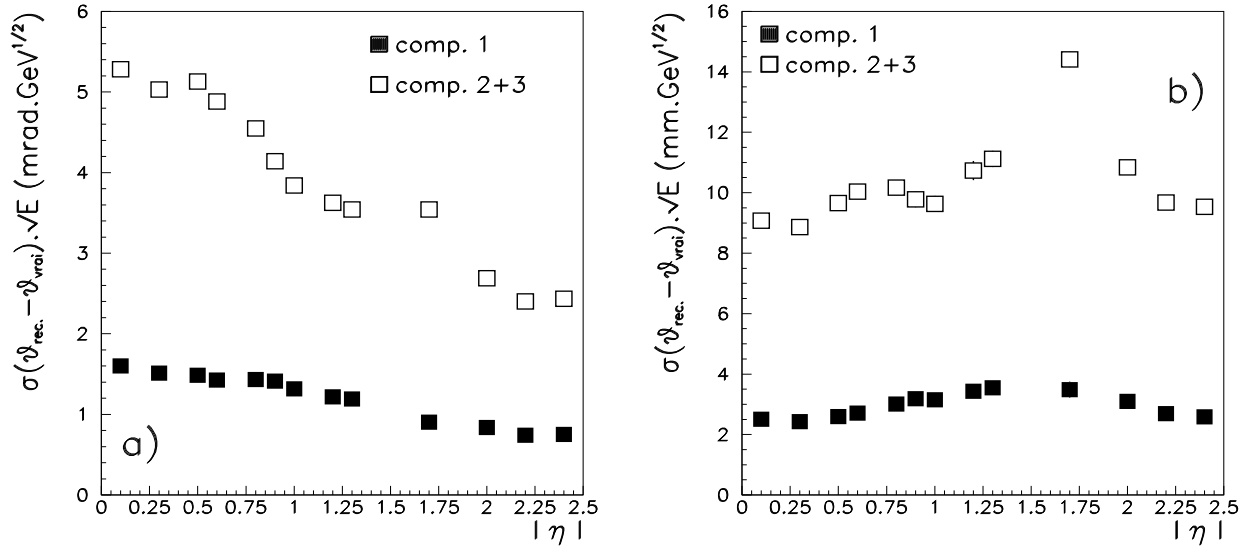


Figure 4.29: Résolutions des positions des centroïdes en η dans le compartiment 1 et pour une combinaison du 2nd et 3^{ème} compartiment, avec des γ de $E_T = 50$ GeV, en fonction de la pseudo-rapacité. **a)** les valeurs des résolutions sont exprimées en valeurs d'angles sous forme de termes d'échantillonnage (mrad.GeV^{1/2}), **b)** les valeurs des résolutions sont exprimées en valeurs de distances sous forme de termes d'échantillonnage (mm.GeV^{1/2}).

calculent à partir des résolutions suivant $\theta_{rec.}$, conformément à la formule :

$$\Delta pos_{\perp} = (\Delta\theta / \sin(\theta)) \cdot \langle R \rangle \quad (4.11)$$

où $\langle R \rangle$ est le rayon moyen, par rapport à l'axe z, des dépôts d'énergie des gerbes de photons, pour une valeur de E_T donnée et un compartiment précis.

Les figures 4.30-a1 et 4.30-a2 donnent les valeurs des rayons moyens associés aux γ de $E_T = 50$ GeV. Le 1^{er} compartiment étant maintenu à une longueur totale constante de 6 X_0 , la position moyenne des rayons dans les compartiments est relativement indépendante de la rapidité sauf dans les bouchons, puisque ce détecteur est disposé perpendiculairement à l'axe z.

Les valeurs des différents rayons moyens dans le baril ont été déterminées par calcul du barycentre des énergies collectées sur chacun des plis de l'accordéon, les paramètres de la géométrie de l'accordéon et les limites entre les différents compartiments étant connus par ailleurs. Cette méthode permet de calculer les valeurs de $\langle R \rangle$ à quelques millimètres près.

Dans les bouchons, la position des rayons moyens a été déterminée par itérations successives, de manière à minimiser la résolution sur la position du vertex initiale reconstruite par le calorimètre. Nous verrons au paragraphe suivant que la résolution dans les bouchons est naturellement limitée par des effets de géométrie. Ainsi, un manque de précision sur les rayons dans cette zone n'est nullement un handicap.

Sur site, les électrons dont la direction suivant η pourra être déterminée très précisément, en combinant les informations du calorimètre et du détecteur interne, seront utilisés pour

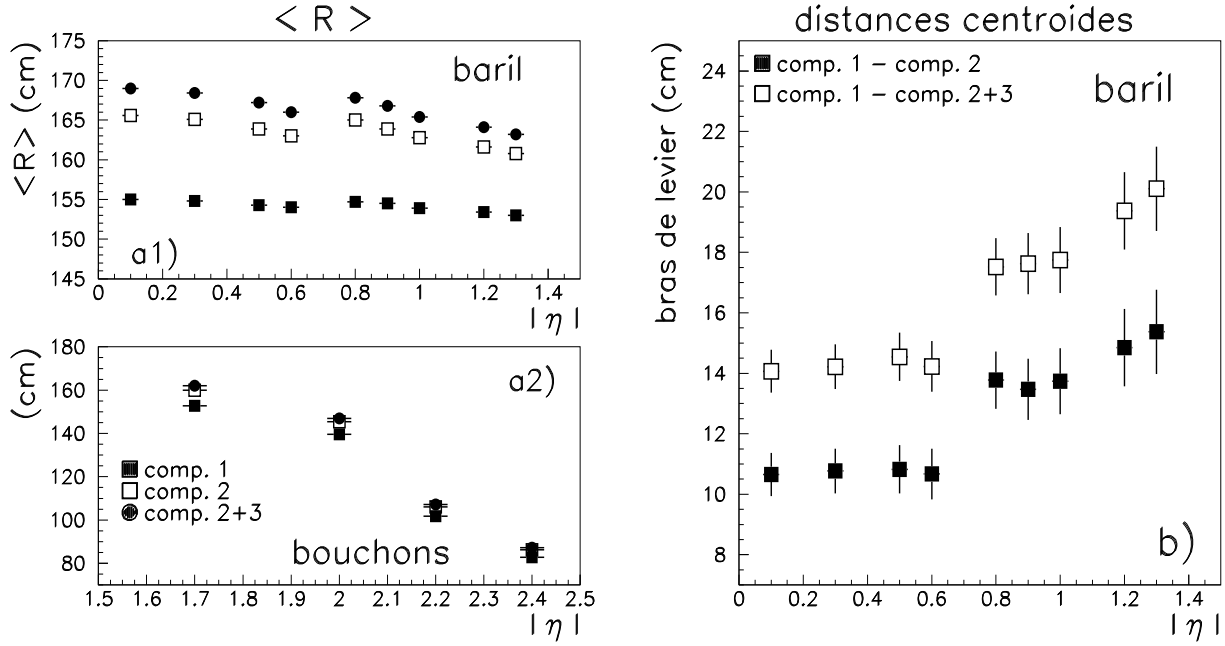


Figure 4.30: **a)** Rayons moyens des gerbes dans les compartiments du calorimètre, par rapport à l'axe z des faisceaux. La signification des marqueurs est la même pour les 2 figures. **b)** Bras de leviers correspondant aux différents rayons en combinant ou non les 2 derniers compartiments.

calculer et paramétrer en fonction de la pseudo-rapacité les valeurs des rayons moyens. Ces rayons pourront être déterminés par approximations successives ou en utilisant des méthodes statistiques plus sophistiquées.

Au paragraphe suivant, il sera fait usage des distances qui séparent les dépôts moyens d'énergie dans le 1^{er} et le 2nd compartiment. La figure 4.30-b présente pour le baril les valeurs de ces distances. Les longueurs sont relativement identiques quelque soit $|\eta|$, car la longueur de radiation totale avant le 2nd compartiment est maintenue constante à $6 X_0$. La longueur du bras de levier qui est comprise entre 10 et 15 cm est allongée de 30 à 40 % en combinant les compartiments 2 et 3. Le saut à $|\eta| = 0.7$ est visible sur les distributions.

4.4.3 Reconstruction du vertex des photons

Au LHC, à haute luminosité, il est difficile d'identifier suivant l'axe z , la position du vertex d'origine d'un photon isolé. La position du vertex initial des collisions fluctue autour du centre géométrique du détecteur ($\Delta z \times \Delta x \times \Delta y = 5.6 \text{ cm} \times (16 \mu\text{m})^2$) et près de 21 collisions p-p ont lieu pratiquement au même instant.

Une incertitude sur la localisation du vertex en z entraîne une erreur sur la détermination de l'angle polaire θ d'émission du γ et donc une erreur pour la reconstruction de son vecteur impulsion. Par contre, l'angle azimutal ϕ des photons est bien mieux mesuré, puisque la position du vertex dans le plan (R, ϕ) est connue à quelques dizaines de μm près.

Le calcul du centroïde de la gerbe dans 2 compartiments en profondeur, grâce à la

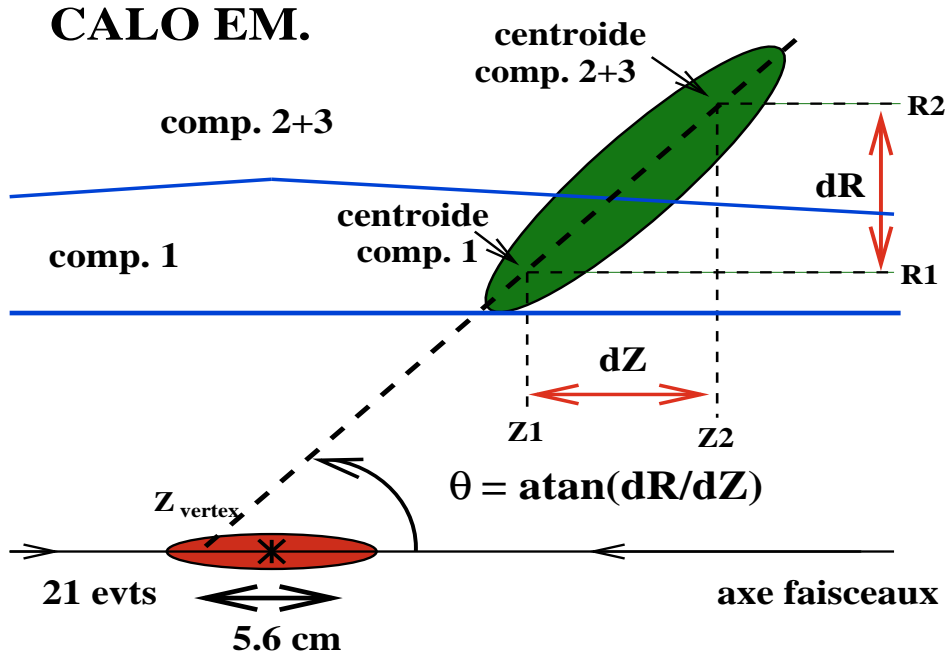


Figure 4.31: Principe de mesure de la direction d'un γ , par détermination de l'angle d'inclinaison de sa gerbe en utilisant la segmentation en profondeur du calorimètre.

segmentation longitudinale du calorimètre, permet de calculer l'angle d'inclinaison de la gerbe par rapport à l'axe z . En déterminant l'intersection de la direction reconstruite avec l'axe des faisceaux, il est possible de trouver la position suivant l'axe z du vertex initial (voir figure 4.31).

En se servant de la figure 4.31, il est possible de montrer que la position suivant z du vertex est donnée par la formule :

$$\frac{Z_2 - Z_{vertex}}{Z_2 - Z_1} = \frac{R_2}{R_2 - R_1} \Rightarrow Z_{vertex} = \frac{Z_1 R_2 - Z_2 R_1}{R_2 - R_1} \quad (4.12)$$

où les valeurs de R_1 et R_2 sont les valeurs des rayons moyens des gerbes calculés au paragraphe précédent et Z_1 et Z_2 sont donnés par $Z_i = R_i / \tan(\theta_i)$. Les valeurs des angles θ_i dans les différents compartiments sont également calculées comme au paragraphe précédent. A l'aide de la même figure, il apparaît que l'angle d'inclinaison de la gerbe par l'axe des faisceaux se calcule suivant l'équation :

$$\theta = \text{atan} \left(\frac{Z_2 \tan(\theta_2) - Z_1 \tan(\theta_1)}{Z_2 - Z_1} \right) \quad (4.13)$$

La figure 4.32-a donne la valeur des erreurs sur la distribution de l'angle θ reconstruit et la figure 4.32-b, sur la valeur de la détermination de la position Z_{vertex} . Les résolutions obtenues sur la reconstruction de l'angle polaire, exprimées en $\text{mrad} \cdot \text{GeV}^{1/2}$ sont de l'ordre de 50 à 70 mrad / \sqrt{E} . Nous verrons au chapitre 6 que dans ce cas la résolution du pic de masse des événements $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ n'est pas dominée par la résolution sur la mesure de l'angle de la paire de photons.

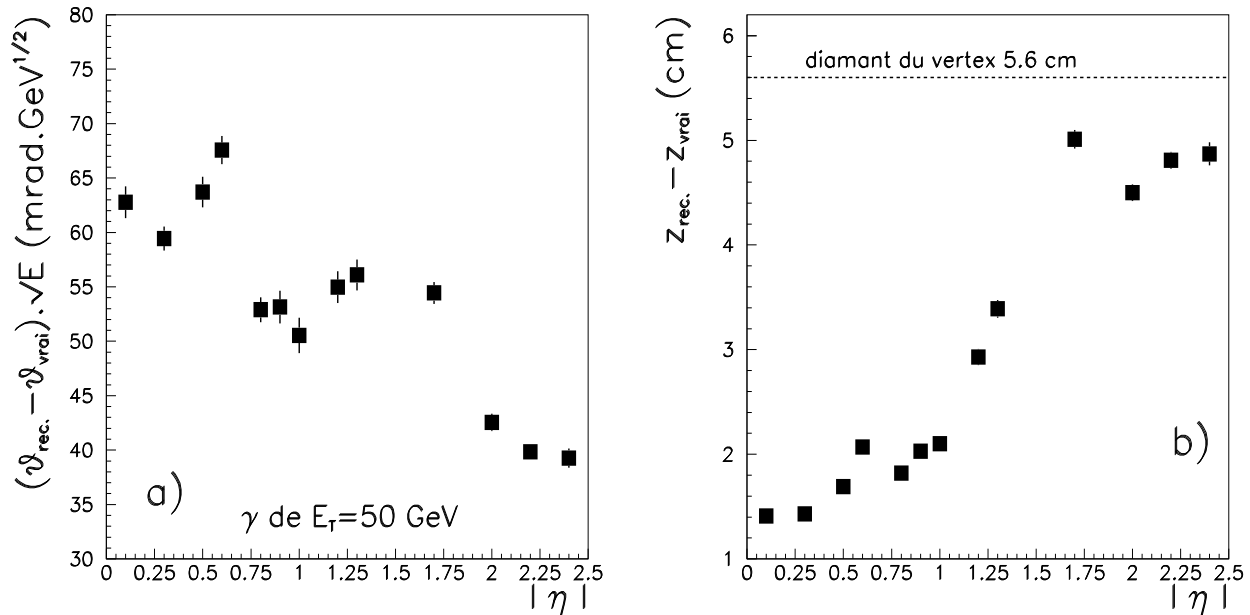


Figure 4.32: **a)** Résolutions sur la valeur reconstruite de l'angle polaire des γ de $E_T = 50$ GeV, en fonction de $|\eta|$, exprimées en mrad.GeV^{1/2}. **b)** Résolutions sur la valeur reconstruite du vertex d'origine des γ le long de l'axe z , en fonction de $|\eta|$.

Le vertex est reconstruit avec une précision de l'ordre de 2 cm dans le baril. Dans les bouchons la disposition perpendiculaire à l'axe z limite naturellement la résolution, puisqu'à $|\eta| = 1.4$, la dispersion sur z est de l'ordre de 5 cm, même pour une résolution sur θ de 40 mrad/ \sqrt{E} .

Pour les événements $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, la combinaison des valeurs de z reconstruites par chacun des γ permet de reconstruire la position de z avec une meilleure précision.

4.5 Etude des performances avec du krypton

4.5.1 Introduction

Les performances du calorimètre central EM avec du krypton liquide (LKr) comme milieu actif ont été étudiées [7]. Les différents modèles optimisés dans ce cas ont été confrontés à la solution qui utilise de l'argon liquide (LAr) comme milieu actif. Dans les bouchons, l'utilisation du LKr n'est pas justifiée puisque le terme constant global du calorimètre est comparable à la résolution due au terme d'échantillonnage pour des photons de $E_T = 50$ GeV à cet endroit.

Par rapport à l'argon liquide, l'emploi du LKr présente de nombreux avantages. Dans le volume fixé pour le calorimètre EM, il est possible d'obtenir une plus grande fraction d'énergie électromagnétique visible avec le LKr, typiquement 0.33 au lieu de 0.18. Cette plus grande fraction d'énergie mesurée autorise une meilleure performance intrinsèque

pour le terme d'échantillonnage de la résolution en énergie (près de 30 % de différence). En effet, le krypton est plus dense que l'argon. Sa longueur de radiation est égale à environ 4.7 cm au lieu de 14 cm **. Un autre avantage est la plus faible dépendance de la réponse en fonction de la variation de température, 1 %/°K au lieu de 2 %/°K. La dépendance de la réponse en fonction des variations du champ électrique est également réduite puisqu'à 10 kV/cm, la vitesse de dérive dans le LKr est saturée. Enfin, le bruit électronique équivalent en MeV, pour la même électronique et le même temps de mise en forme, est environ 1.6 fois inférieur dans le cas du LKr. Ce facteur tient compte des valeurs des rapports d'échantillonnages, de la production des paires électrons-ions, du rapport e/μ et de la vitesse de dérive 25 % plus faible dans le cas du LKr [3].

Les modèles développés pour la solution LKr utilisent tous un détecteur de pied de gerbe intégré au 1^{er} compartiment de l'accordéon avec une couche de pré-échantillonnage à l'avant.

4.5.2 Description des modèles

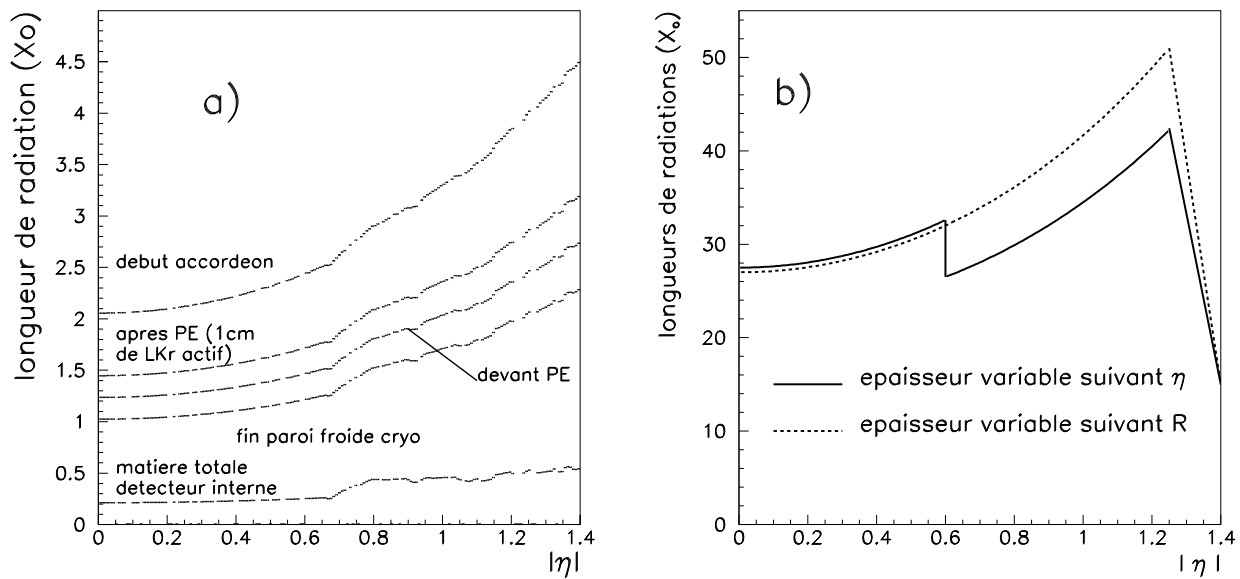


Figure 4.33: **a)** Distributions de matière avant le pré-échantillonneur et l'accordéon en fonction de $|\eta|$. **b)** Longueurs totales de radiation du calorimètre pour les 2 solutions LKr considérées.

La paroi froide du cryostat est plus épaisse dans le cas du LKr que dans le cas du LAr à cause de l'augmentation de la pression hydrostatique. À $\eta = 0$, la figure 4.33-a montre que la paroi représente 0.15 X_0 au lieu de 0.085 X_0 dans le cas de l'argon.

Les épaisseurs de LKr inactives entre les couches de détection nécessitent l'emploi de préamplificateurs de type $\emptyset T$ pour réduire la longueur de radiation devant l'accordéon.

**Les caractéristiques comparées des 2 liquides sont données dans l'annexe A.

La matière à l'avant du pré-échantillonneur en fonction de la pseudo-rapacité est donnée sur la figure 4.33-a. Elle correspond à $1.3 X_0$ pour $\eta = 0$ et à $2.7 X_0$ pour $|\eta| = 1.4$. La matière à l'avant de l'accordéon qui est respectivement de $2 X_0$ et $4.5 X_0$ justifie un bon contrôle des épaisseurs de liquide inactif.

Les caractéristiques des granularités des différents compartiments sont les mêmes que pour les solutions à argon liquide. Les dimensions externes du détecteur sont également identiques. Deux types de géométries ont été développées :

- la première est relativement semblable à la solution LAr. Pour maintenir sous contrôle la dégradation du terme d'échantillonnage avec la pseudo-rapacité, l'épaisseur des plaques de plomb passe de 1.4 mm, à $|\eta| = 0.6$, à 1.0 mm. Les épaisseurs sont plus fines que dans le cas de la solution LAr, grâce à la densité plus élevée du LKr. La figure 4.33-b montre que la longueur du calorimètre est au moins de $27 X_0$ dans cette solution. Néanmoins, 1 mm est la plus faible valeur permise pour les épaisseurs de plomb, ceci pour des questions de rigidité mécanique et de contrôle des épaisseurs des plaques d'absorbeurs.
- la seconde méthode plus originale consiste à garder l'épaisseur de plomb constante en fonction de $|\eta|$, à une faible valeur de 1.1 mm, dans le 1^{er} et le 2nd compartiment. Pour avoir une longueur totale d'au moins $25 X_0$ le 3^{ème} compartiment possède des plaques d'épaisseur 1.8 mm. Le changement d'épaisseur est effectué à une valeur de rayon fixe quelque soit $|\eta|$. La figure 4.33-b montre que la longueur du calorimètre n'est jamais inférieure à $27 X_0$, dans ce cas.

Dans les 2 modèles, la longueur du 1^{er} compartiment est maintenue à $4.5 X_0$ pour toutes les rapidités. la transition entre le 2nd et le 3^{ème} compartiment s'effectue à rayon fixe. A $\eta = 0$, la longueur des compartiments 2 et 3 est respectivement $9.9 X_0$ et $9.5 X_0$ pour le modèle à 1.4 mm de plomb et $12 X_0$ et $8.5 X_0$ pour l'autre. Dans le dernier cas, la longueur du 2nd compartiment permet réduire l'importance relative du compartiment 3 qui possède une moins bonne fréquence d'échantillonnage. Toutefois, la fabrication des absorbeurs est plus complexe à réaliser.

4.5.3 Valeurs du terme d'échantillonnage

• Choix d'un modèle pour la solution krypton

Les procédures de calibration et de correction de forme (modulations η et ϕ) décrites précédemment, ont été appliquées. Pour le modèle dont l'épaisseur de plomb change avec le rayon, une procédure itérative avec des photons de $E_T = 50$ GeV et 200 GeV, produits à $|\eta| = 0.3$, a permis de déterminer une pondération relative pour le compartiment 3 égale à 1.5. Cette pondération définie par rapport à la calibration du 2nd compartiment est indépendante de l'énergie des particules incidentes. Elle compense la diminution relative de la fréquence d'échantillonnage pour ce compartiment liée à la plus grande épaisseur du plomb.

Dans le cas du 2nd modèle, à $|\eta| = 0.3$, un coefficient de calibration égal à 3 est nécessaire pour le 2nd compartiment Ce coefficient est à comparer à la valeur du coefficient

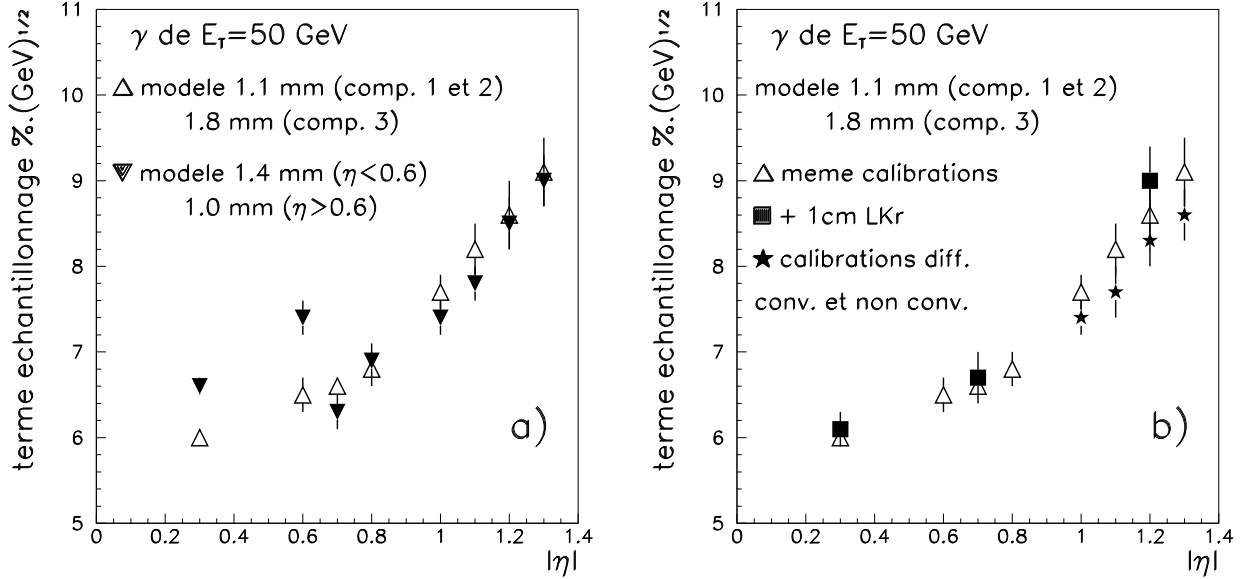


Figure 4.34: Variations des résolutions du terme d'échantillonnage de γ de $E_T = 50$ GeV en fonction de $|\eta|$. **a)** Comparaison des 2 modèles LKr. **b)** Performances du modèle d'épaisseur de plomb variable suivant le compartiment, avec les mêmes calibrations pour les γ convertis et les non convertis, avec 1 cm radial de LKr en plus, et avec les tolérances de LKr nominales (calibrations différentes pour les γ convertis et non convertis).

égale à 5.6 obtenue pour le modèle LAr détaillé au paragraphe 4.3.2.1. Comme prévu, la fraction d'énergie électromagnétiques visible dans le cas des modèles avec du LKr est environ 80 % fois plus grande que pour les modèles à LAr.

La figure 4.34-a montre que pour $|\eta| < 0.7$, les performances avec le modèle à épaisseur de plomb variable suivant le rayon sont meilleures que celles obtenues avec le modèle avec 1.4 mm de plomb. La reconstruction des énergies est effectuée avec des clusters de tailles ajustées sur des fenêtres $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ cellules du 2nd compartiment.

Le 1^{er} modèle avait été considéré par la collaboration ATLAS comme la solution de base dans le cas de l'utilisation du krypton liquide, au moment de la publication de sa "Proposition Technique" [3] [4]. Néanmoins, par la suite seules les performances du dernier modèle qui est meilleur que l'autre seront discutées.

• Performances du modèle krypton sélectionné

Les performances intrinsèques de la solution LKr retenue ont été évaluées à $|\eta| = 0.3$. A cette valeur de pseudo-rapidité, la matière devant ne dégrade pas trop la résolution. Les résolutions correspondant à des γ d'énergie transverse comprise entre $E_T = 10$ GeV et 500 GeV sont ajustées suivant la formule :

$$\frac{\sigma(E)}{E}(\%) = \frac{(6.04 \pm 0.12) (\% \cdot \text{GeV}^{1/2})}{\sqrt{E}} \oplus (0.24 \pm 0.02) \quad (4.14)$$

La valeur du terme d'échantillonnage est comparable à celle obtenue en faisceau test avec

le prototype à LKr de la collaboration GEM [25] [11]. La résolution en énergie avec des électrons de $E_T = 500$ GeV à cette position est égale à 0.35 %.

A cause de la matière en amont du calorimètre, la résolution du calorimètre se dégrade avec $|\eta|$. Pour $|\eta| < 0.8$, les valeurs des résolutions indiquées sur la figure 4.34-b se dégradent comme $1/\sqrt{\sin(\theta)}$. Au-delà, les déviations par rapport à cette loi sont dues aux effets de la matière située en amont de l'accordéon. Entre $|\eta| = 0.9$ et 1.3, ces effets correspondent à des déviations comprises entre 1.7 %. $\text{GeV}^{1/2}$ et 3.9 %. $\text{GeV}^{1/2}$ par rapport à la loi en $1/\sqrt{\sin(\theta)}$ ^{††}.

La figure 4.34-b montre qu'une calibration adaptée aux γ convertis permet de corriger partiellement ces effets, notamment grâce au pré-échantillonneur, qui maintient sous contrôle la résolution dans le cas où une longueur radiale de 1 cm de LKr, correspondant à une tolérance mécanique supplémentaire, serait ajoutée à l'avant de l'accordéon.

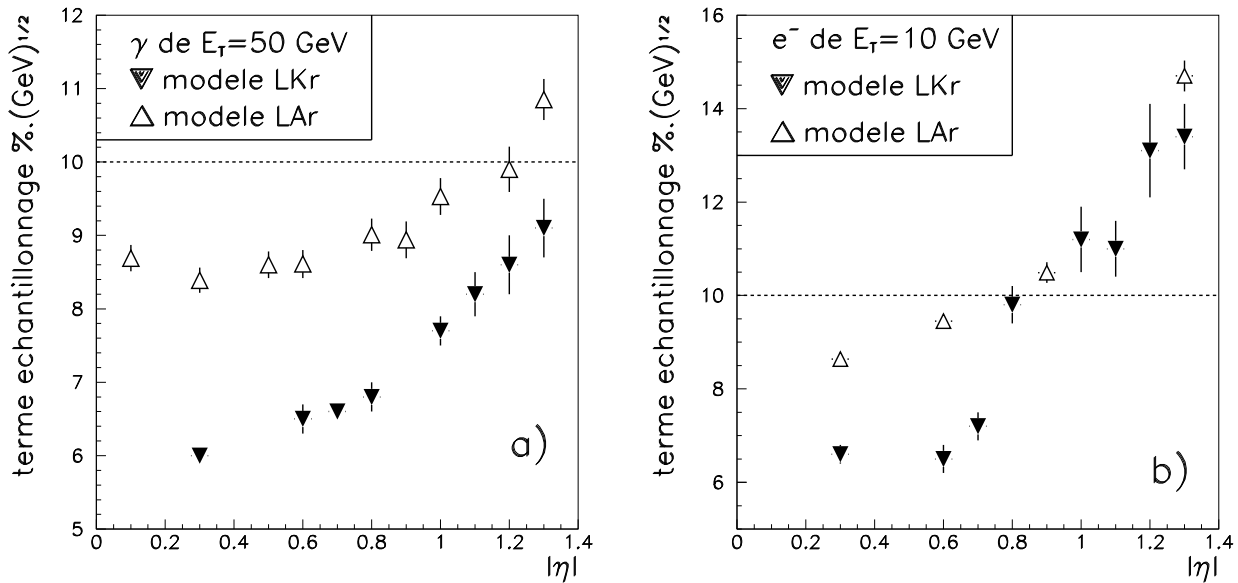


Figure 4.35: Comparaison des résolutions du terme déchantillonnage en fonction de $|\eta|$, pour le modèle LAr et le modèle LKr. **a)** γ de $E_T = 50$ GeV. **b)** e^- de $E_T = 10$ GeV.

Les figures 4.35-a et 4.35-b présentent une comparaison des termes d'échantillonnages obtenus avec le "meilleur" modèle LAr et le "meilleur" modèle LKr. Les valeurs sont données pour des clusters 3×7 et des γ de $E_T = 50$ GeV et des électrons de $E_T = 10$ GeV. Les performances sont entre 20 % et 30 % meilleures dans le cas du LKr, à basse rapidité. Pour $|\eta| > 1$ les performances sont plus proches dans les 2 cas (10 % de différence), en raison de la matière située en amont du calorimètre qui défavorise les performances intrinsèques du LKr.

^{††} Ces valeurs ont été calculées après soustraction quadratique de la résolution mesurée en faisant varier la résolution à $|\eta| = 0.3$ suivant une loi en $1/\sqrt{\sin(\theta)}$.

4.5.4 Résolution totale et discussion du choix LAr/LKr

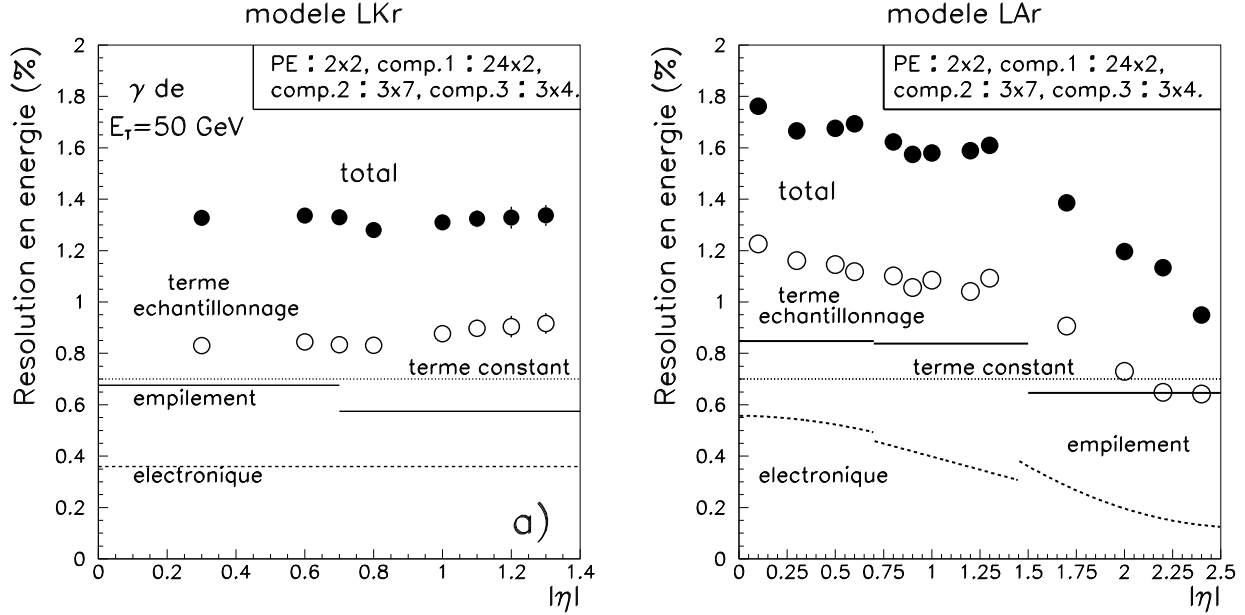


Figure 4.36: Comparaison des résolutions totales en énergie et de leurs contributions en fonction de $|\eta|$, pour des γ de $E_T = 50$ GeV, **a)** dans le cas du modèle LKr **b)** dans le cas du modèle LAr. La tailles des clusters utilisés est la même dans les 2 cas et correspondent à des fenêtres de 3×7 cellules du second compartiment. Dans le cas de la solution LAr les valeurs pour les bouchons sont également données.

Les figures 4.36-a et 4.36-b présentent les valeurs totales de la résolution en énergie pour le meilleur modèle LKr et le meilleur modèle LAr. Les résolutions sont données pour des tailles de clusters qui correspondent à des fenêtres de 3×7 cellules du 2nd compartiment et une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Le bruit d'électronique et d'empilement, dans le cas du LKr, a été calculé pour une configuration avec des préamplificateurs de type $\emptyset T$ dans le pré-échantillonneur et le compartiment 1 et des préamplificateurs AsGa dans les compartiments 2 et 3. Le temps optimum de mise en forme correspond à une valeur estimée de $t_p^{5 \rightarrow 100\%}(\Delta)$ (temps de montée des formeurs bipolaires) égale à 36 ns. Cette valeur est utilisée dans tous les compartiments et pour toutes les positions en pseudo-rapacité [26] [27].

Les valeurs du bruit d'empilement et du bruit d'électronique, dans le cas du modèle LAr, ont été calculées conformément au chapitre 3. Pour la solution LKr, le calcul précis n'a pas été effectué puisque cette solution n'a pas été retenue. Le bruit d'électronique qui est gardé constant avec $|\eta|$ est défavorable au LKr pour la comparaison. Toutefois, à $\eta = 0$, la valeur du bruit d'électronique est environ 1.6 fois faible que dans le cas de l'argon liquide. Dans tous les cas, le terme d'échantillonnage domine la valeur totale de la résolution en énergie.

Bien que les figures 4.36-a et 4.36-b montrent que la valeur totale de la résolution est de l'ordre de 1.3 à 1.4 % dans le cas du LKr alors qu'elle est comprise entre 1.6 et 1.7 %

pour le modèle LAr, soit une différence relative d'environ 20 %, le choix de la collaboration ATLAS s'est porté sur la solution à argon liquide.

En effet, la solution LKr qui n'est utilisable que dans le baril pose de nombreux problèmes. En premier lieu, le prix du liquide augmente le coût du calorimètre EM par près de 5 à 7 MCHF. Ce coût supplémentaire doit être comparé au budget total de 100 MCHF de la calorimétrie à argon liquide, qui inclue également les calorimètres hadroniques avants. Les problèmes techniques que pose la solution LKr sont liés au système de cryogénie et de purification qui sont plus complexes que dans le cas de l'argon liquide. La dose de krypton liquide doit être utilisée pendant toute la durée de l'expérience. En particulier, la purification du liquide est plus difficile à réaliser puisque la température d'opération de 120 °K accroît la dilution des impuretés. Le volume de liquide à gérer (50 m³) est 5 fois plus grand que celui des expériences NA48 et KEDR qui utilisent du LKr [23].

Nous reviendrons sur l'incidence de ce choix pour le potentiel de découverte du Higgs dans le mode $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, en comparant les valeurs des résolutions de masses reconstruites avec l'argon et le krypton.

4.6 Conclusion

La réduction des quantités de matières situées devant le calorimètre accordéon et l'optimisation de la géométrie de ce détecteur permettent de disposer d'un calorimètre électromagnétique avec un terme d'échantillonnage inférieur ou de l'ordre de 10%.GeV^{1/2}. Cette performance est atteinte sur toute l'acceptance $|\eta| < 2.5$, à l'exception de la transition entre le cryostat baril et les bouchons. La résolution sur la mesure de l'angle des photons est meilleure que 70 mrad.GeV^{1/2}.

Le modèle optimal pour le baril correspond à une configuration où le détecteur de pied de gerbe est intégré dans le premier compartiment du calorimètre accordéon à argon liquide. L'accordéon est précédé d'une couche de pré-échantillonnage. L'épaisseur des plaques de plomb est de 1.5 mm à $\eta = 0$. Le détecteur est lu à l'aide de préamplificateurs de type \emptyset T. Ce modèle sera utilisé au chapitre 6 pour simuler la résolution sur la masse du $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Bibliographie

- [1] Collaboration ATLAS, *Letter of Intent*, CERN-LHCC 92-4 octobre 1992.
- [2] B. Aubert et coll., (collaboration RD3), *NIM A* **330** (1993) 405; R.A. Davis et coll. (collaboration RD3), CERN-PPE 96-123 (1996) soumis à NIM pour publication; G. Mahoud, thèse de doctorat, ISN Grenoble 95-09 (1995).
- [3] Collaboration ATLAS, *Technical Proposal*, CERN-LHCC 94-43, décembre 1994.
- [4] F. Gianotti et coll. (groupe d'optimisation du calorimètre EM d'ATLAS), note interne à la collaboration ATLAS, CALO-070 (1995).
- [5] D. Froidevaux et coll. (groupe d'optimisation du calorimètre EM d'ATLAS), note interne à la collaboration ATLAS, CALO-072 (1995).
- [6] M. Leltchouk et coll., notes internes à la collaboration GEM, GEM TN-93-262 et TN-93-356 (1993); M. Seman et coll., note interne à la collaboration ATLAS, CALO-038 (1994).
- [7] G. Parrou, P. Pétrouff, L. Serin et V. Tisserand, note interne à la collaboration ATLAS, CALO-077 (1995); voir également L. Fayard et coll. (collaboration ATLAS), document CERN-LHCC 93-25 (1993).
- [8] M. Nesi et coll., note interne à la collaboration ATLAS, SOFT-016 (1994).
- [9] S. Giani et coll., Manuel de référence GEANT 3.21 (1993), programme CERN.
- [10] J. Baines et coll., note interne à la collaboration ATLAS, INDET-066 (1994).
- [11] M. Seman, présentation à la *VIth International Conference on Calorimetry in HEP*, Frascati (Italie) juin 1996; M. Seman, H.A. Gordon et D. Lissauer, note interne à la collaboration ATLAS, CALO-074 (1995).
- [12] D. Froidevaux et T. Pal, communications privées; A. Clark et A. Poppleton, note interne à la collaboration ATLAS, INDET-146 (1996).
- [13] D.M. Gingrich et coll. (collaboration RD3), CERN-PPE 96-175 (1996); A. Chekhtman et coll., note interne à la collaboration ATLAS, CALO-067 (1995); L. Serin, présentation à la *Vst International Conference on Calorimetry in HEP*, Brookhaven (Etats-Unis) septembre 1994 et note LAL 94-75 (LAL).

- [14] M.Lefebvre, G. Parrou et P. Pétroff, note interne à la collaboration RD3 numéro 41 (1993); B. Aubert et col. (collaboration RD3), *NIM A* **309** (1991) 438.
- [15] M. Nessi et P. Nevski, manuel d'utilisation du programme ATRECON, document interne à la collaboration ATLAS.
- [16] F. James, Manuel de référence MINUIT, programme CERN (version 94.1).
- [17] D.M. Gingrich et coll. (collaboration RD3), *NIM A* **364** (1995) 290; A. Cravero et F. Gianotti, note interne à la collaboration ATLAS, CALO-033 (1994).
- [18] C. Fabjan, dans *Experimental Techniques in High Energy Physics*, ed. T. Ferbel (éditions Frontiers in Physics, Addison-Wesley 1987).
- [19] R.A. Davis et P. Savard, note interne à la collaboration ATLAS, CALO-084 (1996).
- [20] M. Lefebvre et L. Serin, *Some Thoughts on cell to cell EM calibration*, présentation en réunion de collaboration ATLAS, Trest (République Tchèque) 1995.
- [21] R. Blair, *Absolute γ/e^\pm energy scale in CDF and E/P calibration*, présentation en réunion de collaboration ATLAS, Trest (République Tchèque) 1995 et communication privée; J.I. Lamoureux, *Prompt photons and Diphoton Production at the Fermilab $p\bar{p}$ Collider*, présentation aux 30^{èmes} *Rencontres de Moriond sur la QCD et les interactions fortes hadroniques*, Les Arcs (France) mars 1995; R. Kehoe, *calibration of D0 calorimeter*, présentation à la VIst *International Conference on Calorimetry in HEP*, Frascati (Italie) juin 1996.
- [22] F. Gianotti, note interne à la collaboration ATLAS PHYS-049 (1995).
- [23] D. Fournier, *Noble Liquid EM Calorimetry*, note LAL 95-37 (1995).
- [24] B. Aubert et coll. (collaboration RD3), *NIM A* **309** (1991) 438.
- [25] O. Benary et coll. (GEM LKr prototype), *NIM A* **344** (1994) 363.
- [26] R.L. Chase, C. de La Taille, J.P. Richer et N. Seguin-Moreau, note LAL 95-04 (1995) et note interne à la collaboration ATLAS, LARG-010 (1995).
- [27] L. Serin et V. Tisserand, Note interne à la Collaboration ATLAS, CALO-073 (1995).

Chapitre 5

Analyse de données de faisceau test

Contenu du chapitre

5.1	Introduction	197
5.2	Présentation du prototype de test	197
5.2.1	Configuration testée	198
5.2.2	Dispositif expérimental	199
5.3	Reconstruction et corrections de l'énergie	200
5.3.1	Calibration	200
5.3.2	Pondérations et corrections	201
5.4	Etude de la linéarité et de la résolution en énergie	203
5.4.1	Linéarité de réponse	203
5.4.2	Résolution en énergie	204
5.5	Effets de matière et rôle du pré-échantillonneur	206
5.6	Variation de la réponse à la transition de plomb	207
5.7	Etude de l'uniformité de réponse	209
5.8	Conclusion et valeur du terme constant global	210

5.1 Introduction

Le but de ce chapitre est l'analyse des performances du prototype RD3 2 mètres sur faisceau test. Les mesures ont été effectuées en Juin et Septembre 1995. Le prototype 2 mètres était équipé, pour la première fois, d'un pré-échantillonneur identique au modèle final. L'analyse a permis de confirmer les résultats de la simulation. Plus particulièrement un terme d'échantillonnage proche de $10\% \cdot \text{GeV}^{1/2}$ est mesuré et l'utilité du pré-échantillonneur pour corriger des pertes d'énergie dans la matière est confirmé expérimentalement.

La zone du prototype étudiée est équipée d'un détecteur de pied de gerbe intégré au 1^{er} compartiment. Parmi toutes les configurations étudiées sur faisceau test par la collaboration RD3 [1], cette configuration est la plus proche de la géométrie prévue pour le calorimètre baril électromagnétique d'ATLAS.

Le prototype RD3 2 mètres est décrit dans une première partie ainsi que l'acquisition des données et le dispositif expérimental au CERN. La méthode de reconstruction des énergies est expliquée dans une deuxième partie. Dans une troisième partie, la linéarité et la résolution en énergie du détecteur en fonction de l'énergie incidente sont données pour plusieurs points d'impacts du faisceau.

Deux études spécifiques sont aussi présentées. La première concerne l'efficacité de correction de la résolution en énergie avec la couche de pré-échantillonnage en fonction de la quantité de matière devant le détecteur. La seconde traite de la variation du signal à la transition entre 2 épaisseurs de plomb pour les absorbeurs. Elle permet également d'estimer la taille de cette transition où la résolution est dégradée.

Avant de conclure ce chapitre, l'uniformité de réponse du détecteur est estimée pour quelques cellules situées dans la zone avec détecteur de pied intégré et couche de pré-échantillonnage. Finalement, une évaluation du terme constant global du calorimètre d'ATLAS est donnée. Il correspond à la valeur utilisée dans les simulations.

5.2 Présentation du prototype de test

Le prototype 2 mètres construit par la collaboration RD3 en 1993 [2] utilise la technique d'échantillonnage à argon liquide avec une géométrie à accordéon équipée d'une électronique de lecture rapide. Il est conçu comme un secteur du calorimètre baril d'ATLAS et constitué de 3 modules de couverture $\Delta\phi = 9^\circ$ chacun. Ce prototype couvre l'intervalle en pseudo-rapacité $0 < \eta < 1.1$. Sa géométrie est complètement projective à une distance qui correspond au point d'interaction des faisceaux du LHC. La figure 5.1 montre une photo de ce prototype pendant sa construction.

L'empilement de 73 plaques d'absorbeurs alternées avec 72 électrodes de lectures constitue le prototype accordéon. Les absorbeurs sont composés de plaques de plomb de 1.8 mm d'épaisseur jusqu'à $\eta = 0.7$ et de 1.2 mm au-delà pour compenser la diminution de fréquence d'échantillonnage. Les plaques de plomb sont prises en sandwich entre 2 feuilles d'acier inox d'épaisseur 2 mm ou 3 mm suivant que la pseudo-rapacité est inférieure ou supérieure à 0.7. Les électrodes de lecture sont constituées de couches de cuivre alternées d'un diélectrique en kapton, leur épaisseur est de 0.3 mm. L'intervalle

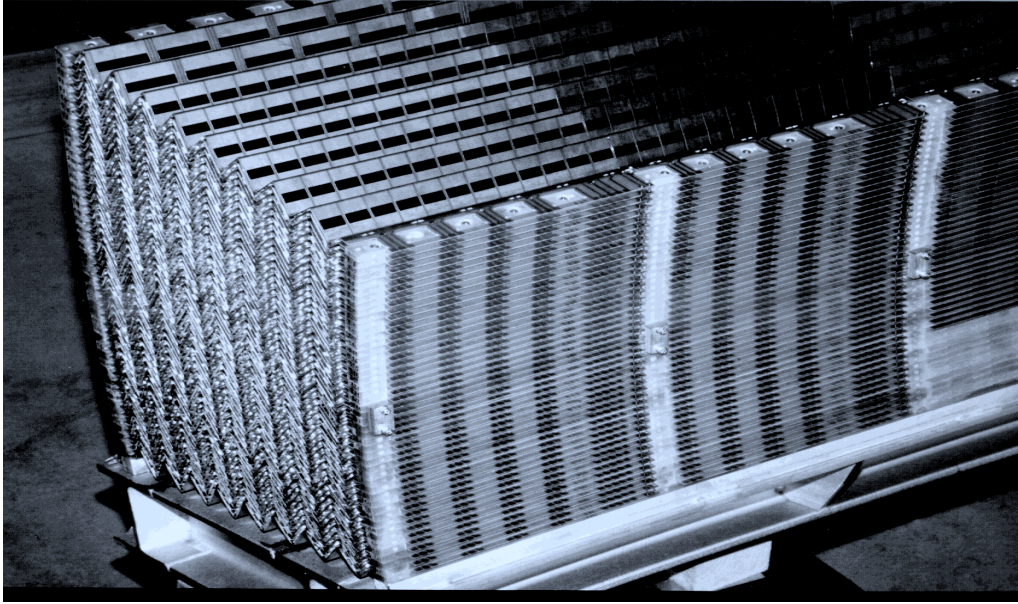


Figure 5.1: *Vue du prototype 2 mètres pendant sa construction.*

de rapidité $0 < \eta < 1.1$ est couvert par 5 secteurs correspondant à des électrodes de $\Delta\eta = 0.2$. Les absorbeurs sont séparés des électrodes par des gaps d'argon liquide de 1.9 mm d'épaisseur. Ces épaisseurs sont maintenues constantes avec le rayon en changeant les angles de l'accordéon de 111° à 87° . La haute tension appliquée au détecteur de 2 kV, produit un champ électrique de 10 kV/cm dans les gaps d'argon liquide.

Compte tenu de ces caractéristiques la simulation prévoit un terme d'échantillonnage de $10 \%. \text{GeV}^{1/2}$ à $\eta = 0$ [3].

A $\eta = 0$, la longueur de radiation totale du calorimètre est égale à $25 X_0$. La zone étudiée correspond aux 3^{ème} et 4^{ème} secteurs en η du prototype, soit à une zone en pseudo-rapidité comprise entre $\eta \simeq 0.4$ et $\eta \simeq 0.8$. La couverture suivant ϕ de cette zone correspond à un module de $\Delta\phi = 9^\circ$.

5.2.1 Configuration testée

Les secteurs 3 et 4 sont segmentés en 3 compartiments. A $\eta = 0.6$, leur longueur de radiation est respectivement $6.2 X_0$, $15.8 X_0$ et $9.9 X_0$. Le changement d'épaisseur de plomb est située dans le secteur 5.

La granularité des cellules du second compartiment correspond en ϕ à 3 intervalles gap-absorbeur soit $\Delta\phi = 0.02$, suivant η la granularité est égale à 0.018. La zone explorée contient 2×12 cellules suivant η et 8 cellules suivant ϕ . Par la suite, les positions en (η, ϕ) sont numérotées par rapport à la granularité de ce compartiment. La cellule référencée comme $(\eta = 1, \phi = 1)$ correspond à la position en pseudo-rapidité 0.4, le module contient 8 cellules suivant l'angle ϕ .

Le troisième compartiment a une granularité double en η ($\Delta\eta = 0.036$).

Le premier compartiment joue le rôle d'un détecteur de pied de gerbe intégré. La figure 5.2 donne le schéma de la disposition des cellules dans le plan (η, ϕ) [4]. La granularité des

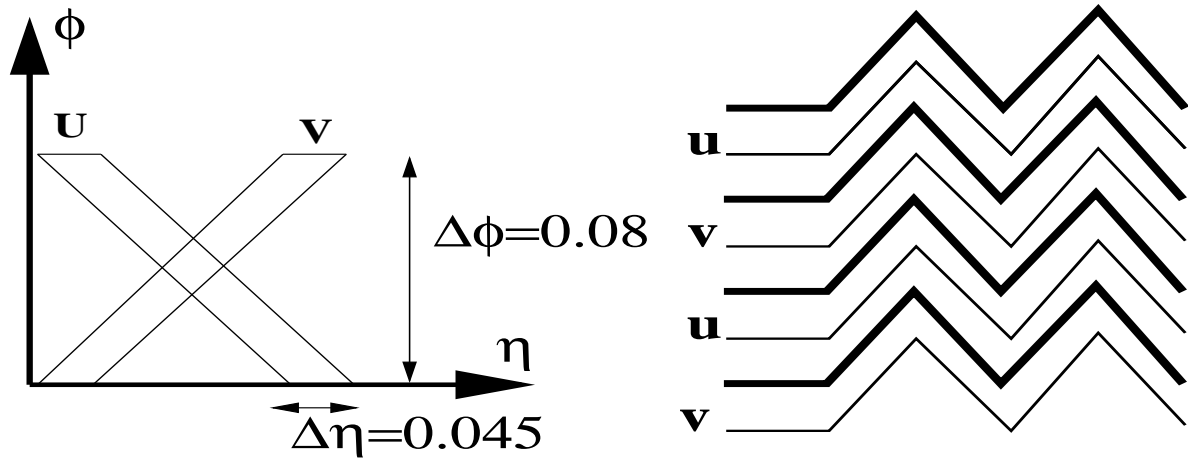


Figure 5.2: *A gauche: représentation schématique des cellules U et V dans une vue $\eta \phi$ des électrodes. A droite: vue azimutale de l'accordéon avec l'alternance d'une électrode U et V.*

cellules U est la même que celle des cellules V, elle est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0045 \times 0.08$. Les cellules U et V sont orientées à 90° les unes par rapport aux autres et à 45° des cellules du 2^{nd} compartiment. L'empilement successif d'une électrode en U et d'une électrode en V assure la vue en stéréo des gerbes. Pour limiter le nombre de canaux d'électronique, 6 cellules U (V) successives superposées dans le plan (η, ϕ) sont connectées ensemble. Le nombre de canaux dans le 1^{er} compartiment est double de celui du 2^{nd} . Les valeurs des positions η et ϕ se reconstruisent simplement à partir du numéro des cellules U et V associées :

$$\eta = \frac{U + V}{2} \quad \phi = \frac{U - V}{2} \quad (5.1)$$

Deux modules de pré-échantillonnage sont placés devant les secteurs 4 et 5 [5]. Chaque module est équipé de 128 cellules élémentaires de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0025 \times 0.08$. L'épaisseur de la couche active d'argon liquide est de 1 cm. La quantité de matière située devant le pré-échantillonneur représente $0.83 X_0$ à $\eta = 0.6$. La majorité de la matière vient du cryostat.

5.2.2 Dispositif expérimental

Le prototype RD3 a été installé sur la ligne de faisceau H8 du SPS au CERN. Cette ligne fournit des faisceaux d'électrons de 10 à 300 GeV. La table 5.1 donne les valeurs nominales des énergies du faisceau. La taille transverse des faisceaux de $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ est équivalente à la taille d'une cellule du 2^{nd} compartiment. Le prototype 2 mètre est placé à l'intérieur d'un cryostat monté sur un plate-forme orientable en η et ϕ .

Quatre compteurs à scintillation déclenchent l'acquisition par coïncidence. Trois chambres à fils réparties sur 11 m sont utilisées pour localiser la position des particules incidentes.

L'électronique de lecture des signaux du détecteur est équivalente à celle d'ATLAS jusqu'aux formeurs. Des pré-amplificateurs de type AsGa ou \emptyset T sont suivis de formeurs

énergie nominale (GeV)	10	20	50	99.8	149.2	197.5	287.5
------------------------	----	----	----	------	-------	-------	-------

Tableau 5.1: Valeurs nominales des énergies du faisceau.

CR – RC² qui transforment le signal triangulaire du détecteur en un signal bipolaire de temps de monté $t_p(\Delta) = 35$ ns. Le signal tension délivré est échantillonné à son pic par un échantillonneur-bloqueur (T&H). Les échantillonneurs-bloqueurs maintiennent le niveau du signal analogique après déclenchement jusqu'à sa numérisation par des convertisseurs analogiques numériques (ADC) 12 bits.

5.3 Reconstruction et corrections de l'énergie

5.3.1 Calibration

La calibration électronique de chacune des cellules du calorimètre ainsi que la mesure du piedestal des convertisseurs numériques analogiques (ADC) sont effectués régulièrement pendant la prise de données.

Pour la calibration, une impulsion test de forme identique au signal courant triangulaire du détecteur est injectée sur chacune des voies avec une amplitude linéairement croissante. L'amplitude du signal injecté est fixée par un convertisseur analogique numérique (DAC) [2]. La calibration détermine la correspondance entre l'énergie des cellules et le signal des ADC. Elle permet également de contrôler la linéarité de la chaîne d'électronique.

Un polynôme de degrés 3 est utilisé pour l'ajustement des valeurs DAC par rapport aux valeurs ADC d'une cellule i du calorimètre :

$$\text{DAC}_i = \sum_{k=1}^3 (\text{ADC}_i - \text{ped}_i)^k \alpha_{i,k} \quad (5.2)$$

La valeur du piedestal ped_i de chacune des voies est déterminée au cours de prises de données spéciales. Les $\alpha_{i,k}$ sont les paramètres de la calibration. La correspondance charge énergie est calculée à partir des caractéristiques du calorimètre (hautes tensions, fraction d'énergie électromagnétique visible ...) (voir annexe A).

Les termes d'ordre 2 et 3 dans la formule 5.2 rendent compte des non linéarités de la chaîne d'électronique d'acquisition. Toutefois, les déviations par rapport au terme linéaire sont faibles. Dans les cellules du 2nd compartiment, une valeur d'environ 1000 coups ADC correspond pour le terme linéaire à une énergie de 60 GeV. Les termes de degré 2 et 3 sont respectivement associés à des énergies de l'ordre de de 2.5 GeV et 250 MeV, soit 4 % et 0.4 % de l'énergie associée au terme linéaire. Dans les cellules des compartiments 2 et 3 la sensibilité de l'ADC est de 60 MeV par canal et 12 MeV dans le 1^{er} compartiment.

Le bruit incohérent mesuré dans les cellules équipées de préamplificateurs de type AsGa est de l'ordre de 60 MeV dans les compartiments 2 et 3 et de 15 MeV dans les cellules U et V du 1^{er} compartiment. Le niveau de bruit cohérent est estimé à des valeurs 10 fois plus faibles.

5.3.2 Pondérations et corrections

La procédure de reconstruction de l'énergie des particules dans les clusters du calorimètre est similaire à celle utilisée dans la simulation.

- **Taille des clusters**

L'énergie des électrons est reconstruite dans des clusters de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$ cellules dans le 2nd compartiment et de 2×3 cellules dans le 3^{ème} compartiment (taille double en η). Cette taille de cluster permet de contenir plus de 90 % des gerbes pratiquement indépendamment de l'énergie incidente. Contrairement aux conditions d'ATLAS, l'absence de champ magnétique autorise l'utilisation de clusters de tailles symétriques. Dans les cellules du premier compartiment, une configuration de ± 5 cellules centrées sur le centroïde des gerbes en η et ϕ contient également plus de 90 % de la gerbe. Dans le pré-échantillonneur 9 cellules centrées sur le dépôt de plus haute énergie sont utilisées. Cette taille de cluster est optimale pour la résolution en énergie totale compte tenu de la contribution du bruit d'électronique.

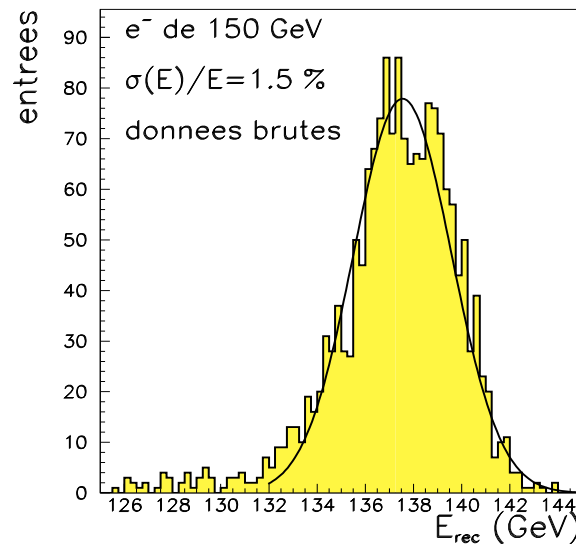


Figure 5.3: *Distribution de l'énergie reconstruite après calibration uniquement ($\simeq 90\%$ de l'énergie dans le cluster).*

La figure 5.3 présente la distribution de l'énergie après application de la calibration pour un faisceau d'électrons de 150 GeV centré sur la position $\eta = 0.585$ (position ($\eta = 9$, $\phi = 3$)). Sans correction la résolution est égale à 1.5 %.

- **Pondérations entre compartiments**

Suivant la méthode présentée au paragraphe 4.3.2.1, une pondération entre les compartiments est appliquée pour minimiser la résolution de l'énergie reconstruite. Cette énergie

est calculée suivant la formule :

$$E^{rec.} = \sum_{i=0}^3 \alpha_i \cdot E_i^{rec.} \quad (5.3)$$

où $E_0^{rec.}$ est l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur et $E_{i=1,3}^{rec.}$ les énergies laissées dans chacun des compartiments du calorimètre. L'énergie de référence est celle du faisceau d'électrons.

Après pondération, la figure 5.4-a montre que la résolution en énergie peut être améliorée par plus de 15 % par rapport à la valeur obtenue avec seulement la calibration des cellules. La résolution est maintenant de l'ordre de 1.25 % à 150 GeV.

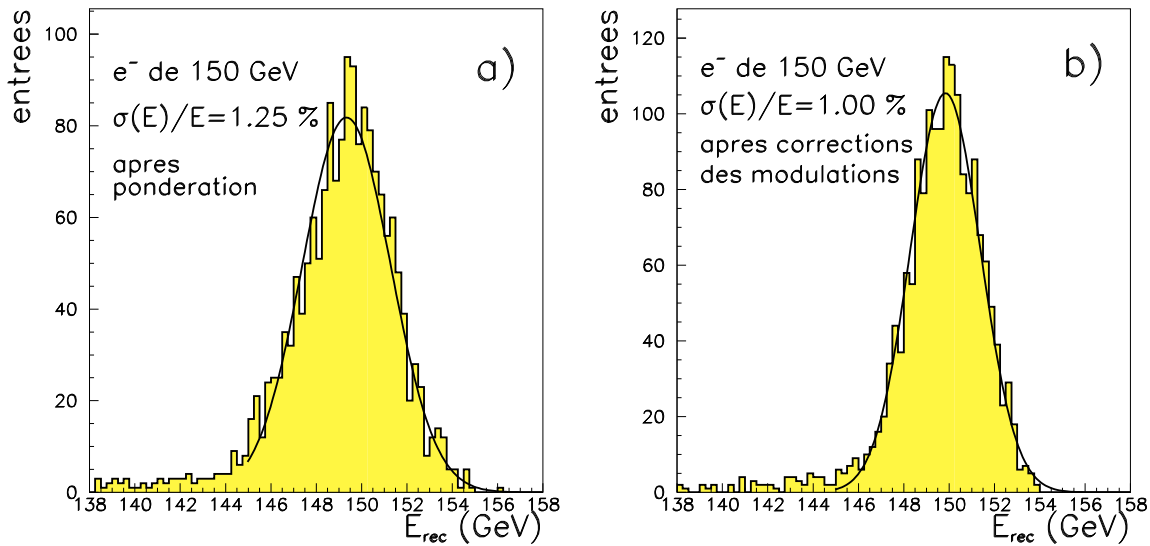


Figure 5.4: *Distribution de l'énergie reconstruite après calibration uniquement. a) Après calibration et pondération relative des différents compartiments. b) Après corrections des modulations en ϕ et η en fonction de la position relative du point d'impact de la gerbe.*

- **Corrections des modulations en η et en ϕ**

La méthode de correction des variations d'énergie mesurée en fonction du point d'impact du faisceau en η et en ϕ a été décrite au paragraphe 4.3.2.2.

Les figures 5.5-a et 5.5-b donnent les distributions de l'énergie reconstruite, normalisée à l'énergie moyenne du faisceau de 150 GeV en fonction de η et ϕ . Une parabole est utilisée pour corriger la modulation en η . En ϕ , deux fonctions sinusoïdales de périodes 3 et 6 sont utilisées en combinaison avec une parabole pour tenir compte des effets de fuites latérales hors des clusters. Les profils des distributions après les corrections sont également données sur les figures pour les 2 directions. La résolution finale est 1% à 150 GeV. La queue présente sur la distribution en énergie de la figure 5.4-b est due aux électrons du faisceau dont l'énergie est dégradée.

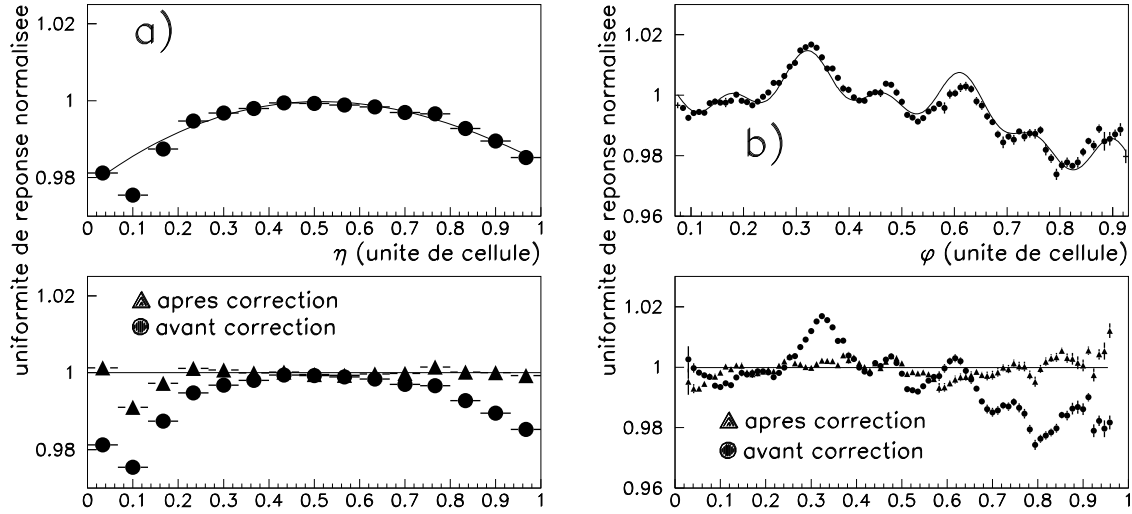


Figure 5.5: *Distribution de l'énergie reconstruite normalisée en fonction du point d'impact dans les cellules a) en η , b) en ϕ .*

5.4 Etude de la linéarité et de la résolution en énergie

5.4.1 Linéarité de réponse

La linéarité de réponse du calorimètre en fonction de l'énergie incidente des électrons, de 10 à 300 GeV, a été mesurée. Les pondérations et les corrections calculées à 150 GeV sont utilisées.

La figure 5.6 montre la linéarité du calorimètre en fonction de l'énergie du faisceau incident. La linéarité de réponse pour chacune des énergies a été estimée en comparant la valeur moyenne de la distribution d'énergie reconstruite, après ajustement Gaussien, à la valeur nominale du faisceau. Le point qui correspond au faisceau d'électrons de 150 GeV est normalisé à 1 et fixe l'échelle d'énergie absolue. Une linéarité meilleure que $\pm 1\%$ est obtenue de 20 GeV à 300 GeV.

Sur la figure 5.6, la courbe en pointillés indique la dispersion sur les valeurs nominales d'énergie des faisceaux. Cette dispersion est paramétrée à l'aide de la formule :

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{25\%}{P} \oplus 0.25\% \quad (P \text{ en GeV}/c) \quad (5.4)$$

Le premier terme de cette équation correspond aux effets d'hystérésis des aimants de déviations, le terme constant rend compte des erreurs systématiques liées à la calibration et à l'optique de la ligne de faisceau.

A 10 GeV la linéarité est moins bonne qu'aux autres énergies. L'effet de la pondération et des corrections des modulations en η et ϕ paramétrées à 150 GeV n'est pas à l'origine de cette déviation puisqu'un traitement similaire effectué à l'aide du faisceau de 50 GeV conduit au même résultat. Des mesures antérieures n'ont pas montré une dégradation de

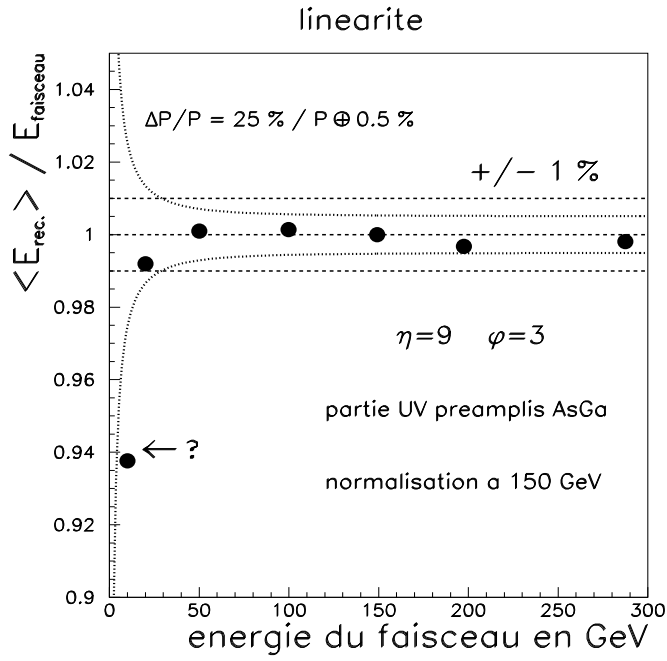


Figure 5.6: *Linéarité de réponse du calorimètre à la position ($\eta = 9$, $\phi = 3$), en fonction de l'énergie des faisceaux incidents (le rapport est normalisé à 1 pour le faisceau de 150 GeV).*

la linéarité à 10 GeV [2]. L'effet observé est probablement dû à un mauvais réglage du faisceau à cette énergie. Par la suite, ce point ne sera pas utilisé.

5.4.2 Résolution en énergie

La résolution en énergie a été mesurée pour 3 positions différentes, à $\eta = 0.53$, 0.58 et 0.62 . L'énergie du faisceau varie de 20 GeV à 300 GeV.

Les pondérations entre compartiments et les valeurs des corrections de modulations en η et ϕ ont été paramétrées à partir des électrons de 150 GeV pour chacune des positions. La figure 5.7 présente les résolutions en énergie à chacune des positions considérées. La dispersion de l'énergie du faisceau a été soustraite à ces valeurs. Cette dispersion, fonction de l'énergie (réglages de l'optique de focalisation), vaut 0.1 % à 200 GeV.

Le point à 10 GeV n'étant pas exploitable, les valeurs des termes de bruits d'électronique ont été calculées à partir des distributions des pieds de déclenchement associés aux déclenchements aléatoires. La résolution en énergie a été ajustée pour chacune des positions sous la forme usuelle :

$$\frac{\sigma(E)}{E} (\%) = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (E \text{ en GeV}) \quad (5.5)$$

Les paramètres a , b et c sont respectivement le terme d'échantillonnage, le terme de bruit d'électronique et le terme constant local. La valeur de b est fixée dans cet ajustement à

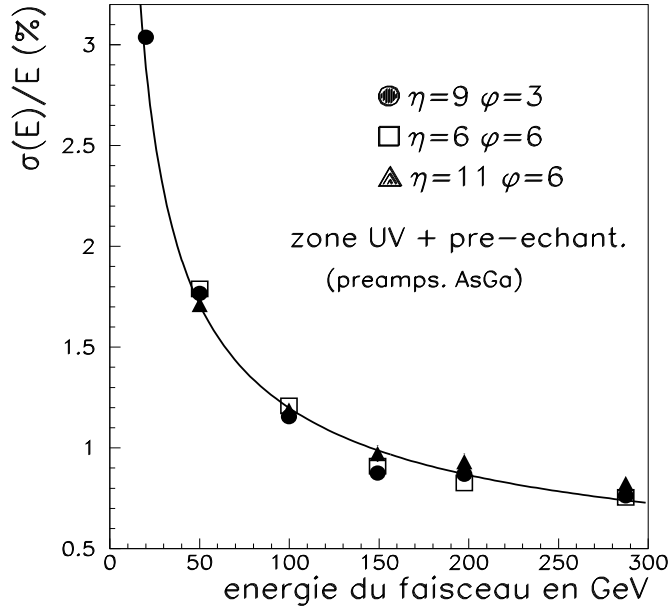


Figure 5.7: *Résolution en énergie pour 3 positions du faisceau (voir texte). La courbe superposée correspond à l'ajustement effectué à la position $\eta = 9$, $\phi = 3$.*

η	a (%.GeV ^{1/2})	b (MeV)	c (%)
0.53	11.1 ± 0.3	290 ± 10	0.35 ± 0.05
0.58	11.2 ± 0.2	285 ± 10	0.30 ± 0.05
0.62	11.1 ± 0.3	300 ± 10	0.40 ± 0.10

Tableau 5.2: *Paramètres des ajustements de la résolution en énergie.*

partir de la distribution des pedestaux. La dispersion de l'ordre de 290 MeV est compatible avec le bruit d'électronique estimé pour chacune des voies (voir paragraphe 5.3.1). La table 5.2 donne les paramètres de l'ajustement qui sont compatibles aux différentes positions.

A épaisseur d'absorbant fixée, la résolution se dégrade comme $\sqrt{\cosh(\eta)}$. Le terme d'échantillonnage de $(11.2 \pm 0.2) \text{ \%} \cdot \text{GeV}^{1/2}$ à $\eta = 0.58$ correspond à $(10.3 \pm 0.2) \text{ \%} \cdot \text{GeV}^{1/2}$ à $\eta = 0$. Ce résultat est en accord avec la valeur de $(10.0 \pm 0.3) \text{ \%} \cdot \text{GeV}^{1/2}$ mesurée antérieurement [2].

Le terme constant local qui est de l'ordre de 0.35 % est également compatible avec les valeurs antérieurement mesurées [2]. La profondeur totale étant de l'ordre de 30 X_0 dans cette zone, les pertes d'énergie par fluctuation longitudinale des dépôts sont complètement négligeables. Les contributions principales au terme constant ont donc pour origine la taille transverse des clusters limitée à 3×3 cellules, et les effets résiduels des modulations de l'énergie en fonction du point d'impact des particules.

5.5 Effets de matière et rôle du pré-échantillonneur

L'efficacité du pré-échantillonneur pour la correction des pertes d'énergie en amont du calorimètre a été testée en plaçant dans la ligne de faisceau de 20 GeV des plaques d'aluminium de $0.125 X_0$, $0.25 X_0$ et $1 X_0$ d'épaisseur.

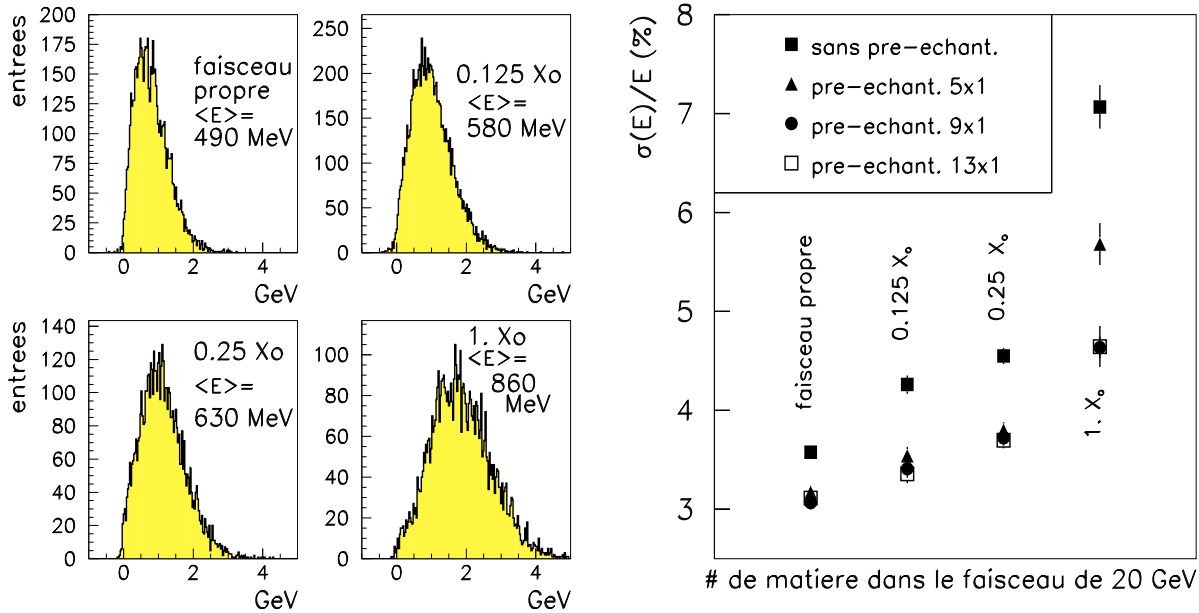


Figure 5.8: *A gauche*: dépôts d'énergie dans la couche de pré-échantillonnage pour diverses configurations de matière dans le faisceau. *A droite*: résolutions en énergie à 20 GeV, pour les diverses quantités de matière et différentes pondérations.

La figure 5.8 (à gauche) présente les distributions des dépôts d'énergie laissés dans un cluster de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 9 \times 1$ cellules du pré-échantillonneur, pour les diverses quantités de matière. Les énergies sont reconstruites en se servant des poids obtenus avec le faisceau d'électrons de 150 GeV. Pour $1 X_0$ le dépôt d'énergie est le double de celui sans matière ajoutée.

Une surpondération du pré-échantillonneur corrige l'effet des pertes d'énergies. La figure 5.8 (à droite) donne les résolutions avec et sans pré-échantillonneur. Pour une quantité de matière inférieure à $0.25 X_0$, la dégradation en résolution est inférieure à 20 % par rapport à la résolution sans matière ajoutée.

Pour une quantité de $1 X_0$, 9 cellules au moins sont nécessaires pour corriger l'effet engendré par la perte d'énergie. Le rôle joué par le pré-échantillonneur est important puisque la résolution est améliorée par près de 35 % par rapport au cas où il n'est pas utilisé. Néanmoins, la dégradation de la résolution est d'environ 50 % par rapport à la configuration où aucune plaque d'aluminium n'est placée dans le faisceau. Les conditions de cette étude ne sont pas optimales. La matière qui est ajoutée dans le faisceau n'est pas placée directement au contact du calorimètre, mais à plusieurs dizaines de centimètres (> 50 cm). Ceci est simplement lié à l'épaisseur du cryostat de test utilisé. Les gerbes

peuvent donc s'étaler avant de parvenir au pré-échantillonneur. Cet étalement des gerbes est évident puisque 5 cellules du pré-échantillonneur ne permettent pas d'obtenir une résolution aussi bonne qu'avec 9 cellules. Dans le cas d'ATLAS l'essentiel de la matière est situé dans la bobine entre la paroi froide et chaude du cryostat (voir chapitre 4), les gerbes s'étalent moins avant de parvenir au pré-échantillonneur.

Le pré-échantillonneur permet de maintenir sous contrôle la résolution en énergie du calorimètre. La dégradation de la résolution est pratiquement linéaire en fonction des quantités additionnelles de matière.

5.6 Variation de la réponse à la transition de plomb

A la pseudo-rapacité $\eta = 0.7$, l'épaisseur des plaques de plomb passe de 1.8 mm à 1.2 mm. Cette étude a pour but de déterminer la taille de cette transition.

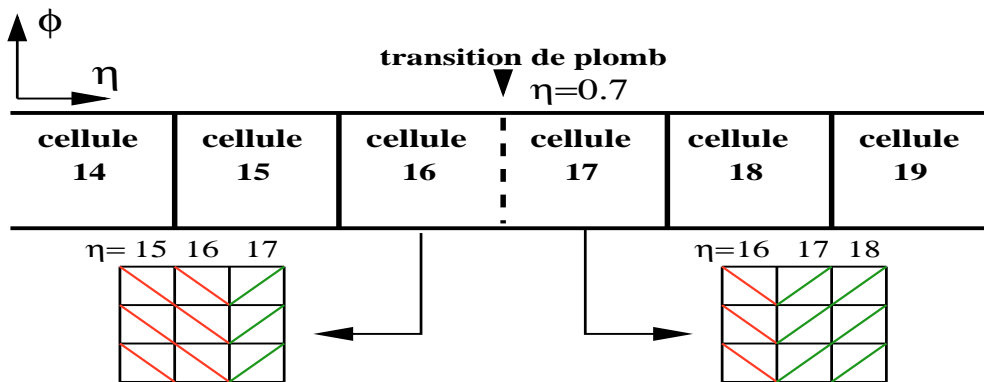


Figure 5.9: Configuration des cellules utilisées pour étudier la variation du signal à la transition de plomb. Les tailles des cellules correspondent à la granularité du 2nd compartiment. Les hachures obliques suivant leur orientation symbolisent les valeurs différentes des pondérations attribuées aux cellules des clusters 3×3 du 2nd compartiment à cheval sur la transition de plomb.

Les cellules situées de part et d'autre de la transition sont exposées à un faisceau d'électrons de 300 GeV. Les tailles de clusters utilisées pour reconstruire l'énergie des électrons sont identiques à celles utilisées précédemment*.

A la transition de plomb le rapport d'échantillonnage du calorimètre change. Pour tenir compte de cet effet, les cellules des clusters situés à cheval sur cette transition ont dû être pondérées différemment les unes des autres. Les pondérations ont été déterminées de chaque côté de la transition à l'aide de clusters suffisamment éloignés pour qu'aucune de leurs cellules ne soit directement au contact de la transition. La référence utilisée pour calculer les pondérations est l'énergie nominale du faisceau d'électrons de 300 GeV qui vaut 287.5 GeV. Cette valeur fixe une échelle d'énergie absolue qui permet d'avoir en moyenne la même énergie reconstruite de part et d'autre de la transition. La figure 5.9

*11 \times 1 cellules en U et V dans le 1^{er} compartiment, un nonet (3×3) pour le 2nd compartiment et 2×3 cellules dans le 3^{ème} compartiment.

schématise la méthode utilisée : les cellules sont pondérées suivant leur emplacement à gauche ou à droite de la transition.

Les cellules UV du 1^{er} compartiment sont orientées suivant un angle de 45° par rapport aux cellules des compartiments 2 et 3 et chevauchent la transition. La pondération est calculée par interpolation linéaire en fonction de la position du point d'impact en η .

Grâce à la pondération cellule par cellule, l'échelle d'énergie est la même pour toutes les cellules du cluster. Les positions des centroïdes des gerbes peuvent être calculée quelle que soit la position du point d'impact des électrons.

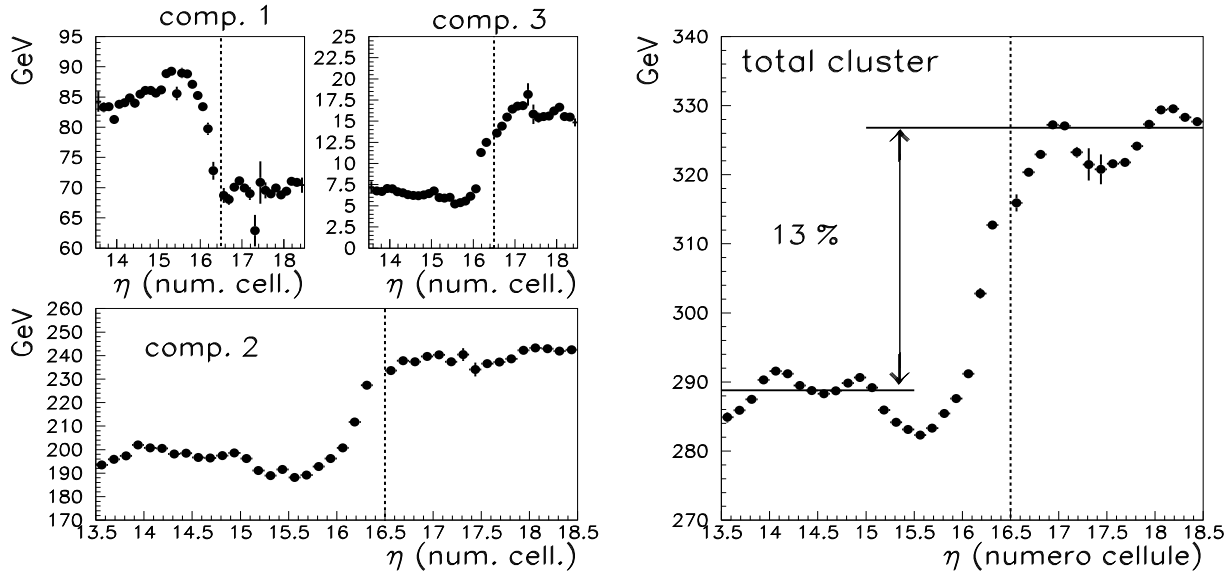


Figure 5.10: *A gauche : profil des dépôts d'énergie dans chacun des compartiments longitudinaux en fonction du point d'impact des électrons autour de la transition de plomb. A droite : profil du dépôt total d'énergie.*

La figure 5.10 présente la variation du signal dans chacun des compartiments du calorimètre et montre le profil de l'énergie totale dans les clusters. Les valeurs de η ont été déterminées par la méthode ci-dessus.

A la transition, l'énergie déposée dans le 1^{er} compartiment diminue. La quantité de matière vue par le 1^{er} compartiment est plus courte après la transition et la gerbe est moins développée. A l'inverse, dans les compartiments 2 et 3 l'échelle d'énergie augmente à cause du rapport d'échantillonnage plus élevé et de l'énergie plus faible déposée dans le compartiment 1. L'amplitude totale du signal déposé dans le calorimètre varie de 13 %.

Cette valeur peut être estimée à partir de la géométrie des cellules. Le rapport d'échantillonnage f_{mip} (voir annexe A) du calorimètre passe de 0.202 à 0.221 à la transition de plomb, soit une variation de l'ordre de 10 % qui est cohérente avec la valeur observée.

La figure 5.11-a donne les résolutions pour les différentes positions du faisceau situées de part et d'autre de la transition. La variation relative de la résolution est de l'ordre de 10 %. La mesure de la résolution par 1/3 de cellule montre qu'une détérioration n'est observable que sur une zone restreinte autour de la transition (voir figure 5.11-b). Dans

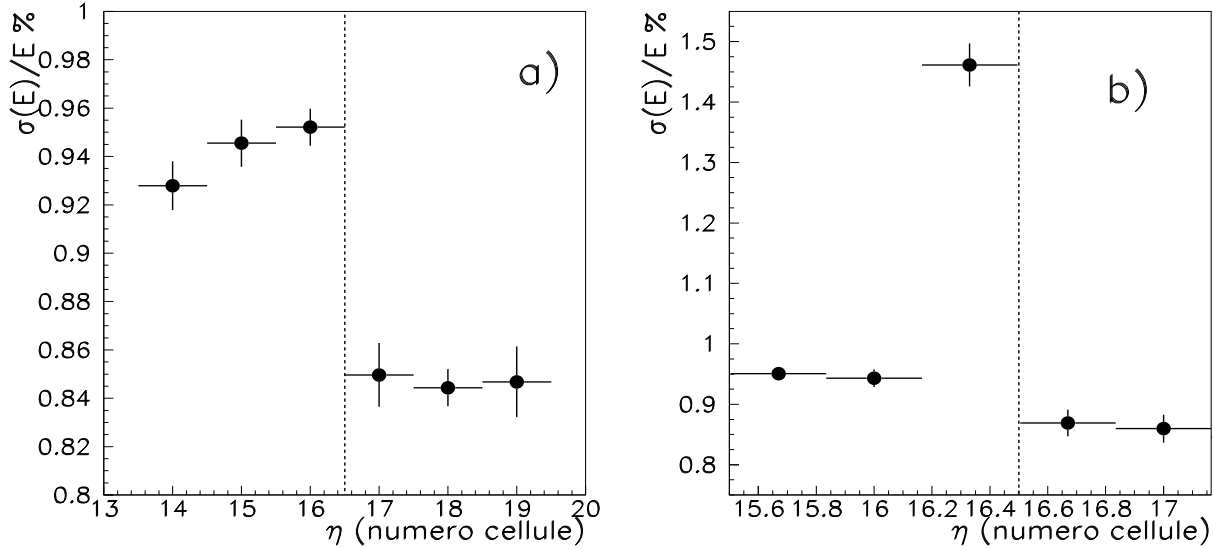


Figure 5.11: Résolutions en énergie de part et d'autre de la transition de plomb calculées, **a)** avec des cellules complètes, **b)** par tiers de cellule en fonction de la position du centroïde dans le second compartiment.

ce cas, sur un tiers de cellule une dégradation de 50 % pour la valeur $\sigma(E)/E$ est observée. Dans ATLAS l'absence de cellules "UV" limitera d'avantage la taille de la transition.

5.7 Etude de l'uniformité de réponse

L'uniformité de réponse a été étudiée sur 24 cellules avec un faisceau d'électrons de 200 GeV. La figure 5.12 donne la distribution des points d'impacts du faisceau dans le compartiment étudié. Les cellules du calorimètre sont numérotées conformément à la granularité du 2nd compartiment, la position $\eta = 1$ correspond à la pseudo-rapidité 0.42.

Une correction globale de la modulation moyenne en η et ϕ a été effectuée sur toutes les cellules explorées dans cette zone. Aux positions proches de la limite des électrodes en kapton, c'est à dire pour les cellules de la ligne $\eta = 12$, une chute du signal de l'ordre de -5 % apparaissant au bord de l'électrode, une correction supplémentaire a été appliquée.

La figure 5.13 (à gauche) donne la réponse normalisée du calorimètre aux différentes positions. La réponse de la cellule ($\eta = 9, \phi = 3$) sert de point de normalisation. 8 des 24 positions étudiées correspondent à des clusters qui contiennent des cellules mortes. La disposition de ces cellules est présentée sur la figure 5.12. Les clusters avec une cellule morte au moins dans le 2nd compartiment ou avec une cellule UV morte au moins dans la cellule centrale ont été éliminés.

L'uniformité de réponse aux 16 positions restantes est comprise entre $\pm 1\%$. La dispersion est égale à 0.66 %.

Le spectre global des énergies reconstruites aux différentes positions est montré sur la figure 5.13 (à droite). La distribution est Gaussienne avec une résolution de 1.25 %.

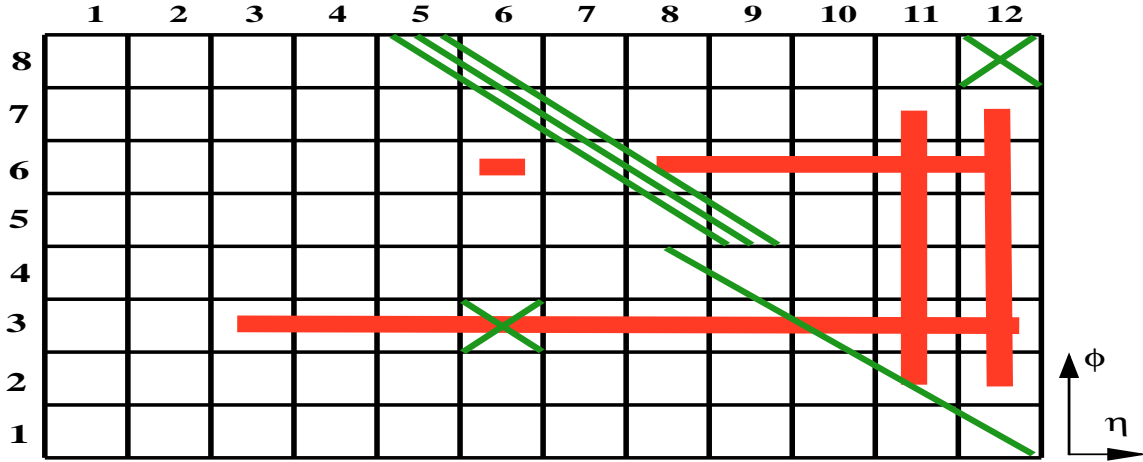


Figure 5.12: Configuration des cellules utilisées pour étudier l'uniformité de réponse. Le quadrillage correspond à la granularité du 2nd compartiment. Les traits les plus épais symbolisent les différentes positions du faisceau, les traits inclinés et les croix correspondent à des cellules mortes respectivement dans les compartiments 1 ou 2.

A partir des résolutions locales en énergie obtenues au paragraphe 5.4.2, le terme constant global du calorimètre sur cette zone peut être estimé. Le terme d'échantillonnage de $11.2 \text{ \%} \cdot \text{GeV}^{1/2}$ représente une contribution de 0.85 \% à la résolution globale. De même le bruit d'électronique de 290 MeV par cluster contribue pour 0.16 \% , la résolution du faisceau est de 0.11 \% . En soustrayant quadratiquement tous ces termes à la résolution globale de 1.25 \% une valeur de 0.85 \% est obtenue pour le terme constant global sur cette zone.

Le calcul du terme constant global peut être effectué à partir de l'uniformité de réponse du calorimètre qui est de 0.66 \% et du terme constant local égal à 0.35 \% . La valeur de 0.75 \% obtenue est compatible avec la précédente.

La valeur publiée par la collaboration RD3 est égale à 0.69 \% sur 153 cellules à basse rapidité [2]. La dispersion sur l'uniformité, mesurée avec 16 points d'impact, de 0.66 \% est proche de la valeur de 0.62 \% associée au terme constant global de 0.69 \% .

5.8 Conclusion et valeur du terme constant global

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent qu'un terme d'échantillonnage compatible avec une valeur de $10 \text{ \%} \cdot \text{GeV}^{1/2}$ à $\eta = 0$ peut être obtenu avec le prototype RD3 équipé d'un détecteur de pied de gerbe intégré et d'une couche de pré-échantillonnage. La linéarité de la réponse en énergie est également de l'ordre de 0.5 \% sur la gamme dynamique attendue pour les photons de désintégration du canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

La couche de pré-échantillonnage permet en outre de maintenir sous contrôle la résolution du calorimètre en cas de matière additionnelle dans le faisceau. Enfin, une uniformité de réponse de 0.66 \% de cellule à cellule a été obtenue.

Dans les simulations qui sont utilisées pour le détecteur ATLAS, une valeur de 0.7 \% est considérée pour le terme constant global du calorimètre EM.

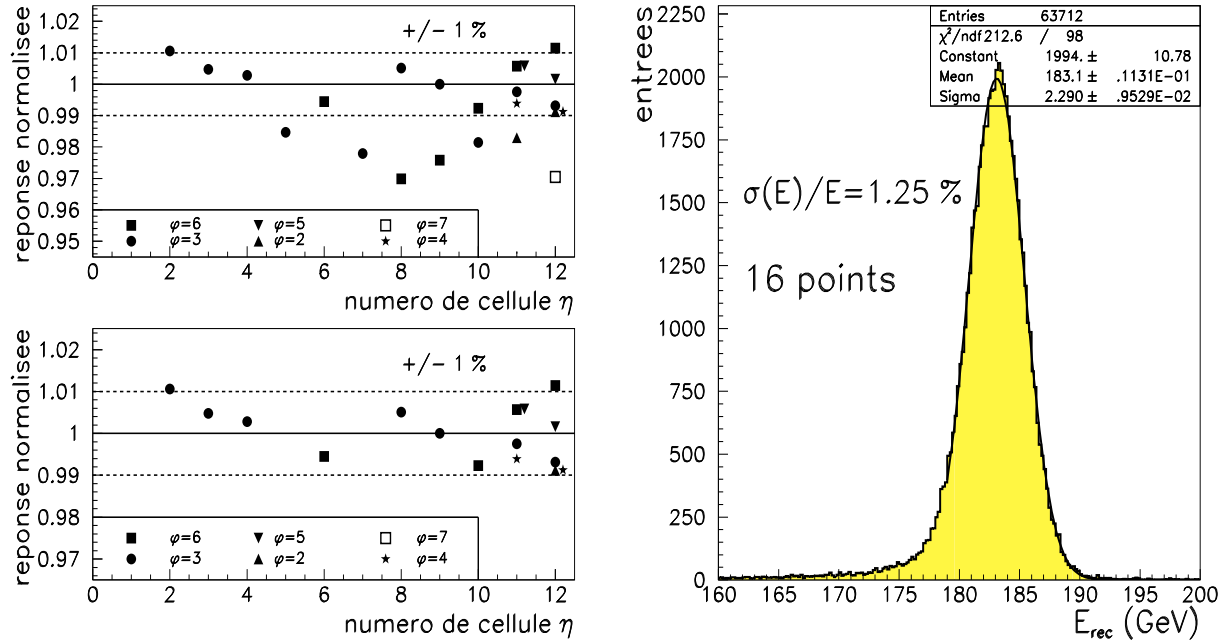


Figure 5.13: *A gauche: Energies moyennes reconstruites aux différents points d'impact du faisceau. Le point qui correspond à la cellule ($\eta = 9, \phi = 3$) est utilisé pour la normalisation. Sur la courbe du dessus la réponse de toutes les cellules est donnée, au dessous seules les positions éloignées des cellules mortes sont montrées. A droite: spectre d'énergie reconstruite à partir des 16 points d'impact du faisceau suffisamment éloignés d'une cellule morte.*

La table 5.3 donne une comparaison des différentes contributions au terme constant global dans le cas du prototype RD3 2 mètres [2] et dans le cas du calorimètre électromagnétique d'ATLAS [6]. Cette comparaison est faite dans une zone $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$, équivalente à $1/7$ d'un module du baril EM. Un terme constant de l'ordre de 0.45 % est prévu pour ATLAS, puisque certains effets liés à la calibration électronique ou aux tolérances mécaniques seront mieux maîtrisés.

Le terme constant global du calorimètre tiendra également compte d'effets à plus longue distance: gradients de température, variation des pertes d'énergies dans les matériaux disposés devant le calorimètre en fonction de η et de ϕ ... Pour contrôler ces effets une intercalibration des zones $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$ sera effectuée indépendamment du détecteur interne en se servant de la contrainte de masse du Z^0 dans les désintégrations $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ reconstruites par le calorimètre. Une statistique de 50000 Z^0 accumulable en moins de 3 jours à une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ sera suffisante pour intercaler les zones à mieux que 0.4 %.

Le terme constant global du baril est dans ce cas estimé à une valeur de l'ordre 0.6 %. Dans les bouchons, les corrections résiduelles sur les valeurs des fractions d'échantillonnage variables avec $|\eta|$ font passer ce chiffre à 0.7 %. Une valeur de 0.7 % est considérée pour l'ensemble du calorimètre dans la simulation.

source	effet	prototype	ATLAS
mécanique	modulation ϕ résiduelle	0.3 %	< 0.2%
	uniformité des gaps de LAr	0.15 %	< 0.15%
	épaisseur des absorbeurs	0.3 %	< 0.2%
calibration	précision d'amplitude	0.25 %	< 0.25%
	différence signal injecté et signal physique	-	< 0.2%
	précision en temps	0.2 % (T&H)	0 (pipeline)
Total		$\simeq 0.6\%$	$\simeq 0.45\%$

Tableau 5.3: *Estimation des différentes contributions au terme constant global sur le prototype RD3 et pour ATLAS.*

Bibliographie

- [1] B. Aubert et coll. (Collaboration RD3), *NIM A* **309** (1991) 438, *NIM A* **321** (1992) 467, *NIM A* **325** (1993) 116, *NIM A* **330** (1993) 405 et *NIM A* **364** (1995) 290; R.A. Davis et coll. (Collaboration RD3), CERN-PPE 96-123 (1996).
- [2] D.M. Gingrich et coll. (Collaboration RD3), *NIM A* **364** (1995) 290.
- [3] M. Lefebvre, G. Parrou et P. Pétroff, note interne à la collaboration RD3 numéro 41 (1993).
- [4] J. Colas, S. Jézéquel et B. Mansoulié, note interne à la collaboration ATLAS, CALO-040 (1994); I. Wingerter-Seez, présentation à la *Vst International Conference on Calorimetry in HEP*, Brookhaven (Etats-Unis) 1994.
- [5] J.Y. Hostachy, présentation à la *Vst International Conference on Advanced Technology and Particle Physics*, VillaOlmo (Italie) 1996.
- [6] groupe “argon liquide” de la collaboration ATLAS, *Technical Design Report*, CERN-LHCC 96-40 (1996).

Chapitre 6

Potentiel de découverte du Higgs
dans le mode $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Contenu du chapitre

6.1	Introduction	217
6.2	Bruits réductibles	218
6.2.1	Événements jet-jet et γ -jet	218
6.2.1.1	Taux d'événements	218
6.2.1.2	Critères de réjection	218
6.2.2	Bruit de fond résonant $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, si $m_{H^0} = m_{Z^0}$	224
6.3	Bruits irréductibles	225
6.3.1	Coupages cinématiques contre les processus Born et Box	226
6.3.2	Événements de quark Bremsstrahlung	228
6.4	Reconstruction du signal et résolutions sur la masse du H^0	235
6.4.1	Reconstruction du signal	236
6.4.2	Etude de la résolution de la masse invariante	239
6.5	Signification statistique et potentiel de découverte	244
6.5.1	Définition de la signification statistique	244
6.5.2	Section efficace du bruit de fond total	244
6.5.3	Nombre d'événements $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	245
6.5.4	Calcul de la signification statistique	247
6.5.5	Modes de production associée et analyses exclusives	251
6.6	Conclusion	254

6.1 Introduction

Ce chapitre présente le potentiel du détecteur ATLAS pour la découverte du Higgs se désintégrant en une paire de photons dans le domaine de masse compris entre 80 GeV/c² et 150 GeV/c². L'annexe B donne le potentiel de découverte du Higgs dans ATLAS, indépendamment de ce canal et met en évidence l'importance du mode H⁰ → γγ pour une recherche du Higgs au LHC dans l'intervalle de masse compris entre 80 GeV/c² et 130 GeV/c².

L'analyse consistera en la recherche de deux photons isolés de haute énergie transverse. La section efficace de production des événements de bruit de fond domine par près de huit ordres de grandeurs celle du signal. La réjection nécessaire impose donc de très fortes contraintes sur le détecteur, en particulier sur le calorimètre électromagnétique.

Les événements de bruit de fond sont de deux types :

- Le premier est réductible. Il est lié au taux élevé de paires de jets de hadrons qui donnent lieu à des états finals contenant plusieurs photons. Une grande partie de ce bruit de fond peut être rejetée en demandant que les gerbes produites dans les calorimètres soient purement électromagnétiques et isolées. Une faible fraction des événements qui échappent à ces critères correspond à des π⁰, ou des η, de haute impulsion transverse. Le rôle du détecteur de pied de gerbe intégré au calorimètre est d'identifier les paires de photons produites dans leurs désintégrations.
- Le second est irréductible. Il correspond à la production directe de paires de photons. Des coupures cinématiques et d'acceptance sont employées pour diminuer le taux de ce bruit de fond. L'un des processus correspond au rayonnement d'une paire de photons par un quark avant fragmentation (quark Bremsstrahlung). Cette contribution n'est pas parfaitement connue, elle a été estimée à la fois à partir d'une simulation incomplète de PYTHIA et d'un calcul semi-analytique. En outre il n'est pas totalement irréductible car il peut être en partie rejeté après isolement des photons par rapport au jet du quark.

Après les coupures d'analyse, le taux de bruit de fond par intervalles de masse de l'ordre de 10 GeV/c² reste supérieur au signal par plus de 2 ordres de grandeur. Dans le domaine de masse considéré le Higgs possède une largeur naturelle de l'ordre de 10 MeV/c². La résolution expérimentale joue donc un rôle crucial dans le potentiel de découverte. A l'aide des résultats obtenus au chapitre 3 (optimisation du bruit d'électronique et d'empilement) et au chapitre 4 (optimisation du terme d'échantillonnage du calorimètre) une étude détaillée de la résolution expérimentale est présentée. Finalement, compte tenu du bruit de fond et de la résolution expérimentale, la signification statistique est calculée en fonction de la masse du Higgs entre 80 GeV/c² et 150 GeV/c², pour des valeurs de luminosité intégrée de 10⁵ pb⁻¹ et 3.10⁴ pb⁻¹.

6.2 Bruits réductibles

6.2.1 Evénements jet-jet et γ -jet

6.2.1.1 Taux d'événements

Les événements jet-jet sont produits par interactions gg , $q\bar{q}$ ou gq . Le bruit de fond γ -jet est lié à la production d'un photon avec un jet de hadron. Le taux de production des événements jet-jet et γ -jet a été estimé par rapport à celui des paires irréductibles de photons [1]. Cette estimation est basée sur une simulation de 10^6 jets réalisée à l'aide de PYTHIA 5.7 [2] (avec les fonctions de structure CTEQ) [3].

Pour cette analyse, les coupures d'acceptance et d'énergie transverse, adaptées à la réduction du continuum de paires de photons ont été appliquées. Ces coupures seront détaillées et justifiées aux paragraphes 6.3.1 et 6.4. Elles consistent à sélectionner des paires jet-jet, γ -jet et $\gamma\gamma$ avec un photon ou un jet d'énergie transverse supérieure à 40 GeV ($E_T^1 > 40$ GeV), le second étant supérieur à 25 GeV ($E_T^2 > 25$ GeV). Ces événements sont contenus dans l'acceptance géométrique $|\eta| < 2.5$. Les énergies des jets sont reconstruites au niveau cinématique, leur résolution est fixée par la résolution du détecteur [4]. Par la suite, seules les paires de masse invariante comprise entre 70 GeV/ c^2 et 170 GeV/ c^2 sont conservées pour une simulation complète.

Le taux relatif du bruit de fond de jets par rapport à celui des paires irréductibles $\gamma\gamma$, après les coupures de sélection, est de 2×10^6 et 8×10^2 respectivement pour les processus jet-jet et γ -jet [5]. Ces chiffres souffrent d'incertitudes théoriques et expérimentales importantes. Un facteur 2 vient de la prédiction des sections efficaces de production des paires de jets (ordres supérieurs de QCD, fonctions de structure, choix des échelles de Q^2 ...) [6]. Un facteur 1.5 par jet est lié à la connaissance du taux de π^0 isolés (fonctions de fragmentation des jets) [7]. Un autre facteur 2 par jet est lié à la simulation de la réponse du détecteur (géométrie des différents modèles utilisés, processus de physique pour décrire l'interaction des hadrons dans la matière, ...). De la combinaison de ces différents facteurs résulte une incertitude au moins égale à 5 pour les événements jet-jet et de l'ordre de 3 pour les processus γ -jet.

Afin de tenir compte de ces incertitudes, il est nécessaire de réduire ces bruits de fond au niveau de 20 % du bruit irréductible $\gamma\gamma$. Ainsi, une réjection de 2×10^7 contre le bruit jet-jet et 8×10^3 contre le bruit γ -jet est nécessaire. En considérant que les réjections des 2 jets d'une paire sont non corrélées, un facteur de réjection γ /jet de l'ordre de 5000 par jet, avec un taux d'efficacité de 80 % pour des photons d'énergie transverse comprise entre 25 et 75 GeV, permet d'atteindre cet objectif.

6.2.1.2 Critères de réjection

- Sélection des gerbes électromagnétiques isolées

Le pouvoir de réjection aux jets a été calculé en simulant complètement la réponse du détecteur ATLAS à des photons et des jets [5]. Cette étude a été réalisée avant le

choix définitif de la géométrie des divers sous-détecteurs, avec un modèle de calorimètre électromagnétique équipé d'un détecteur de pied de gerbes séparé. La simulation de 10^6 jets demande un très gros effort de calcul à la collaboration et ne peut être réalisée que de façon ponctuelle.

Deux lots d'événements ont été simulés uniformément dans le domaine $|\eta| < 2.5$. Le 1^{er} lot correspond à 10^6 jets issus de partons d'énergie transverse minimale 17 GeV et à 1500 photons de $E_T = 20$ GeV (lot de bas E_T). Le 2nd lot correspond à 2×10^5 jets issus de partons d'énergie transverse minimale 35 GeV et à 1500 photons de $E_T = 40$ GeV (lot de haut E_T).

Les coupures de réjection des jets reposent sur l'utilisation de la segmentation longitudinale et transverse des calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Elles permettent de sélectionner les gerbes électromagnétiques isolées. Les variables discriminantes sont définies à partir des distributions longitudinales et transverses des gerbes électromagnétiques :

- L'énergie transverse déposée dans un cluster de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ du calorimètre hadronique, derrière un amas électromagnétique, doit être inférieure à 500 MeV. Cette coupure élimine la majorité des jets de hadrons.
- Le rapport des énergies reconstruites dans 2 tailles de clusters du 2nd compartiment du calorimètre électromagnétique, défini par $\frac{(E_{comp2}^{7 \times 7} \cdot 1 E_{comp2}^{3 \times 5})}{E_{comp2}^{3 \times 5}}$ doit être typiquement inférieur à 10 %. Cette coupure assure l'isolement transverse des gerbes électromagnétiques.
- Les moments d'ordre 2 des distributions en énergie suivant η et ϕ (σ_η et σ_ϕ) dans un cluster du 2nd compartiment électromagnétique, doivent être inférieurs à 0.02 (la granularité des cellules est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0245$). Cette coupure élimine les gerbes issues d'un jet de plusieurs particules puisqu'une gerbe avec un seul photon est plus étroite.
- La fraction d'énergie déposée dans les 4 cellules les plus énergiques d'un cluster du 2nd compartiment électromagnétique doit être typiquement supérieure à 2/3.

Les coupures sont ajustées pour une efficacité de 90 % aux photons. Un facteur de réjection de 1200 est obtenu pour le lot de bas E_T et de 2500 pour le lot de haut E_T . A ce niveau d'analyse le fond réductible est équivalent au continuum irréductible : pour des masses invariantes comprises entre 70 GeV/c² et 170 GeV/c², le rapport jet – jet/ $\gamma\gamma$ varie de 30 % à 50 % et le rapport γ –jet/ $\gamma\gamma$ de 70 % à 35 %. Ces performances n'ont pas été obtenues avec la configuration finale du détecteur et doivent être considérées comme des approximations.

Environ 75 % des jets qui passent ces coupures sont des événements pour lesquels un ou plusieurs π^0 emportent pratiquement toute l'énergie du jet. Dans environ 5 % des cas, il s'agit de η , de η' ou de ω . Ces π^0 , η , η' et ω se désintègrent en 2 photons dont les gerbes se superposent dans le calorimètre électromagnétique. Le reste des jets est associé à des événements de quark Bremsstrahlung (émission initiale d'un photon par un quark) dans

10 % des cas, à des photons directs (5 %) et à des électrons issus des désintégrations de quarks b ou de bosons W^\pm et Z^0 mal identifiés (5%).

• Réjection des π^0 isolés

La réjection des π^0 ($\eta, \eta', \omega, \dots$) isolés avec des valeurs d'énergie transverse, comprise entre 25 et 75 GeV, est la dernière étape dans la réduction du bruit de fond des jets. Un facteur 3 de réjection contre les π^0 isolés est nécessaire, pour réduire le bruit de fond des jets à un niveau 5 fois inférieur à celui de la production directe de paires de photons.

Les désintégrations des π^0 en une paire symétrique de γ sont potentiellement les plus dangereuses. Dans ce cas, à un rayon R de 1.5 m par rapport au vertex (face d'entrée du calorimètre) et pour $\eta = 0$, la distance minimale D_{min} qui sépare les 2 photons de désintégration d'un π^0 de $E_T = 50$ GeV, est égale à 8 mm*. La fine granularité en η ($\Delta\eta = 0.003$) du détecteur de pied de gerbe, intégré au 1^{er} compartiment du calorimètre électromagnétique accordéon, et son découpage en profondeur à une longueur totale constante de 6 X_0 , permettent de rejeter efficacement les paires de photons issues des π^0 [8] [9]. Pour $\eta = 0$, la taille transverse des cellules est de l'ordre de 4.5 mm sur la face d'entrée. La longueur de radiation totale de 6 X_0 assure une probabilité de conversion des photons supérieure à 99 %. De plus, les gerbes électromagnétiques ont des tailles transverses suffisamment faibles pour être séparées, puisque leur développement longitudinal commence à peine.

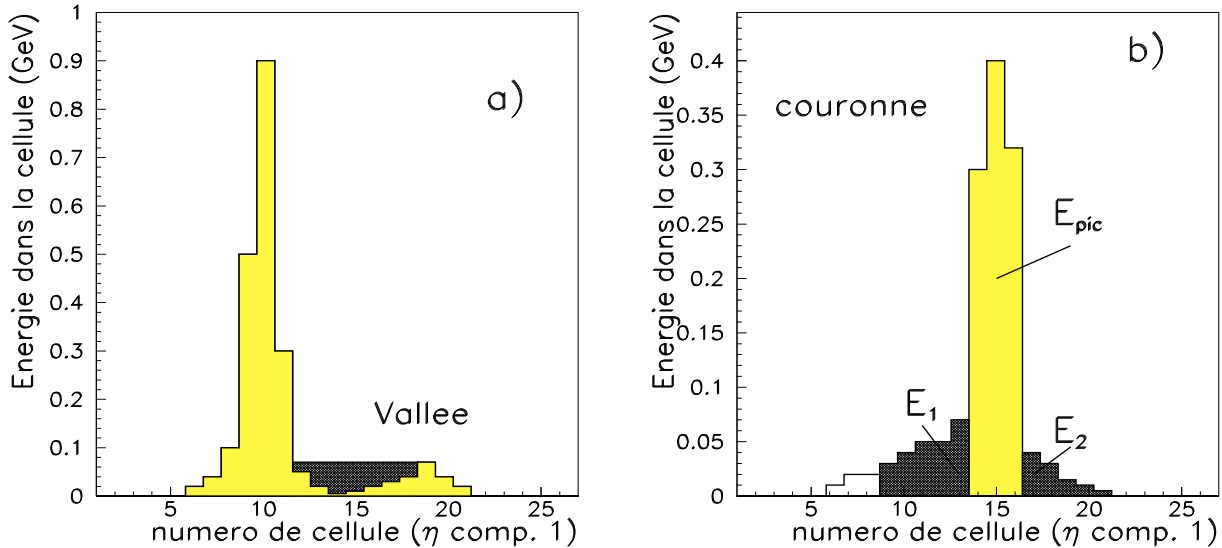


Figure 6.1: **a)** Exemple d'un événement typique d'un $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ permettant de calculer la valeur de la variable discriminante "vallée". **b)** Exemple d'événement typique d'un $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ permettant de calculer la valeur de variable discriminante "couronne".

Le potentiel de réjection des π^0 a été estimé en simulant la réponse du détecteur à des π^0 et des γ de $E_T = 50$ GeV. Les coupures appliquées consistent dans un premier temps à

* $D_{min} = R \times \frac{2m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}}$.

rejeter les événements avec deux pics séparés, puis ceux avec un dépôt d'énergie largement étalé. Finalement l'étude du coeur de la gerbe est utilisée pour identifier les photons très proches.

La figure 6.1-a présente un dépôt d'énergie dans chacune des cellules du 1^{er} compartiment. Dans un premier temps seules sont conservées les cellules ayant un signal au moins deux fois supérieur au niveau moyen du bruit d'électronique et d'empilement. Dans un intervalle de ± 15 cellules autour du centre de gravité de l'amas, une recherche des deux pics les plus énergiques est effectuée [†]. La variable "vallée", définie par la surface entre les 2 maxima, est présentée sur la figure 6.2 (à gauche), pour des γ et des π^0 produits à $|\eta| = 0.6$. Une coupure à 0.02 permet de conserver quasiment tous les γ (environ 99 %) tout en rejetant plus de 15 % des π^0 .

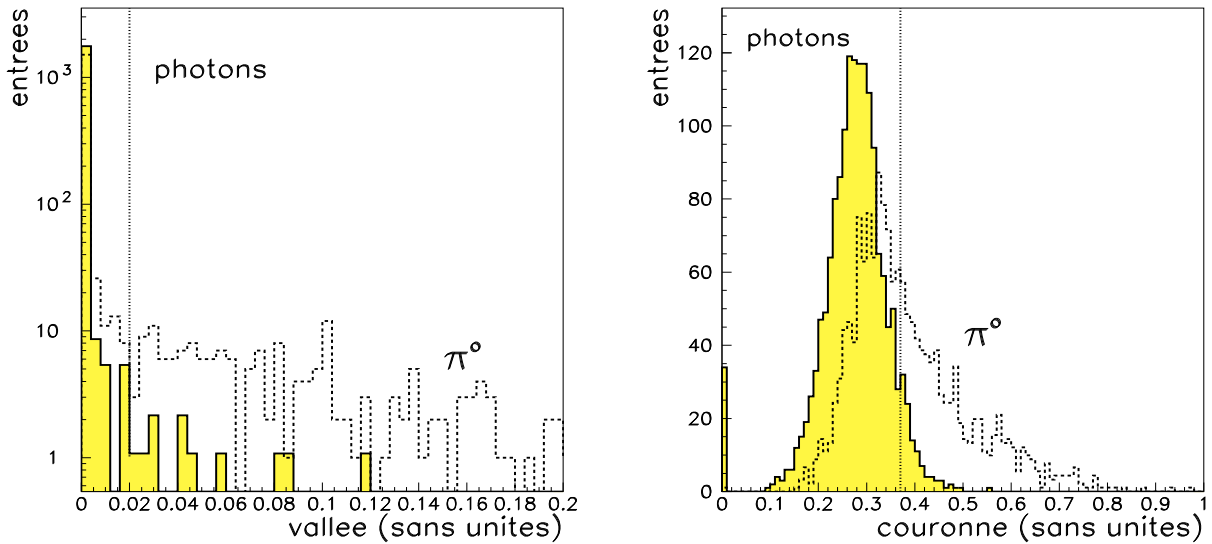


Figure 6.2: *A gauche: exemple de distributions de la variable "vallée", calculées pour des γ et des π^0 de $E_T = 50$ GeV à $|\eta| = 0.6$. A droite: exemples des distributions de la variable "couronne" dans les mêmes conditions.*

La figure 6.1-b présente le dépôt d'énergie dans chacune des cellules du 1^{er} compartiment pour une paire de photons non résolue. La somme des énergies $E_1 + E_2$ des 10 cellules situées en η de part et d'autre de la cellule avec le plus grand dépôt d'énergie et de ses deux voisines est d'abord calculée. Le rapport de cette somme sur les énergies des 3 cellules centrales définit une variable discriminante appelée "couronne". La figure 6.2 (à droite) montre les distributions de cette variable pour des γ et des π^0 produits à $|\eta| = 0.6$, après sélection des événements par la variable "vallée". Pour les photons, la distribution est majoritairement située à des valeurs inférieures à 0.3 ou 0.5, suivant les valeurs de $|\eta|$. Une coupure sur cette distribution réduit de moitié la population des lots initiaux de π^0 et l'efficacité pour les γ est supérieure à 92 %.

Les π^0 restants correspondent à des paires de photons dont les gerbes sont superposées.

[†]Un pic est défini par: $E_i > E_{i\pm 1}$.

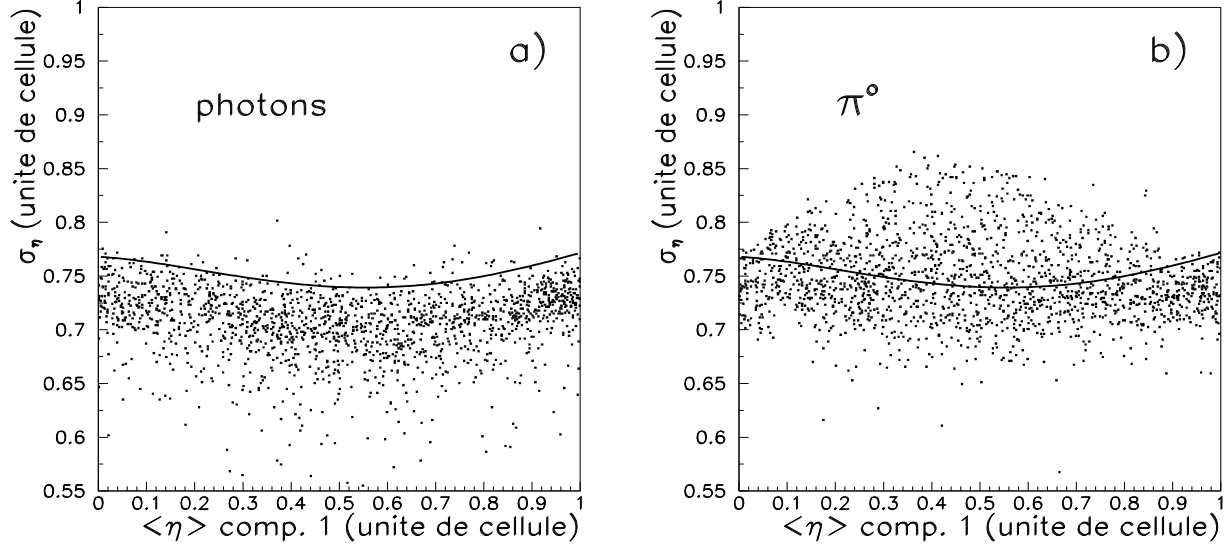


Figure 6.3: Valeurs des moments d'ordre 2 des distributions en énergie suivant η (σ_η) calculées en fonction de la position relative en η du centroïde dans le compartiment 1. À gauche : pour les photons et à droite : pour des π^0 de $E_T = 50$ GeV produits à $|\eta| = 0.6$.

Les valeurs des moments d'ordre 2 des distributions en énergie suivant η (σ_η), calculées avec les 3 cellules centrales, apportent toutefois une information supplémentaire. La figure 6.3 présente la distribution de σ_η en fonction de la position du centre de gravité dans la cellule centrale après correction de la “forme en S” (voir chapitre 4). Comme attendu la largeur est plus grande dans le cas des π^0 . Une coupure à 2 dimensions, représentée sur la figure, rejette plus du tiers des π^0 et garde pratiquement tous les γ .

La figure 6.4 (à gauche) donne la réjection totale aux 3 coupures, optimisées pour une efficacité de 90 % au lot initial de photons. Cette réjection est de l'ordre de 3 sur toute l'acceptance. À $|\eta| = 1.5$, la dégradation observable correspond au maximum de la distribution de matière dans le détecteur interne. Dans le cas où le calorimètre seul est utilisé, la réjection est meilleure pour des photons non convertis dans le détecteur interne. Cependant, il est possible d'utiliser le détecteur interne pour identifier les photons qui se convertissent et mesurer l'énergie transverse de la paire e^+e^- .

Un premier critère est défini en comptant le nombre de conversions observées dans un cône $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ autour de l'amas d'énergie du photon ou du π^0 . La taille du cône est ajustée sur celle du cluster qui sert à reconstruire l'énergie de l'amas. Si au moins 2 conversions sont observées, l'événement est identifié comme un π^0 et rejeté. La recherche des conversions de photons peut se faire jusqu'à des rayons de 90 cm par rapport à l'axe des faisceaux.

Si une conversion est observée à un rayon $R_{conv.}$ inférieur à 80 cm, l'impulsion transverse de la paire e^+e^- peut être reconstruite. La résolution sur la mesure du P_T de la paire e^+e^- est paramétrée à l'aide de la formule [8] :

$$\frac{\Delta P_T}{P_T} = \frac{1.3 \cdot 10^{-3}}{l^2} \times P_T \quad (6.1)$$

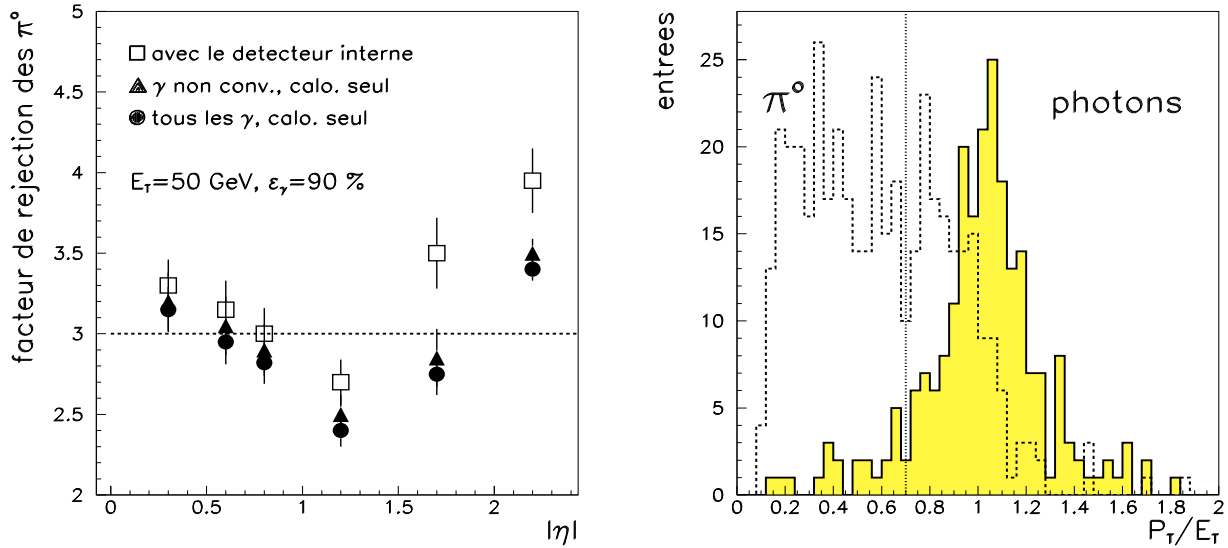


Figure 6.4: *A gauche*: valeurs des réjections obtenues en fonction de $|\eta|$ avec des γ et des π^0 de $E_T = 50$ GeV. Les valeurs sont données pour différentes configurations correspondant à l'utilisation ou non du détecteur interne. *A droite*, exemple de distribution du rapport P_T/E_T pour des γ et des π^0 produits à $|\eta| = 0.6$ (la fraction de photons convertis est de l'ordre de 15 %).

où, $l = 105$ cm $- R_{conv.}$ est la longueur des traces (105 cm est le rayon externe du TRT). Le rapport de l'impulsion transverse reconstruite pour la paire e^+e^- sur l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre permet d'effectuer une réjection supplémentaire. En effet, le calorimètre mesure dans un même cluster l'énergie totale des deux photons du π^0 , alors que l'impulsion reconstruite ne correspond qu'au photon qui s'est converti. La figure 6.4 (à droite) montre un exemple de distribution de la variable P_T/E_T à $|\eta| = 0.6$. Elle est centrée à 1 pour les photons. Après élimination des événements pour lesquels $P_T/E_T < 0.7$, la figure 6.4 (à gauche) montre l'amélioration de la réjection.

A plus basse énergie, la réjection est meilleure, les paires de photons sont d'avantage ouvertes : à $|\eta| = 0.3$, on obtient 4.2 avec le calorimètre seul pour des π^0 de $E_T = 25$ GeV et 4.5 avec le détecteur interne en plus.

• Contribution finale des paires jet-jet et γ -jet

En combinant le facteur 3 de réjection aux π^0 , les valeurs des réjections contre les jets sont égales à (3600 ± 150) pour le lot de bas E_T ($E_T > 17$ GeV) et à (7500 ± 380) pour le lot de haut E_T ($E_T > 35$ GeV) [5]. L'efficacité totale des photons aux différentes coupures est fixée à 80 %.

La figure 6.5 [1] présente le rapport des taux de bruits de fond jet-jet/ $\gamma\gamma$ et γ -jet/ $\gamma\gamma$ en fonction de la masse invariante des paires sélectionnées. Le gain relatif lié à la réjection des π^0 est compris entre 3 et 9 suivant la masse invariante de la paire. Les rapports jet-jet/ $\gamma\gamma$ et jet- γ / $\gamma\gamma$ sont toujours inférieurs à 20 % sur tout le domaine de masse

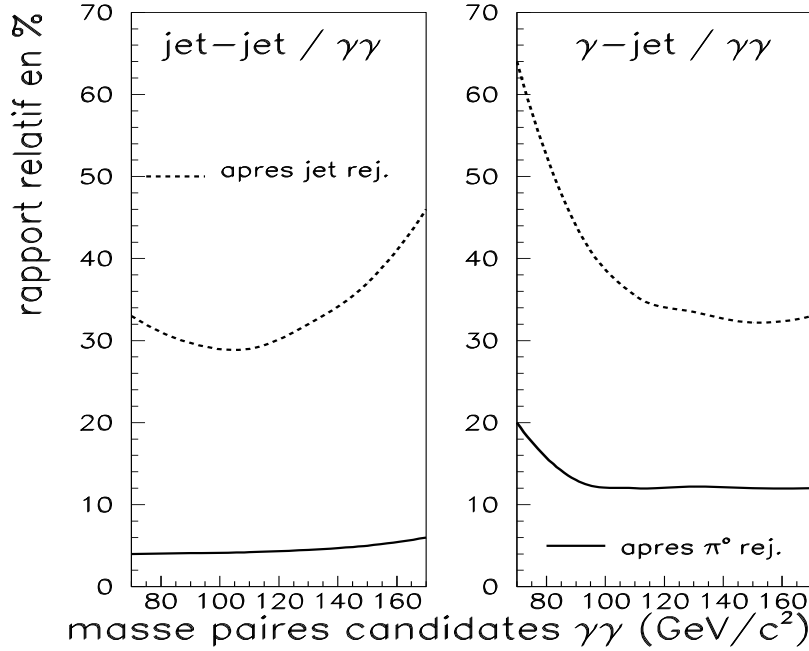


Figure 6.5: *Rapports après réjection γ /jet entre la section efficace des paires jet-jet (à gauche) et γ -jet (à droite) et celle des paires diphotons irréductibles (après coupures de sélection). Les rapports sont donnés en fonction de la masse invariante des paires candidates, en tirets après les coupures calorimétriques classiques (efficacité des photons de 90 %), en trait continu après utilisation du détecteur de pied gerbe intégré (efficacité des photons de 80 %).*

compris entre 80 et 150 GeV/c^2 , utilisé pour la recherche $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Ils sont respectivement égaux en moyenne à 5 % et 12 %.

La géométrie des différents sous-détecteurs d'ATLAS étant maintenant définitive, il est prévu de simuler la réponse complète du détecteur à 10^7 jets. Les valeurs des facteurs de réjection γ /jet seront sans doute meilleures puisque les performances du calorimètre à accordéon ont été améliorées depuis la précédente étude (voir chapitre 4). De plus, pour rejeter les jets de hadrons, d'autres coupures utilisant mieux la segmentation longitudinale du calorimètre en 3 compartiments [10], pourront être employées. Par exemple, puisque la longueur de radiation totale du 2nd compartiment du calorimètre électromagnétique est fixée à 24 X_0 dans le modèle final, les dépôts d'énergie dans le compartiment 3 sont faibles pour des photons de moins 200 GeV contrairement aux hadrons qui démarrent leurs gerbes plus tardivement.

6.2.2 Bruit de fond résonant $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, si $m_{H^0} = m_{Z^0}$

Au LHC, la section efficace de production du $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ est proche de 1 nb, soit environ 25000 fois plus grande que celle du canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, si $m_{H^0} = m_{Z^0}$. Sans l'aide du détecteur

interne, les paires e^+e^- simulent un événement $\gamma\gamma$ dans le calorimètre électromagnétique. Au chapitre 2, l'examen des performances du détecteur interne, à haute luminosité, a montré que les électrons de $E_T = 40$ GeV peuvent être distingués des γ de même énergie, dans 99.8 % des cas avec une efficacité relative de 85 % pour les photons [11]. Le facteur de réjection correspondant est de l'ordre de 500. Appliqué aux événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, ce facteur ramène cette contribution à un niveau inférieur à 15 % de celui du signal. Le prix à payer est une diminution relative de l'efficacité du signal par un facteur de l'ordre de 30 % à la masse du Z^0 .

Les bruits de fond non résonants liés aux paires de photons rayonnées par les e^\pm et μ^\pm de désintégration du Z^0 et par les quarks top dans les processus durs de production $t\bar{t}$, sont faibles vis à vis du signal et relativement plats au delà de 80 GeV/c² [12]. Cette source de bruit de fond, très petite devant le continuum diphoton, sera négligée par la suite.

6.3 Bruits irréductibles

A la suite des coupures $\gamma - \text{jet}$, le bruit de fond est dominé par la production des paires de photons directs. Les processus responsables de ces événements sont de trois types, et leurs diagrammes sont présentés sur la figure 6.6 [13] :

- L'annihilation d'une paire quark-antiquark correspondant au diagramme de Born : $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ (ordre α_{QED}^2).
- L'annihilation d'une paire de gluons correspondant au diagramme en boîte, avec une boucle de quarks, appelé processus Box : $gg \rightarrow \gamma\gamma$ (ordre $\alpha_s^2\alpha_{QED}^2$).
- Les processus d'émission d'une paire de photons rayonnés dans l'interaction d'un quark et d'un gluon : $qg \rightarrow q\gamma\gamma$, appelés Bremsstrahlung de quark.

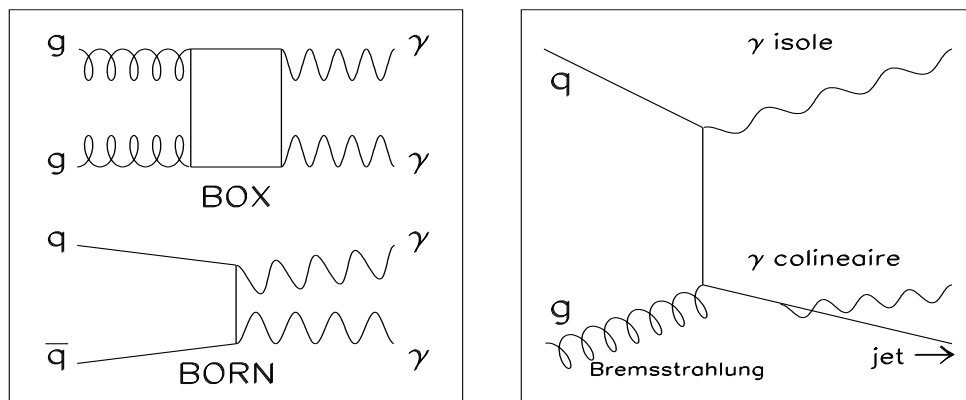


Figure 6.6: Diagrammes des contributions au continuum diphotons : Born et Box (à gauche), quark Bremsstrahlung (à droite).

Les processus Born et Box ont des états finals à 2 photons, seules des coupures cinématiques permettent de réduire leur taux.

Le bruit de fond de quark Bremsstrahlung n'est pas réellement irréductible en raison de la présence du parton qui, après rayonnement d'un photon colinéaire dans l'état final, se fragmente en un jet de hadrons.

6.3.1 Coupures cinématiques contre les processus Born et Box

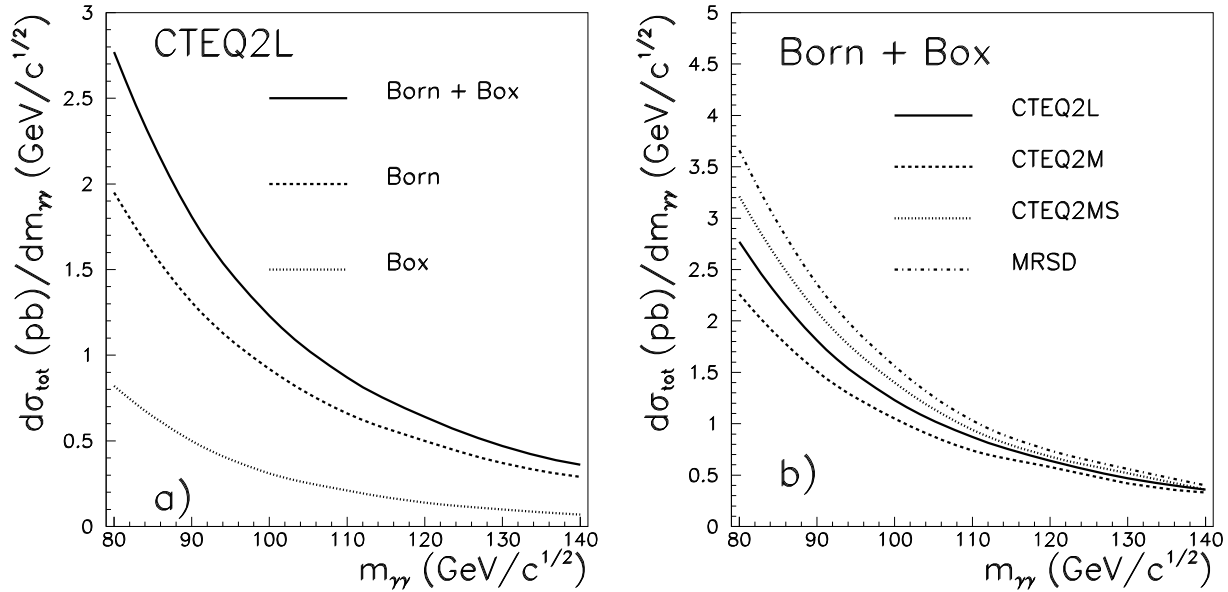


Figure 6.7: **a)** Sections efficaces de production des processus Born et Box avec la fonction CTEQ2L. **b)** Evolution de la section efficace totale pour différents choix de fonctions de structures.

Les calculs des processus de production de paires de photons directs Born et Box sont disponibles dans PYTHIA 5.7 [2], à l'ordre des logarithmes dominants. Ce programme est utilisé pour évaluer les sections efficaces de production. Les paires de photons considérées par la suite ont une masse invariante, $m_{\gamma\gamma}$, comprise entre 70 GeV/c² et 170 GeV/c².

La figure 6.7-a [1] donne les valeurs des sections efficaces de production de chacun des 2 processus, calculées à l'aide de la fonction de structure CTEQ2L. La section efficace de production, avant coupures, est comprise entre $\frac{d\sigma}{dm_{\gamma\gamma}} = 3$ pb/GeV/c² et 0.4 pb/GeV/c², soit entre 100 et 10 fois la section efficace du signal. Il faut noter également que le processus Born est dominant devant le processus Box.

La figure 6.7-b [1] montre que le choix des diverses fonctions de structures, utilisées pour calculer la section efficace totale de production [16], introduit une erreur de l'ordre de ± 30 %. Cette erreur diminue aux plus hautes valeurs de masses. Par la suite seules les fonctions de structure de type CTEQ2L sont employées.

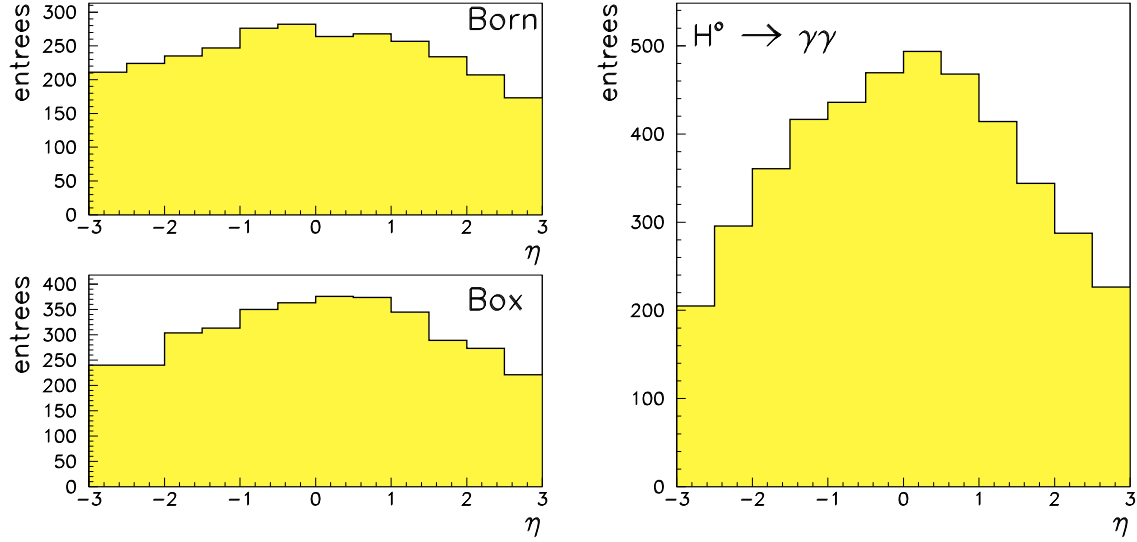


Figure 6.8: *Distributions des valeurs de la pseudo-rapidity suivant laquelle les photons sont émis. A gauche, pour les processus Born et Box, à droite, pour le signal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$.*

Les distributions cinématiques de la pseudo-rapidity et des énergies transverses des photons produits dans les processus Born et Box sont montrées sur les figures 6.8 et 6.9. Les distributions qui correspondent au signal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ sont issues d'une simulation des processus dominant la production, à une masse de $100 \text{ GeV}/c^2$ (fusion gg , WW , ZZ , $q\bar{q}$, voir chapitre 1). Dans le cas du signal, chacun des photons est étiqueté comme étant le photon 1 ou 2 suivant qu'il possède ou non la plus grande énergie transverse de la paire. Les différents histogrammes sont normalisés au même nombre d'entrées.

Comme la distribution en pseudo-rapidity des photons est plus centrale dans le cas du signal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, une coupure $|\eta| < 2.5$ est requise dans l'acceptance des photons. Au delà de $|\eta| = 2.5$ il est techniquement difficile d'équiper le calorimètre de cellules avec des granularités suffisamment fines pour reconstruire avec précision les photons et pour effectuer la séparation γ - jets ($\pi^0(\rightarrow \gamma\gamma)$). De plus, l'acceptance du détecteur interne est limitée à cette valeur. Des coupures fiducielles sur les zones d'acceptance $1.37 < |\eta| < 1.53$ et $|\eta| < 0.015$ sont également appliquées et seront justifiées lors de la reconstruction du signal.

L'énergie transverse des photons du Higgs est en moyenne égale à $(m_{H^0}c^2)/2$, donc bien supérieure à celle des photons des processus Born et Box. Les figures 6.10-a et 6.10-b [1] donnent la fraction des événements Born et Box et celle des événements de signal qui survivent à différentes combinaisons de coupures sur les énergies transverses des photons. Les résultats de ces coupures sont donnés en fonction de $m_{\gamma\gamma}$. La combinaison $E_T^1 > 40 \text{ GeV}$ et $E_T^2 > 25 \text{ GeV}$ est retenue et réduit les processus Born et Born par près d'un ordre de grandeur par rapport à la section efficace initiale [17]. La fraction totale d'événements Born + Box qui passe les différentes coupures est respectivement égale à 5.5 %, 10.3 % et 12.4 % pour $m_{\gamma\gamma} = 80, 100$ et $120 \text{ GeV}/c^2$. Dans ce cas, l'efficacité totale du signal varie

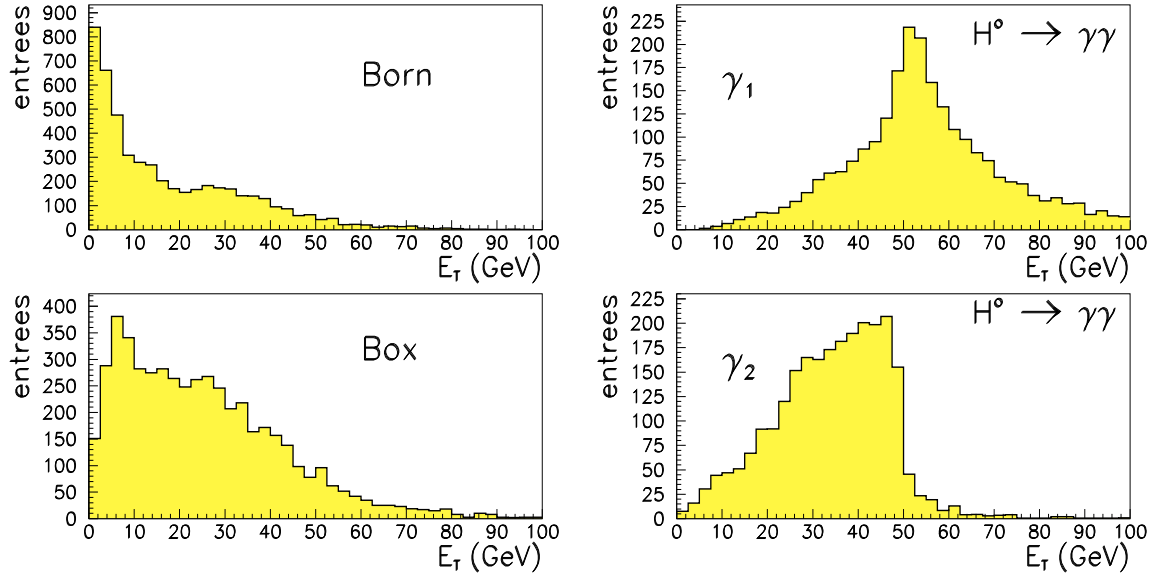


Figure 6.9: *A gauche, distributions des impulsions des énergies transverse des photons produits par les processus Born et Box, à droite, celles qui correspondent aux 2 photons de désintégration du Higgs.*

entre 30 % et 55 %, pour une masse du Higgs variant de $80 \text{ GeV}/c^2$ à $150 \text{ GeV}/c^2$. Cette coupure sur l'énergie transverse, trop contraignante à $80 \text{ GeV}/c^2$, pourrait être relâchée.

Les événements des processus Box ont des efficacités à peu près 3 fois plus élevées que celles des processus Born. Après sélection des paires de photons les sections efficaces de ces deux contributions deviennent comparables.

6.3.2 Événements de quark Bremsstrahlung

Les figures 6.11-a et 6.11-b présentent les diagrammes des processus qui interviennent dans le calcul de ce bruit de fond à l'ordre des logarithmes dominants de QCD et à l'ordre immédiatement supérieur. Les points noirs sur les diagrammes symbolisent les fonctions de fragmentation des quarks ($D_q^\gamma(x_B, Q^2)$) ou des gluons en photons ($D_g^\gamma(x_B, Q^2)$) [13]. Les fonctions de fragmentation se comportent comme $\alpha_{QED}/\alpha_s(Q^2)$. Pour cette raison l'amplitude des 2 diagrammes (BRC et BRF) présentés sur la figure 6.11-a est à l'ordre α_{QED}^2 , comme le diagramme Born. Les 2 diagrammes HOC et HOF ont des amplitudes d'ordre $\alpha_{QED}^2\alpha_s(Q^2)$, le second photon est rayonné sur le propagateur.

Dans tous les cas, au niveau partonique, l'état final des réactions est à 3 corps, il y a 2 photons et un parton. Pour les diagrammes BRC et BRF un des photons étant produit au voisinage du parton, des critères d'isolement peuvent être appliqués.

Ces processus ne sont pas directement disponibles dans PYTHIA. Toutefois, pour étudier la cinématique de ce type de bruit de fond et définir des critères d'isolement pour les γ , il est possible d'utiliser le calcul des processus de production des photons directs

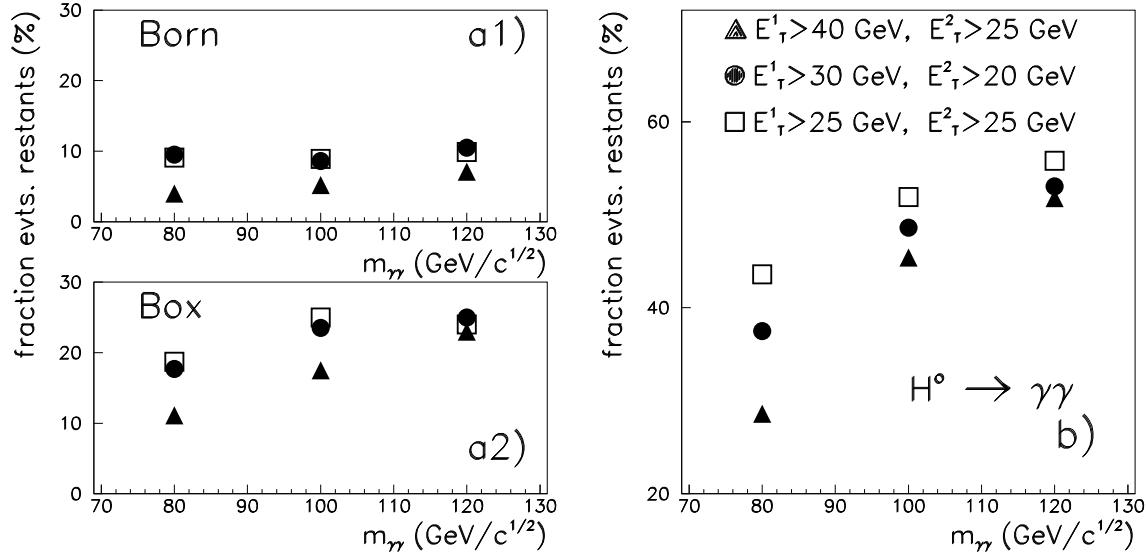


Figure 6.10: *Acceptance des bruits Born (a1) et Box (a2) et du signal (b) pour différentes combinaisons de coupures sur le seuil des énergies transverses des photons de la paire. Dans le cas du bruit de fond voir la figure correspondant au signal pour la signification des symboles.*

simples $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$, $qg \rightarrow q\gamma$ et $gg \rightarrow \gamma g$. Dans ce cas, pour émettre un second photon, il faut forcer le rayonnement QED dans l'état initial ou final du parton produit dans la réaction [14]. Ces processus donnent une estimation de la section efficace sans tenir compte des ordres supérieurs.

Le critère d'isolement permet d'estimer la section efficace de ce bruit de fond par rapport aux processus Born et Box [13]. Dans ce cas, la section efficace inclusive de production du photon de plus haute énergie transverse dans l'état final est calculée pour les diverses contributions.

• Simulation approchée avec PYTHIA 5.7

Des études menées au niveau cinématique ont permis de définir des critères d'isolement pour les photons produits dans le cas du signal et des bruits de fond du continuum diphoton [15]. L'efficacité des différents événements a également été estimée.

La cinématique des divers processus correspondants au signal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et aux bruits de fond Born, Box et "quark Bremsstrahlung" (second photon produit par radiation QED) a été simulée à l'aide de PYTHIA 5.7 interfacé à JETSET 7.4 pour rendre compte de l'hadronisation des partons. Les événements ainsi produits ont été sélectionnés à l'aide des coupures cinématiques définies au paragraphe 6.3.1.

Une coupure additionnelle sur une variable appelée balance des énergies transverses des photons permet d'éliminer les configurations asymétriques. Cette variable est définie comme le rapport $E_T^1/(E_T^1 + E_T^2)$, la valeur de cette variable ne doit pas dépasser 0.7. Cette

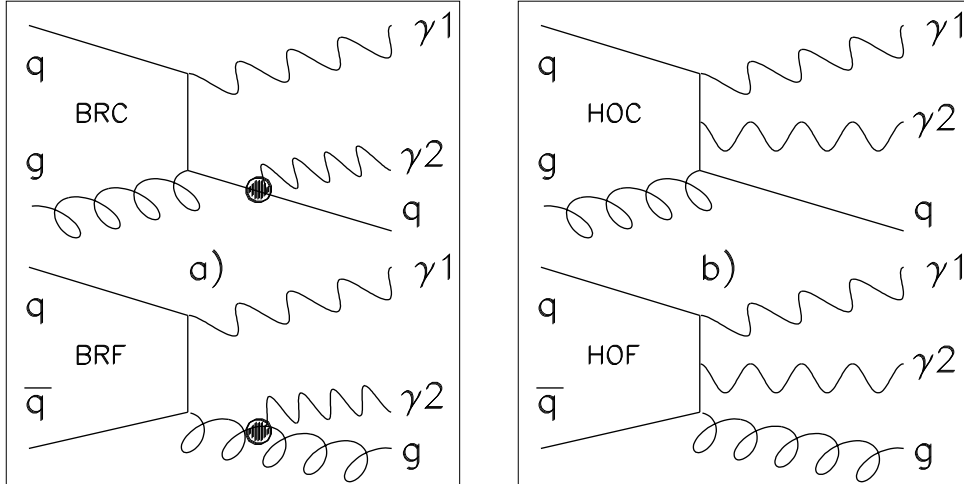


Figure 6.11: *Diagrammes des contributions au processus de quark bremsstrahlung. a) à l'ordre dominant de QCD b) à l'ordre supérieur.*

coupure a été introduite lors des premières études sur la détection du canal $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ au LHC [17] pour réduire le taux de bruit fond de quark Bremsstrahlung. Les impulsions des 2 photons produits dans ce type de processus ne se compensent pas totalement en raison de la présence du parton au voisinage du 2nd photon. Il sera montré plus loin que cette coupure est inadaptée puisqu'elle a tendance à réduire de façon non négligeable le nombre d'événements de signal.

Le calcul semi-analytique utilisé ultérieurement repose sur un isolement des photons effectué au niveau partonique. Un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.7$ est ouvert autour de la direction de chacun des photons : tout événement avec un parton de $E_T > 15$ GeV émis dans ce cône est rejeté.

Pour justifier ce critère, une seconde méthode plus complexe consiste à reconstruire des jets dans des cônes $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.7$, centrés autour de la direction des photons. Les énergies des particules émises dans l'acceptance sont convoluées avec les résolutions expérimentales attendues pour le détecteur ATLAS. Un jet est défini par un amas d'énergie transverse minimale $E_T = 15$ GeV et de taille $\Delta R = 0.4$, reconstruit à partir de cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$. Un seuil à 3 GeV est exigé pour l'énergie de chacune des cellules. Une coupure de sélection supplémentaire est appliquée : l'énergie transverse déposée dans des cônes de taille $\Delta R = 0.3$ centrés autour de la direction des photons doit être plus faible que 10 GeV.

Quelle que soit la méthode d'isolement appliquée, au niveau partonique ou par reconstruction de jets, les efficacités de sélection des processus de production de paires de photons sont comparables.

Les processus dominants la production du Higgs par fusion gg , ZZ ou WW ont une efficacité proche de 95 %. Les processus de production associée WH° , ZH° et $t\bar{t}H^\circ$ qui

possèdent des topologies plus complexes et des multiplicités de jets dans l'état final plus grandes ont une efficacité plus faible aux coupures d'isolement : 85 % pour les processus WH° et ZH° et seulement 75 % pour la production $t\bar{t}H^\circ$. Les événements Born et Box ont une efficacité proche de 97 %. Les processus simulés pour les "événements de quark Bremsstrahlung" (rayonnement QED du second photon) ont une efficacité de l'ordre de 70 % ou 60 % suivant que le second photon est rayonné par le parton dans son état initial ou final.

A ce niveau, la section efficace des événements de "quarks Bremsstrahlung" (sans les processus d'ordres supérieurs) est équivalente à 50 % de la somme des processus Born + Box.

• Calcul semi-analytique

Un programme de calcul semi-analytique [13] permet d'estimer précisément la section efficace relative du bruit de fond de quark Bremsstrahlung par rapport aux processus Born et Box. Dans ce programme la contribution de chacun des diagrammes présentés sur les figures 6.11-a et 6.11-b est calculée séparément. Le calcul de la section efficace de production des processus Born et Box donne les mêmes résultats pour ce programme et pour PYTHIA [14].

Contrairement à PYTHIA, ce programme donne accès uniquement à des informations inclusives sur les valeurs des sections efficaces différentielles de production du photon de plus haute énergie transverse de la paire. La quantité qui sera utilisée par la suite correspond à la section efficace différentielle de production $d\sigma/(dE_T^1 d\eta^1)$ du photon de plus haute énergie transverse par GeV et unité de pseudo-rapacité.

Dans ce programme de calcul semi-analytique, il est possible d'appliquer un critère d'isolement des photons par rapport au parton ($\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$). Dans notre cas, on utilise des cônes de taille $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.7$ centrés autour de la direction des photons. Cette taille de cônes est suffisante pour contenir l'énergie des jets lors de l'hadronisation.

Les paires de photons qui sont produites dans ces calculs semi-analytiques de réactions ne sont pas totalement inclusives. En effet, il est possible de sélectionner des photons produits dans l'acceptance $|\eta^{1,2}| < 3$ avec des énergies transverses suffisamment élevées ($E_T^1 > 20$ GeV). Toutefois, le programme ne fonctionne que pour des configurations où les deux photons de la paire ont des valeurs d'énergie transverses voisines. Pour cette raison la coupure de balance des énergies transverses a été appliquée. L'échelle de Q^2 est fixée à l'ordre des logarithmes dominants de QCD par la valeur de l'énergie transverse du 2nd photon.

La figure 6.12-a présente la distribution des sections efficaces de $d\sigma/(dE_T^1 d\eta^1)$ pour les diverses contributions qui contribuent au bruit de fond du continuum diphoton. Parmi toutes les contributions qui interviennent dans le calcul la section efficace du bruit de quark Bremsstrahlung, la contribution associée au diagramme BRC est dominante. Néanmoins, le diagramme d'ordre supérieur HOC est une contribution virtuelle qui interfère de manière destructive avec les autres diagrammes, son amplitude est presque comparable à celle du diagramme précédent BRC.

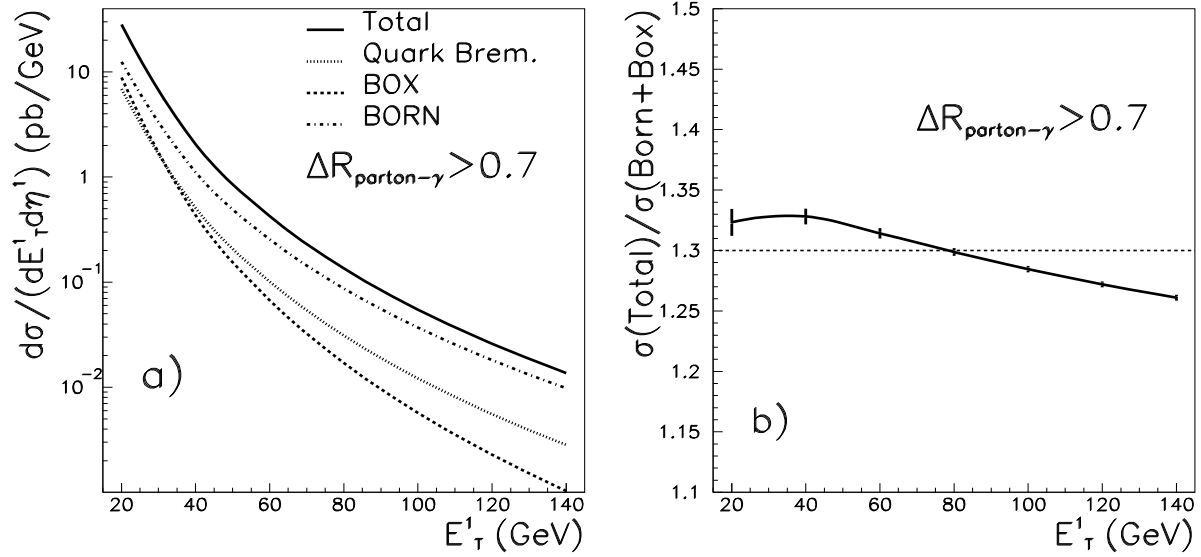


Figure 6.12: **a)** Section efficace différentielle de production $d\sigma/(dE_T^1 d\eta^1)$, pour les divers processus du continuum diphoton et leur somme totale. La courbe qui correspond aux événements de Bremsstrahlung de quark correspond aux 4 diagrammes. **b)** Rapport de la section efficace totale à la somme des processus Born et Box en fonction de E_T^1 .

La valeur de la section efficace totale tient compte de l'effet de l'interférence destructive du diagramme HOC (voir figure 6.11). Les valeurs présentées correspondent à la valeur moyenne des distributions obtenues pour 9 fonctions de structure récentes [16]. Aux fonctions de structure déjà utilisées pour calculer les sections efficaces du signal et des bruit Box et Born avec PYTHIA (CTEQ2L, CTEQ2M, CTEQ2MS et MRSD') s'ajoutent des paramétrisations plus récentes obtenues à l'aide des données de CDF, D0 et ZEUS et H1 (MRS(G), CTEQ2pM, CTEQ3M, GRVHO et GRVHO94). Les fonctions de structure CTEQ2M et CTEQ3M sont notamment utilisées par les collaborations CDF et D0 dans leurs études sur les paires diphotons [21]. Les dispersions relatives typiques observées d'une paramétrisation à l'autre sont comprises entre 10 % à 20 GeV et 2% à 140 GeV. Le rapport de la section efficace totale de $d\sigma/(dE_T^1 d\eta^1)$ sur la valeur de la somme des sections efficaces Born et Box, est pratiquement indépendant de E_T^1 (voir figure 6.12-b). Il est égal à (1.30 ± 0.05) .

La valeur de 1.3 est la valeur qui doit être appliquée à la somme Born + Box, pour estimer la section efficace totale du continuum diphoton, si la coupure de balance des énergies transverses des photons est appliquée et si un isolement parfaitement efficace dans un cône de taille $\Delta R = 0.7$ est effectué autour de la direction d'émission des photons. Cette valeur est égale à 1.5 si la taille du cône d'isolement est $\Delta R = 0.4$.

Ces deux études montrent qu'une incertitude de l'ordre de 15 % doit être attribuée à ce facteur. La valeur de 1.3 obtenue avec les calculs semi-analytiques sera utilisée par la suite.

Parmi ces deux types de calculs aucun n'est véritablement satisfaisant. Le premier permet de simuler la cinématique des événements de quark Bremsstrahlung en tenant compte de l'hadronisation des jets, le second inclue les ordres supérieurs dans le calcul des sections efficaces. Ce problème est d'actualité et donne lieu à des développements théoriques [13].

• Etude spécifique de la coupure de balance des énergies

Dans les calculs qui précèdent, les paires de photons utilisées pour estimer le rapport de la section efficace totale sur celle de la somme des processus Born et Box sont sélectionnées après application d'une coupure sur la balance des énergies transverses ($E_T^1/(E_T^1 + E_T^2) < 0.7$). Nous allons voir que cette coupure est inadaptée puisqu'elle a tendance à rejeter beaucoup trop d'événements de signal.

Pour évaluer ses effets sur le signal et sur les événements de bruit de fond de quark Bremsstrahlung, la réponse du détecteur ATLAS à près de 10500 événements de quark Bremsstrahlung (rayonnement QED du second photon) a été simulée. La masse du Higgs pour le signal est $100 \text{ GeV}/c^2$. Les événements de quark Bremsstrahlung ont été produits à l'aide de PYTHIA de la même façon que les événements qui ont servis à fixer les valeurs des critères d'isolement des photons. Des coupures de présélection avant simulation de la réponse du détecteur sont appliquées, seules les paires avec des photons d'énergie transverse $E_T^{1,2} > 20 \text{ GeV}$, d'acceptance $|\eta^{1,2}| < 2.5$ et avec des masses invariantes $m_{\gamma\gamma}$ comprises entre $70 \text{ GeV}/c^2$ et $150 \text{ GeV}/c^2$ sont conservées.

Dans 90 % des cas le second photon est rayonné dans l'état final et 10 % dans l'état initial. Le signal et les événements de quark Bremsstrahlung sont reconstruits en se servant du programme mis au point pour calculer la résolution de masse invariante du Higgs (voir paragraphe suivant). Les critères d'isolement par recherche d'un jet dans un cône $\Delta R = 0.7$ autour des photons ne sont pas appliqués. En revanche, les coupures "topologiques" pour la séparation des photons et des jets sont utilisées et rejettent les configurations où le second photon est trop proche du parton, notamment grâce à la coupure qui est effectuée sur le dépôt d'énergie laissé dans le calorimètre hadronique derrière le cluster électromagnétique (moins de 500 MeV dans un cluster de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$). L'efficacité relative du signal après ces coupures est de 64 %, celle des événements de quark Bremsstrahlung ne dépasse pas 50 %.

La figure 6.13 présente, pour les événements de quark Bremsstrahlung avec rayonnement du second photon dans l'état final, les distributions de la distance angulaire $\Delta R_{\gamma \perp \text{parton}}$ [‡] entre chacun des photons de la paire et le parton qui rayonne les photons. Le photon de plus haute énergie transverse est produit majoritairement à 180° de l'autre photon qui est colinéaire avec le parton. L'impulsion transverse de la paire $\gamma\gamma$ est proche de 30 à 40 GeV après toutes les coupures de sélection. Comme annoncé, les coupures γ /jets éliminent les événements où le parton est trop proche du photon ($\Delta R < 0.2$). Le même type de distribution est observé dans le cas des événements de quark Bremsstrahlung avec rayonnement du second photon dans l'état initial. Néanmoins, le photon de plus basse énergie transverse est en moyenne moins proche du parton.

[‡] $\Delta R_{\gamma \perp \text{parton}} = \sqrt{(\eta_\gamma - \eta_{\text{parton}})^2 + (\phi_\gamma - \phi_{\text{parton}})^2}$.

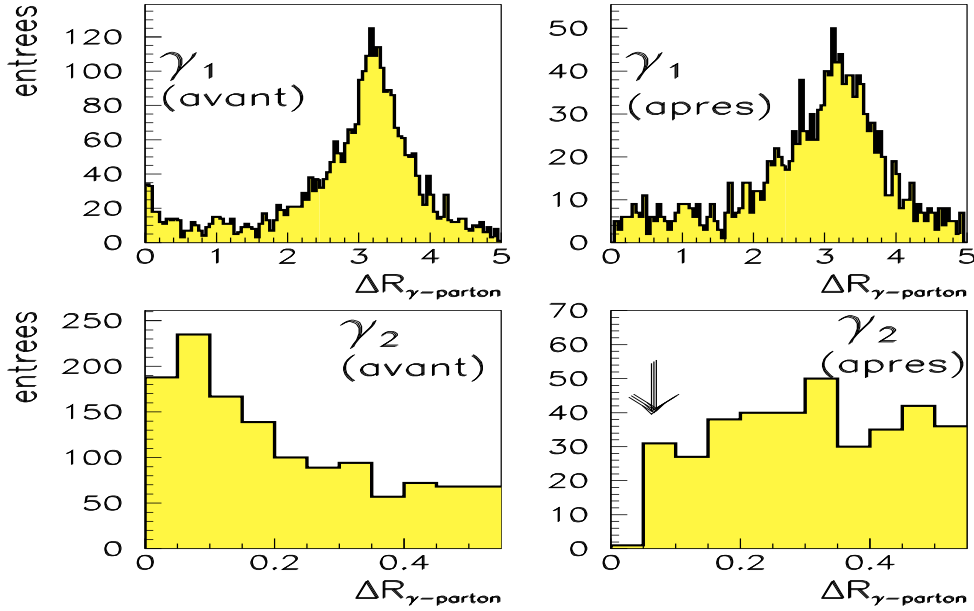


Figure 6.13: *Effet relatif des coupures d'identification γ /jets pour les événements de quark Bremsstrahlung avec rayonnement du second photon dans l'état final. Les distributions $\Delta R_{\gamma\perp parton} = \sqrt{(\eta_\gamma - \eta_{parton})^2 + (\phi_\gamma - \phi_{parton})^2}$ sont données pour chacun des photons de la paire, avant et après coupures γ /jets.*

Après les coupures de sélection, la variable $E_T^{bal.}$ ($=E_T^1/(E_T^1 + E_T^2)$) a été calculée pour le signal et les événements de bruit de fond. Les figures 6.14-a1 et 6.14-a2 donnent les distributions correspondantes. L'énergie transverse du Higgs est faible puisqu'elle est de 30 GeV en moyenne. Les 2 photons sont émis dos à dos et leurs énergies transverse sont assez peu différentes (60 GeV en moyenne pour le 1^{er} photon et 40 pour le 2^{ond} si $m_{H^0} = 100 \text{ GeV}/c^2$).

En faisant l'hypothèse que tous les événements de bruit de fond se comportent comme les événements de quark Bremsstrahlung, il est possible de calculer un effet relatif sur la signification statistique S/\sqrt{B} du signal (voir paragraphe 6.5.1). En prenant comme point de normalisation $E_T^{bal.} = 1$, la figure 6.14-b montre l'inutilité de cette coupure qui ne fait que dégrader la valeur de S/\sqrt{B} . Une coupure $E_T^{bal.} < 0.7$ élimine 12 % du signal et 14 % des événements de quark Bremsstrahlung.

Cette estimation est déjà trop favorable à cette coupure au moins pour deux raisons supplémentaires :

- les événements de signal utilisés correspondent à des processus de production par fusion gg, WW, ZZ et $q\bar{q}$ et sont émis pratiquement sans impulsion transverse, contrairement aux événements de production associée WH^0 , ZH^0 et $t\bar{t}H^0$.
- Les paires $\gamma\gamma$ des événements de quark Bremsstrahlung ont une impulsion transverse globale non nulle (30 à 40 GeV). Cependant, les paires $\gamma\gamma$ produites dans les

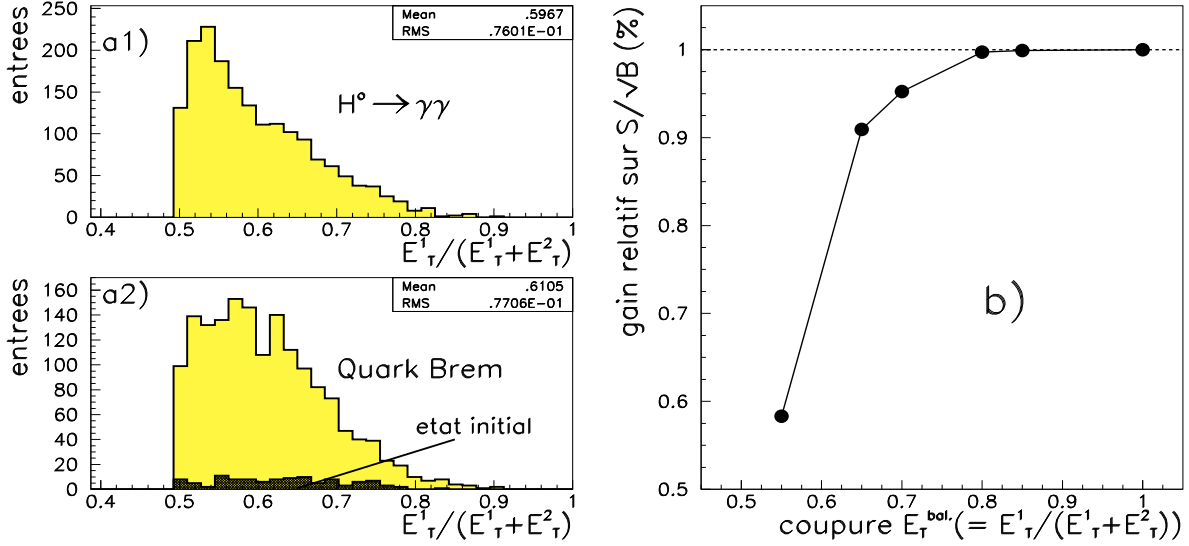


Figure 6.14: **a)** Distributions de $E_T^{bal.}$ pour le signal et les événements de bruit de fond. **b)** Effet relatif d'une coupure sur la variable $E_T^{bal.}$ pour la signification statistique du signal S/\sqrt{B} .

événements Born et Box ont une énergie transverse globale quasiment nulle après sélection, les deux photons ayant des énergies transverse qui sont pratiquement identiques. Le continuum diphoton est dominé par les processus Born et Box.

Cette coupure n'est donc pas utilisée par la suite. Pour estimer le rapport de la section efficace totale du continuum diphoton sur la somme des sections efficaces des processus Born et Box les calculs semi-analytiques présentés précédemment utilisent une sélection des paires de photons telles que $E_T^{bal.} < 0.7$. Le facteur 1.3 obtenu pour l'estimation du rapport des sections efficaces doit être réajusté à une valeur de 1.35. En effet, la coupure ne rejette que 4 % des événements Born et Box.

6.4 Reconstruction du signal et résolutions sur la masse du H^0

Un lot de 6000 événements $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ a été généré à une masse de $100 \text{ GeV}/c^2$ avec PYTHIA 5.7 ($m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$ et fonction de structure CTEQ2L). Les processus de production du Higgs simulés correspondent à la fusion gluon-gluon, WW, ZZ et $q\bar{q}$ (voir chapitre 1). Des coupures de préfiltrage du signal ont été effectuées : seules les paires de photons avec des $E_T > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.7$ ont été gardées. L'acceptance relative pour le signal est 63.6 %.

Après sélection des événements, près de 3800 $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ont été traités dans une simulation complète de la réponse du détecteur ATLAS, incluant le détecteur interne de

traces chargées et les calorimètres. Cette simulation permet de calculer la résolution sur la masse $\sigma_{m_{H^0 \rightarrow \gamma\gamma}}$, et plus particulièrement d'évaluer les performances du calorimètre électromagnétique.

Le modèle utilisé pour le baril électromagnétique est celui qui a été décrit en détails au chapitre 4 §.

6.4.1 Reconstruction du signal

• Reconstruction des énergies

Les procédures de reconstruction de l'énergie des γ ont été décrites en détails au chapitre 4. Elles sont appliquées pour reconstruire l'énergie de chacun des 2 photons du signal. Les calibrations et les paramétrisations des diverses corrections obtenues avec des photons de $E_T = 50$ GeV simulés à différentes positions en η sont utilisées.

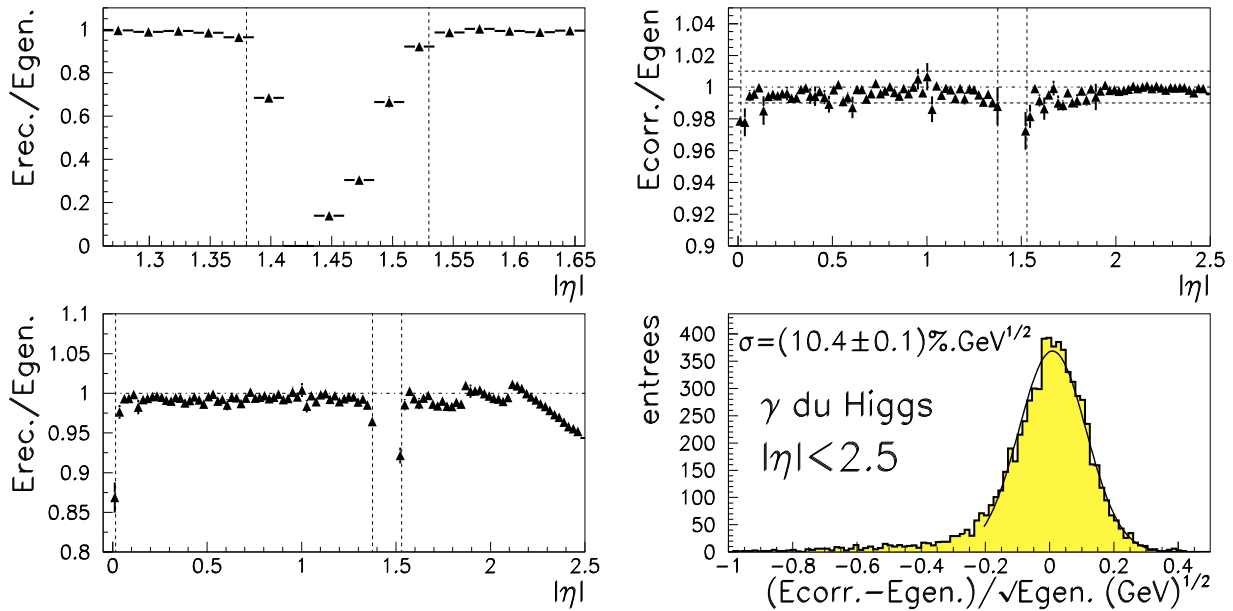


Figure 6.15: *Distributions du rapport des énergies reconstruites sur les valeurs des énergies simulées, pour les γ du Higgs. A gauche, avant corrections et à droite, après corrections et application des coupures d'acceptance. Les distributions sont données sans bruit d'électronique et d'empilement, ainsi que sans le terme constant global pour la résolution.*

La taille des clusters utilisée pour la reconstruction de l'énergie a été définie au paragraphe 4.3.4. Elle est optimisée pour la luminosité nominale du LHC ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)

§Le calorimètre baril utilise un détecteur de pied de gerbes intégré au premier compartiment, il est précédé d'une couche de pré-échantillonnage et est lu uniquement à l'aide de préamplificateurs de type \emptyset T.

et pour ce modèle. Les photons convertis dans le détecteur interne à des rayons R_{conv} inférieurs à 90 cm sont traités différemment des autres (clusters plus larges).

La figure 6.15 (à gauche) présente le rapport des énergies reconstruites pour les γ du Higgs sur les énergies simulées, au niveau du préfiltrage. Une bonne uniformité de réponse du détecteur est obtenue pour $|\eta| < 2.5$, à l'exception des zones d'acceptance $1.37 < |\eta| < 1.53$ et $|\eta| < 0.015$. Ces zones correspondent respectivement à la transition entre le baril et les bouchons et à la transition des 2 demi-barils. La taille de cette dernière transition est équivalente à la taille en η d'une cellule du 2nd compartiment. Ces coupures fiducielles seront appliquées et correspondent à une perte relative d'acceptance pour le signal de l'ordre de 9 %.

Dans les bouchons les pentes observables sur la distribution de la variable $E_{rec.}/E_{gen.}$ sont liées à un effet de perte latérale d'énergie hors des clusters. Les rayons de Molière des gerbes restent relativement constants à $|\eta|$ croissant, mais la surface des clusters diminue en η . Les cellules sont découpées suivant des valeurs constantes de $\Delta\eta$, leur taille décroît donc comme $(\Delta\theta.z_{calo.})/\sin(\theta)$. La longueur z_{calo} de l'ordre de 3.2 m correspond à la distance de la face d'entrée des calorimètres bouchons par rapport au centre géométrique du détecteur, les angles θ sont inférieures à 26° . Les calibrations ont été effectuées avec des photons de $E_T = 50$ GeV pour $\eta = 1.7, 2$ et 2.2 ; la variable $E_{rec.}/E_{gen.}$ vaut 1 à ces positions. Des corrections linéaires entre ces points permettent de déterminer les valeurs des coefficients de normalisation en fonction de $|\eta|$.

La figure 6.15 (à droite) donne la distribution du rapport des énergies reconstruites sur les valeurs simulées, après application des coupures fiducielles d'acceptance, renormalisation des énergies reconstruites dans les bouchons et application des corrections (modulation du signal en η et ϕ ...). Les valeurs moyennes des énergies sont partout reconstruites à mieux que $\pm 1\%$. La résolution due au terme d'échantillonnage correspond à la dispersion de la variable $(E_{corr.} - E_{gen.})/\sqrt{E_{gen.}}$ dont la distribution est présentée sur la figure 6.15 (à droite). Elle est de l'ordre de $10.4 \text{ \%} \cdot \text{GeV}^{1/2}$.

Par la suite, les énergies sont reconstruites en simulant les effets du bruit d'empilement et d'électronique conformément aux résultats présentés au chapitre 3, en fonction de la taille et de la position des clusters. Une valeur de terme constant global égale à 0.7 % est également convoluée aux valeurs des énergies reconstruites.

• Reconstruction de la position du vertex

Au chapitre 4, nous avons vu qu'à haute luminosité la superposition de 21 événements en moyenne pour chaque croisement de faisceaux, et la fluctuation de la position du vertex primaire le long de l'axe z ($\langle z \rangle = 0$ et $\sigma_z = 5.6$ cm), compliquent fortement la localisation du vertex des photons et rendent imprécises les valeurs reconstruites de leurs vecteurs d'impulsion. En utilisant la segmentation longitudinale du calorimètre pour déterminer la position de ce vertex, une résolution inférieure à 3 cm a été obtenue pour les γ émis dans l'acceptance du baril. Dans les bouchons, la précision est limitée à 5 cm par les effets de géométrie.

Pour les événements $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, la précision sur la localisation du vertex est améliorée en combinant les valeurs des positions reconstruites à l'aide de chacun des 2 γ . Cette

combinaison est effectuée à l'aide de la formule :

$$z_{comb.} = \frac{z_1/\sigma^2(z_1) + z_2/\sigma^2(z_2)}{1/\sigma^2(z_1) + 1/\sigma^2(z_2) + 1/(5.6 \text{ cm})^2} \quad (6.2)$$

Les valeurs des écarts types $\sigma(z_1)$ et $\sigma(z_2)$ ont été paramétrées, en fonction de $|\eta|$, à l'aide des lots de γ de $E_T = 50$ GeV, utilisés pour évaluer les performances du calorimètre (voir chapitre 4). L'utilisation de la connaissance "à priori" de l'écart type de la distribution du vertex ($\sigma_z = 5.6$ cm et $\langle z \rangle = 0$) permet d'améliorer la combinaison des mesures obtenues à l'aide des deux photons, en particulier dans le cas des bouchons où le vertex peut être reconstruit à des positions aberrantes. Un gain de l'ordre de 10 % est obtenu sur la résolution de la localisation du vertex.

Si un photon se convertit au niveau des couches de précision du détecteur interne ($R_{conv.} < 63$ cm), ou s'il se convertit dans les pailles du TRT, qui sont orientées perpendiculairement à l'axe des faisceaux dans la zone $0.8 < |\eta| < 1.8$ ($63 \text{ cm} < R_{conv.} < 90$ cm), le point de conversion peut être localisé suivant z avec une précision meilleure que 1 cm. En combinant ce point avec les centroïdes calculés dans les différents compartiments du calorimètre, la position du vertex primaire reconstruite est plus précise, grâce à un bras de levier plus grand. La contribution à la résolution sur la masse du Higgs due aux incertitudes sur la mesure de l'angle de la paire $\gamma\gamma$, est globalement améliorée de 5 %.

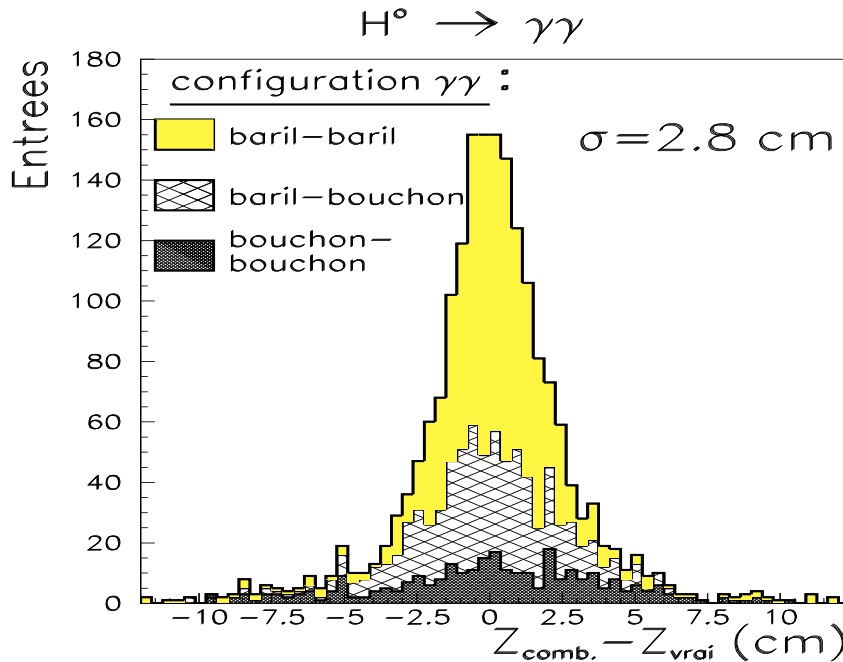


Figure 6.16: Reconstruction du vertex des événements $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ suivant les configurations d'acceptance des photons de la paire.

Après combinaison des mesures de chacun des deux photons, l'erreur de localisation du vertex primaire est en moyenne de l'ordre de 2.8 cm pour toutes les paires de photons. Elle est inférieure à 2 cm pour des configurations où les 2 photons sont émis dans le baril,

environ égale à 4 cm si les 2 photons sont émis dans l'acceptance des bouchons et elle est de l'ordre de 2.5 cm dans des configurations mixtes baril-bouchons. Dans le dernier cas le photon qui est émis dans l'acceptance du baril donne la mesure de la position du vertex. La figure 6.16 présente la distribution de $z_{comb.} - z_{vrai}$ suivant les différentes configurations. Les résolutions de ces configurations sont assez différentes les unes des autres, la distribution totale n'est pas Gaussienne.

A basse luminosité la position du vertex est donnée sans ambiguïté par le détecteur central de traces chargées, car il n'y a en moyenne que 2 collisions par croisement. L'utilisation des traces chargées reconstruites dans le détecteur interne et produites en association avec les photons du Higgs permet de déterminer parfaitement la position du vertex, après utilisation du calorimètre qui permet de choisir la bonne collision parmi les 2 qui sont en présence [18].

A haute luminosité il n'est pas fait usage des traces chargées pour localiser la position du vertex, bien qu'une amélioration sur la mesure soit envisageable [19]. En effet, les collisions p-p produisant un événement $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ont une multiplicité moyenne de traces chargées qui est de l'ordre de 13 par unité de rapidité, si $|\eta| < 2.5$. Les valeurs moyennes des impulsions transverses de ces traces sont égales à environ 800 MeV/c. La multiplicité des traces et les valeurs moyennes des impulsions transverses des événements d'empilement sont environ 40 % plus faibles.

La localisation des événements avec les traces chargées permettrait d'affiner la détermination de la position du vertex, toutefois il va être montré qu'une telle amélioration est peu utile au niveau de précision atteint. La mesure avec le calorimètre seul est quasiment indépendante de la luminosité et n'est pas soumise aux incertitudes liées aux distributions cinématiques réelles des événements d'empilement au LHC.

6.4.2 Etude de la résolution de la masse invariante

• Sélection des événements

Le préfiltrage des événements correspond à une efficacité de 63.6 % ($E_T^{1,2} > 20$ GeV et $|\eta^{1,2}| < 2.7$). La reconstruction de la masse invariante des deux photons est effectuée après les coupures suivantes :

- sélection des paires de photons d'acceptance $|\eta| < 2.5$ et exclusion des domaines $|\eta| < 0.015$ et $1.37 < |\eta| < 1.53$. L'efficacité relative de sélection des événements est égale à 90 %.
- coupures cinématiques afin d'optimiser le rapport signal sur bruit irréductible du continuum $\gamma\gamma$, $E_T^1 > 40$ GeV et $E_T^2 > 25$ GeV. L'efficacité relative de sélection des événements est égale à 83 %.
- coupures "topologiques" pour la réjection du bruit de fond réductible des jets et des π^0 . Les valeurs des différentes coupures ont été ajustées de façon à obtenir une efficacité globale de sélection des photons du Higgs de l'ordre de 80 %. Cette

efficacité est indépendante de $|\eta|$ et de la conversion ou non des photons dans le détecteur interne. Elle correspond à une efficacité relative pour le signal d'environ 64 %.

La fraction des événements qui passent toutes les coupures est l'ordre de 30 %, pour une masse du Higgs de $100 \text{ GeV}/c^2$.

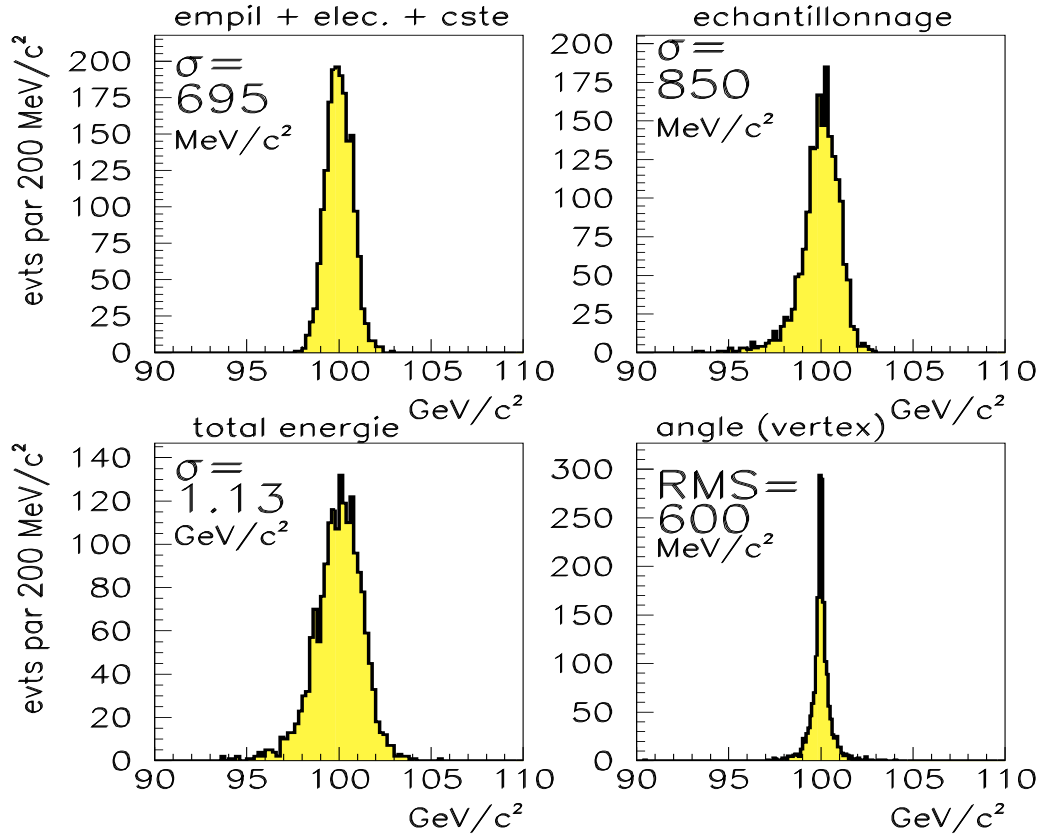


Figure 6.17: Distributions des contributions individuelles à la résolution de masse invariante du Higgs pour une masse de $100 \text{ GeV}/c^2$. De gauche à droite et de haut en bas : somme des effets liés à l'empilement, au bruit d'électronique et au terme constant global du calorimètre, effet lié au terme d'échantillonnage, somme total de ces effets pour la contribution de la résolution en énergie et effet lié à la précision sur la reconstruction des angles d'émission des photons. Les écarts types sont issus d'un ajustement Gaussien sauf dans le cas de la contribution angulaire.

• Résolution en masse

La figure 6.17 présente les distributions des masses invariantes reconstruites en fonction des divers effets qui contribuent à la résolution totale. Le terme d'échantillonnage domine la résolution totale.

configuration $\gamma\gamma$	tous les γ	Baril-Baril	Baril-Bouch.	Bouch.-Bouch.
fraction d'événements	100 % pour 1814	58 %	29 %	13 %
échantillonnage	850	930	820	620
bruit élec. \oplus empil.	485	500	475	360
bruit élec. \oplus empil. \oplus terme constant	695	725	660	645
résolution énergie	1130	1190	1100	965
angles (vertex) σ (écart type, RMS)	360 (600)	230 (300)	475 (710)	1000 (1100)
$\sigma_{m_{H^0}}$ (ajustement à $\pm 2.5 \sigma$)	1210	1130	1200	1310

Tableau 6.1: *Détails des contributions à la résolution de la masse $\sigma_{m_{H^0}}$ à haute luminosité ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), les valeurs des résolutions sont exprimées en MeV/c^2 et sont données pour $m_{H^0} = 100 \text{ GeV}/c^2$ (Bouch. signifie bouchon).*

La résolution sur l'angle de la paire a peu d'effet sur la résolution totale. Toutefois, sa distribution n'est pas Gaussienne à cause des valeurs très différentes suivant que les photons sont émis dans l'acceptance des bouchons ou du baril. En outre, si la position du vertex n'est pas recherchée et si les impulsions des photons sont calculées en utilisant uniquement la valeur reconstruite des centroïdes dans le compartiment 1, la contribution sur la mesure de l'angle est doublée et représente $1.3 \text{ GeV}/c^2$. Dans ce cas, la résolution totale sur la masse $m_{\gamma\gamma}$ augmente de 50 %. Cela confirme l'intérêt de la mesure de directions des photons pour la localisation du vertex à l'aide de la segmentation longitudinale du calorimètre.

La table 6.1 donne le détail des différentes contributions à la résolution de masse invariante du Higgs dans les différentes configurations d'acceptance. Plus de 50 % des paires $\gamma\gamma$ sont émises dans le baril.

La figure 6.18 présente le spectre de masse reconstruit à haute luminosité. La résolution est égale à $(1.21 \pm 0.02) \text{ GeV}/c^2$ si un ajustement Gaussien est effectué à $\pm 2.5 \sigma$ autour de la valeur moyenne. Pour un ajustement sur tout l'intervalle de masse, elle est égale à $1.24 \text{ GeV}/c^2$, ce qui montre que la distribution compte relativement peu d'événements mal reconstruits. En effet, près de 81 % des événements sont contenus dans $\pm 1.4 \sigma$ autour de la valeur moyenne de $100 \text{ GeV}/c^2$. Dans le cas d'une Gaussienne parfaite la proportion attendue est de 83.8 %.

Parmi tous les événements du spectre, près de 15 % correspondent à une configuration où au moins un des 2 photons de la paire a effectué une conversion dans le détecteur interne ($R_{conv.} < 90 \text{ cm}$). Pour ces événements, l'ajustement d'une Gaussienne dans un intervalle de $\pm 2.5 \sigma$, donne une résolution égale à $1.26 \text{ GeV}/c^2$. Cette valeur est $1.45 \text{ GeV}/c^2$, si l'ajustement est effectué sur tout l'intervalle. La différence est liée aux configurations $\gamma\gamma$ où l'un des photons s'est converti dans les couches de précision du détecteur interne et

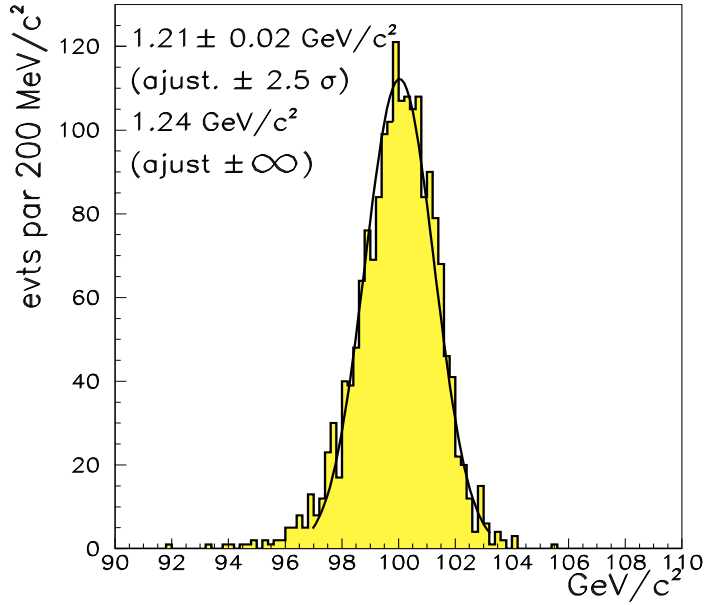


Figure 6.18: *Distribution de la masse du Higgs reconstruite à $100 \text{ GeV}/c^2$ et à haute luminosité.*

pour lequel l'énergie est mal reconstruite.

La dépendance de la résolution sur la masse avec le terme constant global de la résolution en énergie montre tout l'intérêt de maintenir ce terme à une valeur aussi faible que possible. A haute luminosité, quand le terme constant passe de 0.7 % à 0.5 % la résolution passe de $1.21 \text{ GeV}/c^2$ à $1.13 \text{ GeV}/c^2$. Lorsqu'il est égal à 1 %, la résolution se dégrade et vaut alors $1.29 \text{ GeV}/c^2$.

A basse luminosité, la connaissance du vertex et la réduction de la contribution des bruits d'empilement et d'électronique par plus d'un facteur 2, permettent d'abaisser la résolution à une valeur de $(1.07 \pm 0.03) \text{ GeV}/c^2$, pour un ajustement dans un intervalle de $\pm 2.5 \sigma$. Le gain sur la résolution est de l'ordre de 15 % avec des tailles de clusters optimisées pour la haute luminosité. Toutefois, avec des tailles de clusters plus grandes, 3×7 cellules dans le second compartiment pour les photons convertis et 3×5 pour les non convertis, une résolution de l'ordre de $1.02 \text{ GeV}/c^2$ est obtenue [20].

En conclusion, la table 6.2 présente l'évolution de la résolution en fonction des différents modèles étudiés au cours de l'optimisation du calorimètre baril (chapitre 4). Les valeurs sont données pour la haute luminosité. Dans cette table, LAr 1 désigne le modèle où le détecteur de pied de gerbe était séparé de l'accordéon, LAr 2 désigne le modèle avec un détecteur de pied de gerbe intégré à l'accordéon et lu uniquement à l'aide de préamplificateurs de type AsGa, LAr \emptyset T correspond au modèle équipé uniquement de préamplificateurs de type \emptyset T et une longueur totale de $24 X_0$ (c'est le modèle étudié ici). Enfin, LKr désigne le modèle avec du krypton liquide comme milieu actif.

modèle	LKr	LAr 1	LAr 2	LAr ØT
(ajustement à $\pm 2.5 \sigma$)	1.04	1.43	1.27	1.21

Tableau 6.2: Evolution de la valeur de $\sigma_{m_{H^0}}$ calculée à haute luminosité au cours de l'optimisation de la partie baril du calorimètre EM. Les valeurs des résolutions sont exprimées en GeV/c^2 et sont données pour $m_{H^0} = 100 \text{ GeV}/c^2$.

m_{H^0} (GeV/c^2)	80	90	100	110	120	130	140	150
$\sigma_{m_{H^0}}$ (GeV/c^2) ($10^{34} \text{ cm}^{\perp 2} \cdot \text{s}^{\perp 1}$)	1.05	1.15	1.21	1.29	1.40	1.47	1.50	1.55
$\sigma_{m_{H^0}}$ (GeV/c^2) ($10^{33} \text{ cm}^{\perp 2} \cdot \text{s}^{\perp 1}$)	0.87	0.95	1.07	1.10	1.16	1.21	1.27	1.35
efficacité × acceptance	19.0 %	17.6 %	30.5 %	32.5 %	34.2 %	35.9 %	36.5 %	36.8 %

Tableau 6.3: Valeurs de $\sigma_{m_{H^0}}$ calculées à haute et basse luminosité, en fonction de m_{H^0} . La fraction des événements qui passent l'ensemble des coupures est également donnée.

Dans le cas des modèles à argon liquide, les progrès observés ont été rendu possibles grâce à l'optimisation de la géométrie et donc du terme d'échantillonnage. Dans le cas du krypton liquide, un gain de l'ordre de 15 % est obtenu. Néanmoins, ce gain a été jugé insuffisant vis à vis du coût et des difficultés techniques supplémentaires pour le détecteur.

• Résolution en fonction de m_{H^0}

Le même travail de simulation et d'analyse a été entrepris pour différentes masses du Higgs entre $80 \text{ GeV}/c^2$ et $150 \text{ GeV}/c^2$.

Bien que les coupures contre les jets aient été définies avec des photons provenant de la désintégration d'un Higgs de $100 \text{ GeV}/c^2$, il a été vérifié que l'effet relatif de ces coupures est indépendant de la masse du Higgs (efficacité de 80 % par photon).

La table 6.3 donne les valeurs des résolutions obtenues pour les différentes masses du Higgs, à haute et basse luminosité. La résolution est de l'ordre de 1 % quelque soit la masse.

L'efficacité totale de sélection du signal a été également calculée, elle est comprise entre 20 % et 35 %. A $80 \text{ GeV}/c^2$, la perte relative d'efficacité est principalement liée aux coupures effectuées sur l'énergie transverse des γ de la paire. A la masse du Z^0 , une efficacité supplémentaire de 85 % pour chaque photon est appliquée pour tenir compte de la réduction du bruit résonant $Z^0 \rightarrow e^+e^-$.

6.5 Signification statistique et potentiel de découverte

6.5.1 Définition de la signification statistique

La signification statistique est définie comme S/\sqrt{B} , où S désigne le nombre d'événements de signal et B celui de bruit de fond dans un intervalle de masse donnée. Dans notre cas, le signal est Gaussien et le bruit de fond peut être considéré plat au voisinage du pic du signal. Il est facile de démontrer qu'un intervalle de masse de $\pm 1.4 \sigma$ autour de la valeur moyenne du pic du signal maximise la signification statistique. Puisque $\sigma_{m_{H^0}}$ est petit, la forme du bruit de fond pourra être estimé précisément au voisinage de m_{H^0} . Un excès d'événements dans la distribution $m_{\gamma\gamma}$ est considéré comme une découverte s'il est plus élevé qu'une fluctuation du bruit de fond par au moins 5 écarts types.

6.5.2 Section efficace du bruit de fond total

$m_{\gamma\gamma}$ (GeV/c ²) ± 5 GeV/c ²	$\sigma(\text{Born} + \text{Box})$ (pb) avant sélection	$\sigma(\text{Born} + \text{Box})$ (pb) après sélection	$\sigma(\text{total})$ (pb) après sélection
80	29.3	1.035 (3.5 %)	1.395
90	19.0	1.040 (5.6 %)	1.400
100	12.9	0.850 (6.6 %)	1.150
110	9.1	0.660 (7.2 %)	0.890
120	6.6	0.525 (7.9 %)	0.705
130	4.8	0.400 (8.3 %)	0.540
140	3.7	0.335 (8.9 %)	0.450
150	2.9	0.275 (9.5 %)	0.375

Tableau 6.4: *Sections efficaces du continuum diphoton Born + Box avant et après coupures de sélections des paires de photons, calculées dans des intervalles de masse de largeur 10 GeV/c². Les valeurs entre parenthèses indiquent l'efficacité des processus Born + Box aux coupures d'acceptance et de réjection des jets. La dernière colonne correspond à la section efficace totale du continuum en tenant compte des processus de quark Bremsstrahlung.*

Après application de toutes les coupures de sélection et avec une efficacité d'identification γ -jet égale à 80 % pour chacun des photons, il est possible de calculer les sections efficaces des événements du continuum $\gamma\gamma$ dans des intervalles de masse $m_{\gamma\gamma} = m_{H^0} \pm 5$ GeV/c², où m_{H^0} varie de 80 GeV/c² à 150 GeV/c². La table 6.4 donne les valeurs des sections efficaces de production des événements Born + Box, avant et après coupures de sélection. La dernière colonne de la table correspond à un réajustement de la valeur de la section efficace totale Born + Box par un facteur 1.35, pour tenir compte du taux d'événements de quark Bremsstrahlung.

A ce stade les contributions des diagrammes Born et Box sont équivalentes. Par exemple pour une masse $m_{\gamma\gamma} = 80 \pm 5$ GeV/c², la section efficace Born est égale à 0.42 pb,

celle du processus Box vaut 0.60. De même à 150 GeV/c² ces valeurs sont respectivement égales à 0.10 pb et 0.18 pb.

La table 6.5 donne les sections efficaces des bruits de fond réductibles jet-jet et γ – jet dans des intervalles de masse $m_{\gamma\gamma} = m_{H^0} \pm 5$ GeV/c², où m_{H^0} varie de 80 GeV/c² à 150 GeV/c². Les valeurs présentées sont calculées à partir des sections efficaces du continuum diphoton en se servant des résultats obtenus au paragraphe 6.2.1.2.

$m_{\gamma\gamma}$ (GeV/c ²) ± 5 GeV/c ²	$\sigma(\text{jet} - \text{jet})$ (fb)	$\sigma(\gamma - \text{jet})$ (fb)
80	55	211
90	55	183
100	46	140
110	39	107
120	31	86
130	28	65
140	25	54
150	24	45

Tableau 6.5: Sections efficaces des bruits de fond jet-jet et γ – jet calculées dans des intervalles de masse de largeur 10 GeV/c².

6.5.3 Nombre d'événements $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$

m_{H^0} (GeV/c ²)	$\sigma.\text{Br}$ (fb)	efficacité de sélection	nombre d'événements pour 10^5 pb ⁻¹	nombre d'événements pour 3.10^4 pb ⁻¹
80	32.2	19.0 %	495 (2.94)	145 (2.43)
90	35.9	17.6 %	510 (3.22)	149 (2.66)
100	40.4	30.5 %	998 (3.39)	292 (3.00)
110	43.8	32.5 %	1153 (3.61)	337 (3.08)
120	47.1	34.2 %	1305 (3.92)	382 (3.25)
130	42.5	35.9 %	1235 (4.11)	361 (3.39)
140	35.0	36.5 %	1035 (4.20)	303 (3.55)
150	23.4	36.8 %	697 (4.34)	204 (3.78)

Tableau 6.6: Nombres d'événements $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ produits par les processus de fusion et reconstruits dans des intervalles de masse $\pm 1.4 \sigma_{m_{H^0}}$, pour des valeurs de luminosités intégrées correspondant à une année du LHC à 10^{34} cm⁻².s⁻¹ et à 3 années avec une luminosité dix fois plus faible. Les valeurs des intervalles de $\pm 1.4 \sigma_{m_{H^0}}$ pour les différentes luminosités sont données entre parenthèse en GeV/c².

Les efficacités de sélection des événements $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ produits dans les processus de fusion gg , WW , ZZ sont données dans la table 6.3. A haute, luminosité 81 % des événements reconstruits sont contenus dans un intervalle de masse de $\pm 1.4 \sigma_{m_{H^\circ}}$ autour de m_{H° , à basse luminosité la fraction correspondante est égale à 79 %.

En se servant des valeurs de sections efficaces données au chapitre 1 pour ce type de processus, il est possible de calculer le nombre d'événements reconstruits et contenus dans un intervalle de masse correspondant à $\pm 1.4 \sigma_{m_{H^\circ}}$ autour de m_{H° pour des masses du Higgs comprises entre 80 GeV/c² et 150 GeV/c². Ces nombres sont donnés pour des valeurs de luminosités intégrées égales à 10^5 pb^{-1} , correspondant à une année de LHC à $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et à $3 \cdot 10^4 \text{ pb}^{-1}$, équivalente à trois années de LHC à une valeur de luminosité instantanée dix fois plus faible. La table 6.6 résume tous ces chiffres.

m_{H° (GeV/c ²)	$\sigma \cdot \text{Br}$ (fb) $Z^\circ H^\circ$ et $W^\pm H^\circ$	nombre d'événements pour 10^5 pb^{-1}	nombre d'événements pour $3 \cdot 10^4 \text{ pb}^{-1}$
80	5.3	74	22
90	5.1	63	18
100	4.9	99	29
110	4.8	111	32
120	4.3	99	29
130	3.4	82	24
140	2.6	63	18
150	1.6	38	11

Tableau 6.7: *Nombres d'événements $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ produits par les processus $Z^\circ H^\circ$ et $W^\pm H^\circ$ et reconstruits dans des intervalles de masse $\pm 1.4 \sigma_{m_{H^\circ}}$, pour des valeurs de luminosités intégrées correspondant à une année au LHC à $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et à 3 années avec une luminosité dix fois plus faible.*

Aux événements $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ produits par fusion gg , WW , ZZ et $q\bar{q}$, il faut ajouter ceux des modes de production associée $Z^\circ H^\circ$, $W^\pm H^\circ$ et $t\bar{t}H^\circ$. Ces derniers processus sont relativement plus sensibles aux coupures d'isolement des photons que les processus de production du Higgs par fusion (voir paragraphe 6.3.2). Pour tenir compte de cet effet les efficacités de sélection des événements produits avec un Z° ou un W^\pm sont multipliés par un facteur global supplémentaire égal à 85 %. Ce facteur est égal à 75 % dans le cas de la production en association avec des quarks top. Pour ces processus, les tables 6.7 et 6.8 donnent le nombre d'événements reconstruits et contenus dans des intervalles de masse de $\pm 1.4 \sigma_{m_{H^\circ}}$, pour les différentes masses de Higgs considérées. Les chiffres présentés tiennent compte des efficacités particulières de ces événements aux coupures de cinématique et d'acceptance. Les valeurs de ces efficacités ont été déterminées au niveau de la cinématique des particules. A la fin de ce chapitre nous reviendrons brièvement sur la façon dont ces événements peuvent être utilisés si on leur applique une analyse exclusive.

m_{H^0} (GeV/c ²)	$\sigma \cdot \text{Br}$ (fb) $t\bar{t}H^0$	nombre d'événements pour 10^5 pb^{-1}	nombre d'événements pour $3 \cdot 10^4 \text{ pb}^{-1}$
80	1.9	34	10
90	1.8	32	9
100	1.7	42	12
110	1.6	37	11
120	1.4	36	10
130	1.1	29	8
140	0.8	23	7
150	0.5	14	4

Tableau 6.8: Nombres d'événements $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ produits par le processus $t\bar{t}H^0$ et reconstruits dans des intervalles de masse $\pm 1.4 \sigma_{m_{H^0}}$, pour des valeurs de luminosités intégrées correspondant à une année au LHC à $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et à 3 années avec une luminosité dix fois plus faible.

6.5.4 Calcul de la signification statistique

- Higgs standard

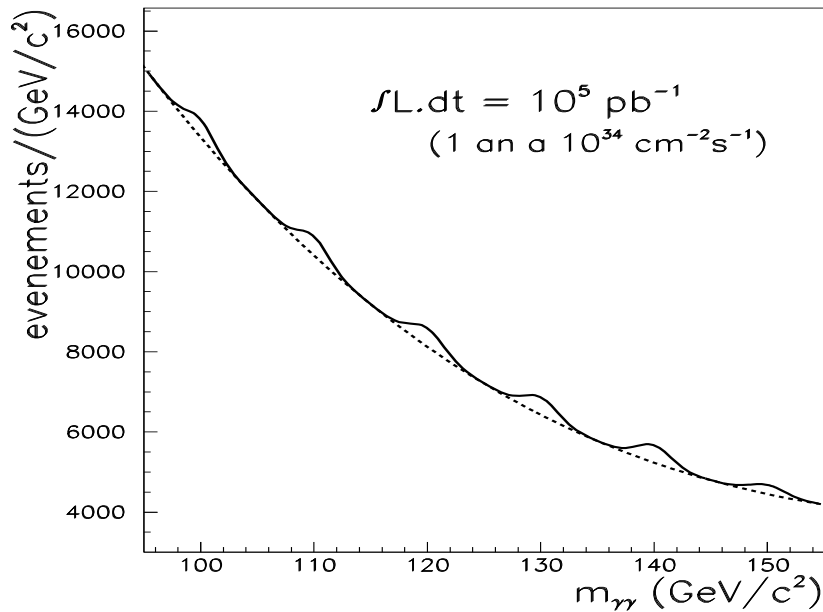


Figure 6.19: Signaux $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ attendus pour des masses de 100, 110, 120, 130, 140 ou 150 GeV/c^2 et superposés sur le continuum du bruit de fond $\gamma\gamma$.

Avec les résultats précédents sur les taux de bruit de fond et le nombre des événements

de signal reconstruits, il est possible de calculer la signification statistique du signal comme S/\sqrt{B} . Dans chaque intervalle de masse de $\pm 1.4 \sigma_{m_{H^\circ}}$, le bruit de fond est calculé par interpolation linéaire.

Le détail des contributions de S et de B est donné dans la table 6.9 pour une valeur de luminosité intégrée égale à $10^5 \text{ pb}^{\perp 1}$ (une année de LHC à $10^{34} \text{ cm}^{\perp 2} \cdot \text{s}^{\perp 1}$). Les significations statistiques sont calculées pour cette luminosité et pour $3 \cdot 10^4 \text{ pb}^{\perp 1}$ qui correspond à trois années de LHC à $10^{33} \text{ cm}^{\perp 2} \cdot \text{s}^{\perp 1}$.

m_{H° (GeV/c ²)	80	90	100	110	120	130	140	150
$\pm 1.4 \sigma_{m_{H^\circ}}$	2.94	3.22	3.39	3.61	3.92	4.11	4.20	4.34
nombre de $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$	603	605	1139	1301	1440	1346	1121	749
continuum $\gamma\gamma$	41000	32600	39000	32100	27600	22200	18900	16300
jet-jet	1600	1300	1550	1400	1200	1150	1050	1050
γ -jet	6200	4250	4750	3850	3400	2700	2300	2000
$Z^\circ \rightarrow e^+e^\perp$	-	< 85	-	-	-	-	-	-
S/\sqrt{B} pour $10^5 \text{ pb}^{\perp 1}$	2.7 (3.4)	3.1 (2.5)	5.3 (1.0)	6.7 (0.5)	8.0 (0.4)	8.3 (0.4)	7.5 (0.4)	5.4 (0.8)
S/\sqrt{B} pour $3 \cdot 10^4 \text{ pb}^{\perp 1}$	1.6	1.8	3.1	3.9	4.7	4.9	4.4	3.1

Tableau 6.9: Signification statistique (S/\sqrt{B}) du signal $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ dans le domaine de masse compris entre 80 GeV/c² et 150 GeV/c². Les chiffres donnés entre parenthèses correspondent aux nombres d'années nécessaires pour obtenir une valeur de 5 écarts types avec une luminosité instantanée de $10^{34} \text{ cm}^{\perp 2} \cdot \text{s}^{\perp 1}$.

Le rapport S/B varie de 1/80 et 1/20 sur la zone de masse étudiée. Cette valeur justifie encore une fois la nécessité d'avoir une très bonne résolution sur la masse. A titre d'exemple la figure 6.19 présente le signal que l'on obtiendrait superposé au bruit de fond.

La figure 6.20 présente les valeurs de S/\sqrt{B} obtenues en fonction de m_{H° pour les 2 types de luminosités intégrées considérées. Après 3 années à basse luminosité une découverte du Higgs dans le mode $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ n'est possible que pour une masse proche de 130 GeV/c². A plus haute luminosité si la masse du Higgs est plus grande que 100 GeV/c², moins d'une année suffit pour une découverte.

Jusqu'à présent, toutes les valeurs des sections efficaces des bruits de fond et du signal ont été calculées à l'ordre dominant de QCD. Au chapitre 1 il a été montré que le processus de production par fusion gg reçoit des corrections d'ordre supérieur importantes équivalentes à un facteur de l'ordre de 1.5-1.7.

Parmi toutes les contributions du continuum $\gamma\gamma$, les corrections d'ordre supérieur au processus Box ($gg \rightarrow \gamma\gamma$) sont les plus difficiles à évaluer, puisqu'elles sont d'ordre

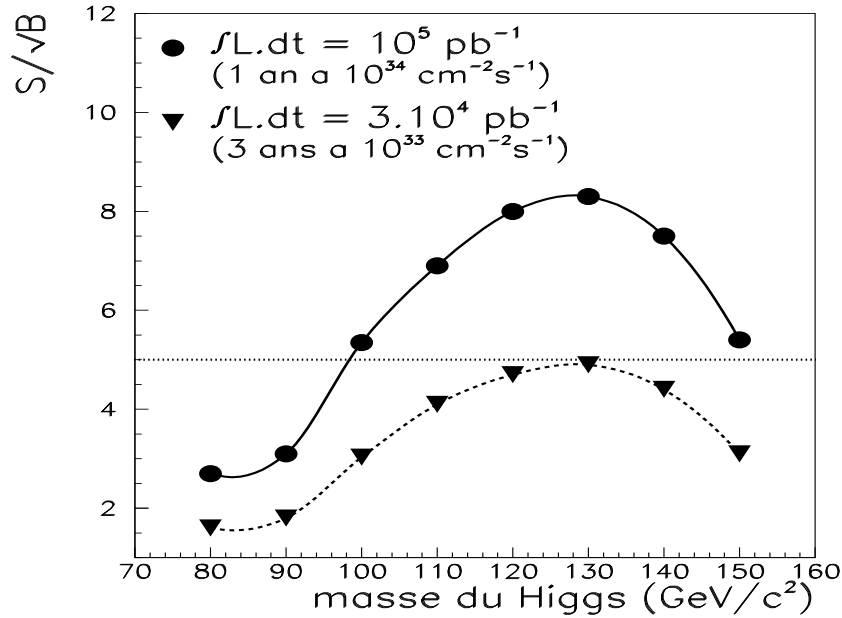


Figure 6.20: Valeurs de S/\sqrt{B} attendues dans le mode $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ en fonction de m_{H^0} .

$o(\alpha_s^3 \alpha_{QED}^2)$. Le calcul de ces corrections n'a pas encore été effectué. En raison du flux important de paire de gluons avec des masses invariantes élevées la contribution du processus Box est sans doute plus importante. Après les différentes sélections des événements, cette contribution est équivalente à celle du diagramme Born. Contrairement aux processus Born et Bremsstrahlung, elle échappe aux mesures effectuées au TeVatron puisque sa section efficace est trop faible sur cette machine, faute d'un taux de gluon suffisant [21].

Pour évaluer la sensibilité de la signification statistique S/\sqrt{B} un facteur K de 1.6 est appliqué au processus de production du Higgs par fusion gg. En même temps, les sections efficaces associées au diagramme Box sont multipliées également par un facteur de correction de 1.6. Le signal augmente de 35 % en moyenne puisque le diagramme $gg \rightarrow H^0$ domine la production du Higgs, le continuum irréductible $\gamma\gamma$ croît par près de 20 %. La figure 6.21 montre les significations statistiques S/\sqrt{B} obtenues dans ce cas. Le Higgs peut alors être découvert dans l'intervalle compris entre 110 et 145 GeV/c^2 , dans la phase à basse luminosité.

Compte tenu des diverses incertitudes rencontrées, la non utilisation du facteur K pour le signal est une marge de sécurité pour l'évaluation du potentiel de découverte. Même si le bruit de fond est sous-estimé par près d'un facteur 2, la signification statistique qui correspond au calcul sans facteur K reste valable.

• Les Higgs du MSSM

L'estimation du potentiel de découverte des Higgs neutres scalaires h^0 et H^0 du MSSM est extrapolée à partir des résultats obtenus pour le Higgs standard [22]. Les mêmes

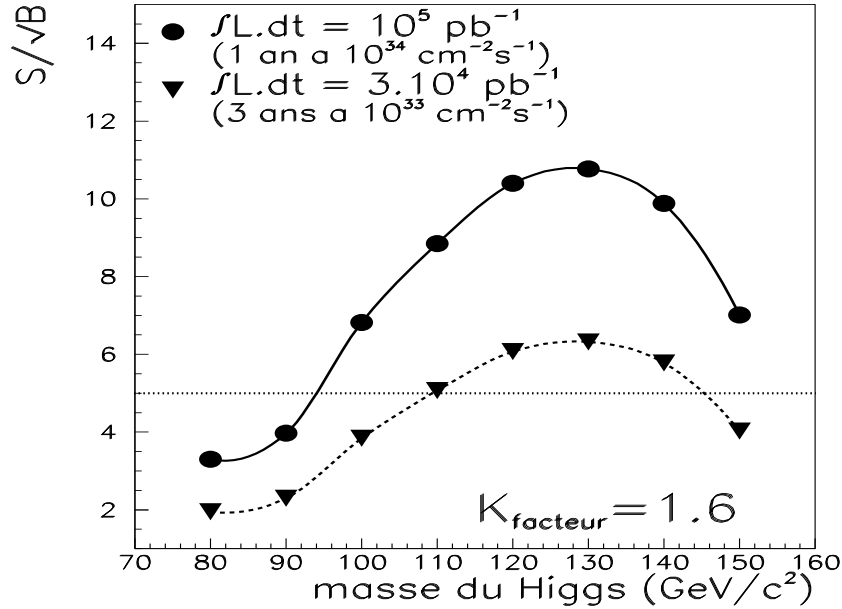


Figure 6.21: Valeurs de S/\sqrt{B} attendues dans le mode $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ en fonction de m_{H^0} . Un facteur K de 1.6 est appliqué au diagramme Box et au processus de production par fusion gg .

critères de sélection des événements sont appliqués, les taux de bruits de fond et l'acceptance du signal après coupures sont similaires à ceux qui viennent d'être calculés. Dans les deux cas, suivant que le Higgs est standard ou supersymétrique, sa largeur naturelle est suffisamment faible pour être négligée devant la résolution expérimentale. Pour une masse de Higgs donnée, la largeur de l'intervalle de masse qui sert à calculer la signification statistique du signal ne change pas.

La seule chose qui doit être adaptée est le taux des événements de signal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$ qui est fixé par les valeurs des paramètres du secteur des Higgs du MSSM m_{A^0} et $\tan(\beta)$. Les valeurs de $\sigma \cdot \text{Br}$ pour les 2 modes $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ont été données au chapitre 1, elles sont généralement plus faibles que dans le cas du Higgs standard.

La figure 6.22 présente dans le plan $(m_{A^0}, \tan(\beta))$ le contour des courbes de découverte à 5σ des Higgs h^0 et H^0 en 2 photons.

Le mode $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ donne accès à une très faible partie du plan $(m_{A^0}, \tan(\beta))$. Seul le domaine $\tan(\beta) > 3$ avec $m_{A^0} \simeq 60 - 70 \text{ GeV}/c^2$ pourra être exploré. Cette partie devrait en outre être couverte par LEP II. Le fait que la surface explorée dans ce mode est faible est uniquement lié à la section efficace de ce canal.

Pour le mode $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$, les événements issus des processus de production associée $Z^0 h^0$, $W^\pm h^0$ et $t\bar{t} h^0$ sont traités de manière exclusive en identifiant un lepton de haute impulsion transverse issu des désintégrations des bosons de jauge et des quark top (voir paragraphe suivant). Les processus de production du Higgs par fusion gg , WW , ZZ et $b\bar{b} h^0$ permettent d'explorer le domaine des valeurs de $\tan(\beta)$ supérieures à 2, les modes

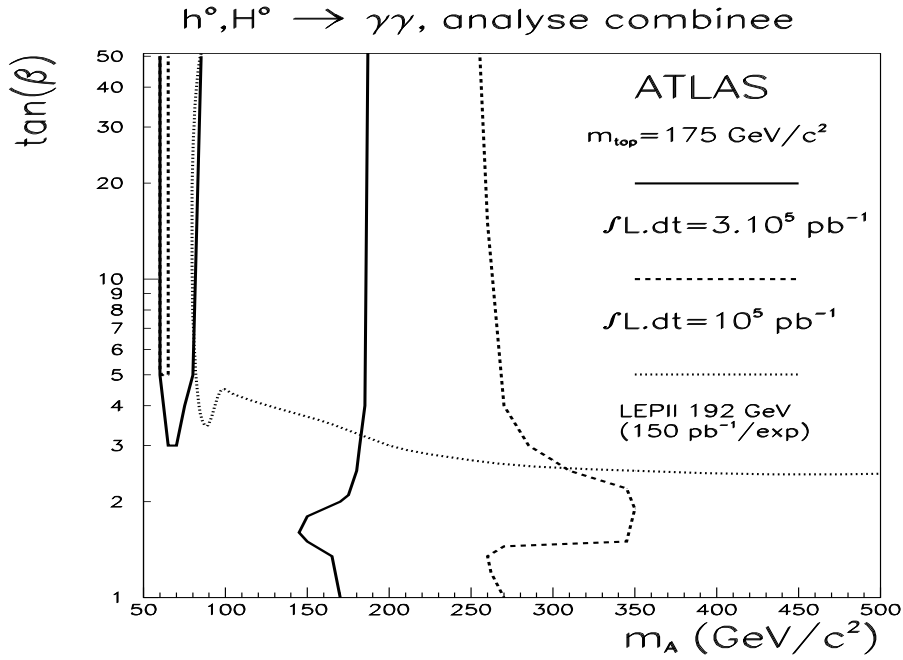


Figure 6.22: Contours des courbes de découverte à 5σ des Higgs h° et H° , présentés dans le plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$. Le contour qui correspond au potentiel de LEP II est superposé (voir chapitre 1). Les résultats sont donnés pour des luminosités intégrées de 10^5 pb^{-1} et de 3.10^5 pb^{-1} . Le canal $h^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ correspond à la partie du plan où $m_{A^\circ} > 175 \text{ GeV}/c^2$ et le canal $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ à la partie $m_{A^\circ} \simeq 60 - 70 \text{ GeV}/c^2$.

de production associée renforcés par leurs couplages supersymétriques donnent accès aux basses valeurs de $\tan(\beta)$. Les contours de découverte ne se déplacent que faiblement en fonction de la luminosité intégrée puisque les valeurs de $\sigma \cdot \text{Br}$ changent très lentement avec m_{A° .

Le mode $h^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ permet de couvrir totalement la partie du plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$ qui correspond aux masses $m_{A^\circ} > 175 \text{ GeV}/c^2$. Pour cela une luminosité élevée de 3.10^5 pb^{-1} qui correspond à 3 années du LHC à $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ est nécessaire. Néanmoins, dans ce cas la complémentarité de ce canal avec le potentiel de découverte de LEP II est tout à fait satisfaisante. La partie inexplorée du plan qui correspond à des valeurs de m_{A° comprises entre $100 \text{ GeV}/c^2$ et $175 \text{ GeV}/c^2$ devrait être couverte par le mode $A^\circ \rightarrow \tau^+ \tau^-$ dans la phase de démarrage du LHC à basse luminosité (voir annexe B). Après LHC, le plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$ sera totalement exploré. La figure 6.23 [22] présente la couverture du plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$ par le détecteur ATLAS, pour 3 années de LHC à haute luminosité.

6.5.5 Modes de production associée et analyses exclusives

Avant de conclure sur le potentiel du détecteur ATLAS pour la découverte du Higgs en une paire de photons, il faut évoquer les possibles recherches du Higgs dans les modes de production associée avec analyse exclusive.

Le taux des événements produits dans les modes $Z^\circ H^\circ$, $W^\pm H^\circ$ et $t\bar{t}H^\circ$ est environ dix

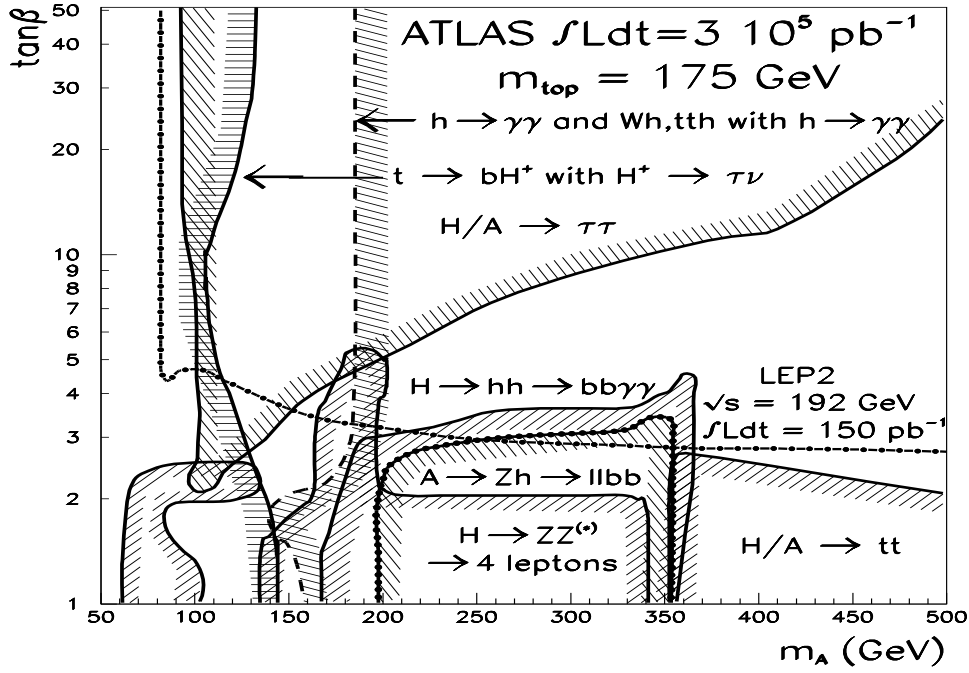


Figure 6.23: Couverture du plan $(m_{A^0}, \tan(\beta))$ par le détecteur ATLAS et les expériences de LEP II. Les résultats sont donnés pour une luminosité intégrée de 3.10^5 pb^{-1} .

fois plus faible que celui des modes de production par fusion gg , WW et ZZ . Dans le cas d'une analyse inclusive pour le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, il vient d'être montré que les critères de sélection du signal sont relativement plus sévères pour ces processus. Toutefois, l'état final des modes de production associé peut contenir, en plus des 2 photons, un lepton ou des jets de hadrons de haute énergie.

Les événements avec 2 photons isolés et de haute énergie transverse en plus d'un lepton isolé ou de 2 jets, de haute énergie, ont des signatures qui permettent de réduire fortement le niveau du bruit de fond issu du continuum diphoton et des paires jet-jet, γ -jet, présent dans l'analyse inclusive du canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Pour les configurations avec 2 jets dans l'états final en plus des 2 photons, les autres processus de production du Higgs sont également considérés puisque des jets peuvent être produits en même temps que le Higgs ($q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H^0$).

- **Canaux $W^\pm(Z^0)H^0, t\bar{t}H^0 \rightarrow \gamma\gamma \text{ lepton} + X$ [14]:**

Les électrons et les photons sélectionnés dans ces analyses exclusives ont énergies transverse supérieures à 25 GeV et sont émis dans l'acceptance $|\eta| < 2.5$. Ces coupures plus lâches que dans le cas de l'analyse inclusive du mode $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ont une plus grande efficacité si la masse du Higgs est proche de $80 \text{ GeV}/c^2$. Dans le cas du MSSM, une bonne efficacité du signal $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$ au dessous de $90 \text{ GeV}/c^2$ est utile pour explorer la partie du plan $(m_{A^0}, \tan(\beta))$ qui correspond à $\tan(\beta) < 2$.

Le lepton de haute énergie transverse est soit un e^\pm , soit un μ^\pm . En se servant du détecteur interne de traces chargées, la présence du lepton assure une connaissance non

ambiguë du vertex initial de la collision. La résolution sur la masse de la paire $\gamma\gamma$ est alors améliorée à haute luminosité.

Le bruit de fond réductible est très divers, il est lié aux événements avec des jets, des photons et des e^\pm ou des μ^\pm dans l'état final. Le pouvoir d'identification du détecteur ATLAS des γ et des e^\pm par rapport au jets permet de réduire le taux des événements avec des jets à des niveaux négligeables. Dans le cas des événements $b\bar{b}\gamma\gamma$ (avec désintégration semi-leptonique des b) ou $Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ou $W^\pm\gamma \rightarrow e^\pm(\mu^\pm)\nu(\bar{\nu})\gamma\gamma$, il faut identifier les électrons par rapport aux photons ou appliquer des contraintes cinématiques sur la masse des paires qu'il est possible de former ($m_{\text{lepton}\perp\gamma} > 25 \text{ GeV}$ et $|m_{\text{lepton}\perp\gamma} - m_{W,Z}| > 10 \text{ GeV}/c^2$).

Après réjection du bruit réductible, le bruit de fond irréductible est largement dominant [14]. Il correspond aux processus $t\bar{t}\gamma\gamma$ et $Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$, où les photons sont rayonnés par les e^\pm ou les quarks top. Le niveau de ces bruits de fond est prédit à un facteur 2 près pour le $t\bar{t}\gamma\gamma$ et à 20 % près pour le mode $Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ [12].

Après sélection, le rapport S/B est de l'ordre de 1, dans l'intervalle de masse utile pour calculer la signification statistique [14]. Toutefois, le nombre d'événements de signal est faible, il vaut entre 10 et 20 pour une luminosité intégrée de 10^5 pb^{-1} . En raison des incertitudes liées au taux du bruit de fond $t\bar{t}\gamma\gamma$ et à cause du faible nombre d'événements de signal, une luminosité intégrée élevée de l'ordre de $3 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$ est nécessaire pour dégager un effet significatif à 5 écarts types.

• **Canaux $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et association avec deux jets de haute énergie [23] :**

Après sélection des jets d'énergie transverse supérieure à 15 GeV dans l'acceptance $|\eta| < 5$, la distribution dans l'espace de ces jets produits en association avec les 2 photons dans ce type de canal est pratiquement isotrope. Leur énergie transverse s'ils sont produits à $|\eta| < 2$ est en moyenne supérieure à 40 GeV et leur énergie dépasse 400 GeV s'ils sont émis dans l'intervalle $2 < |\eta| < 5$.

En sélectionnant les photons comme dans l'analyse inclusive $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et en ne conservant que les événements avec des jets de haute énergie ou énergie transverse, le bruit de fond est totalement dominé par les processus de quark Bremsstrahlung. Dans ce cas, malgré les incertitudes liées à la connaissance du taux de ce bruit de fond et à l'efficacité sur l'isolement des photons, le rapport S/B est de l'ordre de 10 % à 100 GeV/c^2 et S/\sqrt{B} ne dépasse pas 3 pour cette masse et une luminosité de 10^5 pb^{-1} . Néanmoins, le nombre d'événements contenus dans l'intervalle de masse qui sert à calculer la signification statistique est relativement plus élevé que dans le cas de la production associée avec un lepton puisqu'il est de l'ordre de 100.

Tout comme pour la production associée avec un lepton, l'étude des modes exclusifs avec des jets dans l'état final ne permet pas de dégager un résultat significatif pour la découverte du Higgs avant l'étude inclusive du canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Dans le cas de la mise en évidence d'un effet significatif pour l'analyse inclusive à 2 photons, les études exclusives permettront de confirmer une découverte du Higgs dans ce mode.

6.6 Conclusion

L'étude du pouvoir de réjection du détecteur ATLAS contre les jets et les π^0 a montré que le bruit de fond jet-jet et γ -jet peut être ramené à un niveau inférieur à 10 % de celui du bruit de fond irréductible diphoton. Après application de coupures cinématiques, le taux du continuum $\gamma\gamma$ a pu être estimé en incluant le bruit de fond de quark Bremsstrahlung.

Puisque la découverte du Higgs dans le mode $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ repose sur les performances du calorimètre, une simulation complète de la réponse du détecteur incluant les effets du terme d'échantillonnage, du bruit d'électronique et d'empilement, le terme constant global du calorimètre et la mesure de l'angle d'ouverture de la paire des photons, a permis de calculer la résolution de masse, pour m_{H^0} comprise entre 80 et 150 GeV/c². Une résolution de l'ordre de 1 % a été obtenue.

Après calcul de l'efficacité du signal, le potentiel de découverte a été estimé. Pour une année du LHC à haute luminosité, il a été montré qu'un effet significatif à plus de 5 écarts types peut être mis en évidence si la masse du Higgs est comprise entre 100 et 150 GeV/c². Dans le cas du MSSM, ce potentiel assure la couverture du plan $(m_{A^0}, \tan(\beta))$, si $m_{A^0} > 175$ GeV/c².

Bibliographie

- [1] D. Froidevaux et coll., *SM Higgs rates and backgrounds in ATLAS*, note interne à la collaboration ATLAS PHYS-048 (1995).
- [2] T. Sjöstrand, CERN-TH 7111 et 7112 (1993).
- [3] D. Froidevaux et coll., *Jet Generation for ATLAS*, note interne à la collaboration ATLAS DAQ-TR-201 (1993).
- [4] D. Froidevaux et E. Richter-Was, *Z. Phys. C* **67** (1995) 213.
- [5] F. Gianotti et I. Vichou, γ /jet separation with the ATLAS detector, notes internes à la collaboration ATLAS PHYS-078 et CAL-086 (1996); I. Vichou, présentation à la VIst International Conference on Calorimetry in HEP, Frascati (Italie) juin 1996.
- [6] P. Chiappetta, *Evaluation of QCD Backgrounds at LHC*, aux 30^{èmes} Rencontres de Moriond sur la QCD et les interactions fortes hadroniques, Les Arcs (France) mars 1995.
- [7] D. Kirby (collaboration L3), *A Study of Hadronic Backgrounds to Isolated Hard Photon Production with L3* aux 30^{èmes} Rencontres de Moriond sur la QCD et les interactions fortes hadroniques, Les Arcs (France) mars 1995; D. Duchesneau, thèse de doctorat, Université de Genève (1993); R. Akers et coll. (Collaboration OPAL), *Comparisons of the Properties of Final State Photon in Hadronic Z⁰ Decay with Predictions from Matrix Element Calculations*, CERN-PPE 95-13 (1995).
- [8] D. Froidevaux et coll. (groupe d'optimisation du calorimètre EM d'ATLAS), note interne à la collaboration ATLAS, CALO-072 (1995); M. Seman, note interne à la collaboration ATLAS, CALO-074 (1995).
- [9] M. Seman, présentation à la VIst International Conference on Calorimetry in HEP, Frascati (Italie) juin 1996; A. Cravero et F. Gianotti, note interne à la collaboration ATLAS, CALO-031 (1993); G. Unal, note interne à la collaboration ATLAS, CALO-009 (1992).
- [10] L. Fayard, P. Pétrouff, V. Tisserand, I. Vichou et I. Wingerter-Seez, *Study of e^{\pm}/π^{\pm} rejection with the RD3 LAr accordion calorimeter*, Note interne à la Collaboration RD3, numéro 50 (1993).

- [11] D. Froidevaux, P. Nevski et S. Schuh, note interne à la collaboration ATLAS, PHYS-070 (1995).
- [12] E. Richter-Was, notes interne à la collaboration ATLAS, PHYS-027, PHYS-031 et PHYS-034 (1994).
- [13] P. Aurenche et coll., dans *Aachen Large Hadron Collider Workshop*, CERN 90-10 Vol II (1990); E. Berger et coll., *aux rencontres de Snowmass (Colorado) sur la physique des photons directs*, (1990); P. Aurenche, M. Fontannaz, J.P. Guillet, E. Pilon et M. Werlen, communications privées.
- [14] G. Unal et L. Fayard, note interne à la collaboration ATLAS, PHYS-001 (1991).
- [15] E. Richter-Was et Y. Zolnierowski, communications privées et note interne à la collaboration ATLAS en préparation.
- [16] J. Botts et coll., collaboration CTEQ, Phys Lett. **B 304** (1993) 159; A.D. Martin, W.J. Stirling et R.G. Roberts, Phys. Lett. **B 306** (1993) 145; H. Plochow-Besch, *PDFLIB: Structure Functions ans α_s Calculations*, Comp. Phys. Comm. 75 (1993) 396.
- [17] C. Seez et coll., dans *Aachen Large Hadron Collider Workshop*, CERN 90-10 Vol II (1990); D. Dicus et S. Willenbrock, *Phys. Rev. D* **37** (1988) 1801; S. Mrenna et coll., note interne à la collaboration GEM, TN-93-373 (1993).
- [18] R.Y. Zhu et H. Yamamoto, note interne à la collaboration GEM, TN-92-126 (1992).
- [19] D.J. Graham, note interne à la collaboration CMS, TN-95-115 (1995).
- [20] V. Tisserand, *the Higgs to 2 photon decay in the ATLAS détecteur*, présentation à la *VIst International Conference on Calorimetry in HEP*, Frascati (Italie) juin 1996, note interne à la collaboration ATLAS, PHYS-090 (1996) et note LAL 96-92 (1996).
- [21] R. Blair, présentation à American Workshop on LHC Physics, Fermilab mars 1996; L. Nodilman, *Contributed paper of 28th ICHEP '96*, Varsovie (Pologne) 1996.
- [22] D. Froidevaux et coll., *MSSM Higgs rates and backgrounds in ATLAS*, note interne à la collaboration ATLAS PHYS-074 (1996) et CERN-TH 96-111 (1996).
- [23] D. Froidevaux et E. Richter-Was, communications privées et note interne à la collaboration ATLAS en préparation.

Conclusion

Le sujet de cette thèse porte sur l'optimisation des performances du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Ce travail a été réalisé avec comme principal objectif l'amélioration du potentiel de découverte du boson de Higgs se désintégrant en deux photons dans le domaine de masse compris entre $80 \text{ GeV}/c^2$ et $150 \text{ GeV}/c^2$.

Dans la zone de masse étudiée, la largeur naturelle du Higgs est très faible (10 à 20 MeV/c^2). L'observation dans ce canal repose donc fortement sur la résolution du détecteur sur la masse des paires de photons. L'étude en simulation des performances du détecteur pour la reconstruction de l'énergie et de l'angle d'émission des photons a permis de modifier la géométrie et les paramètres du calorimètre électromagnétique.

Parmi les contributions à la résolution en énergie, les événements d'empilement liés à la forte luminosité du LHC ont été simulés et leurs propriétés étudiées en tenant compte de la réponse de la chaîne d'électronique de lecture. En combinant le bruit d'empilement et le bruit d'électronique pour le calcul du bruit total, l'optimisation de la réponse en temps des formeurs a montré la faible différence de performances entre des préamplificateurs de type AsGa disposés directement sur le détecteur dans le cryostat et des préamplificateurs de type $\emptyset\text{T}$, placés à l'extérieur du cryostat. Pour des questions de fiabilité, le choix s'est naturellement porté sur la seconde solution pour équiper tout le calorimètre.

L'optimisation de la géométrie du calorimètre électromagnétique baril à l'aide d'un Monte-Carlo détaillé, a permis d'atteindre un terme d'échantillonnage meilleur ou de l'ordre de $10 \text{ } \%. \text{GeV}^{1/2}$. En particulier, il a été montré que l'utilisation d'un détecteur de pied de gerbe intégré au calorimètre satisfait aux exigences de l'identification des photons par rapport aux π^0 isolés (facteur 3 de réjection) et permet une mesure précise et indépendante de la direction des photons (résolution de $70 \text{ mrad}/\sqrt{E}$). Il a été démontré l'utilité d'une couche de pré-échantillonnage devant le calorimètre. Cette couche de lecture indépendante permet de corriger des effets de perte d'énergie dans le cryostat et assure la fiabilité de la résolution en énergie.

L'analyse de données enregistrées en faisceau test au CERN, avec une géométrie proche de celle adoptée par ATLAS, a validé les différents choix retenus en simulation. Un terme d'échantillonnage compatible avec une valeur de $10 \text{ } \%. \text{GeV}^{1/2}$ a été mesuré. Une linéarité de la réponse en énergie meilleure que 0.5 % sur la gamme dynamique attendue pour les photons de désintégration du canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ a également été mesurée.

L'utilité de la couche de pré-échantillonnage pour maintenir sous contrôle la résolution en énergie a été démontrée expérimentalement. Enfin, un terme constant de 0.7 % a été obtenu après une étude de l'uniformité de réponse de cellule à cellule.

La capacité du détecteur ATLAS à rejeter les bruits de fond du canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ a été évaluée. Le niveau de bruit de fond irréductible issu de la production des paires de photons directs ainsi que celui du bruit de fond réductible provenant des jets, et plus particulièrement des π^0 isolés, ont été calculés. Après réjection, le bruit de fond réductible domine le bruit irréductible par un facteur 10 et est supérieur au signal par 2 ordres de grandeur, au plus.

La résolution sur la masse $m_{\gamma\gamma}$, incluant toutes les contributions, a été évaluée après une simulation détaillée et complète de la réponse du détecteur. Une valeur de l'ordre de 1 % entre 80 GeV/c² et 150 GeV/c², est obtenue. Si la masse du boson de Higgs est comprise entre 100 GeV/c² et 150 GeV/c², un effet significatif à plus de 5 écarts types sera mis en évidence en moins d'une année de prise de données à la luminosité nominale de 10³⁴ cm⁻².s⁻¹. Le domaine de masse compris entre 80 GeV/c² et 150 GeV/c² sera complètement couvert avec une luminosité de 3.10⁵ pb⁻¹. Dans le cas du MSSM, ce potentiel assure la couverture du plan $(m_{A^0}, \tan(\beta))$, si $m_{A^0} > 175$ GeV/c².

A l'aide du canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et d'autres modes tels que le canal de désintégration $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0(*)} \rightarrow 4$ leptons, l'expérience ATLAS au LHC permettra de découvrir le boson de Higgs si sa masse est inférieure à 1 TeV/c². Dans le cas où le MSSM est le modèle qui décrit les interactions des particules élémentaires, le plan $(m_{A^0}, \tan(\beta))$ sera complètement exploré à l'aide des résultats de LEP II et du LHC, principalement grâce aux canaux $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $A^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$.

Annexes

Contenu du chapitre

A	Rappels de calorimétrie	261
A.1	Gerbes électromagnétiques	261
A.2	Calorimétrie EM à échantillonnage avec des liquides nobles . .	264
A.3	Gerbes hadroniques	269

A Rappels de calorimétrie

Le rôle joué par les calorimètres dans les expériences de physique des hautes énergies connaît un développement croissant [1] [2].

Contrairement aux détecteurs servant à mesurer l'impulsion des traces chargées, la résolution des calorimètres est d'autant meilleure que l'énergie des particules (E_{inc}) incidentes est élevée. La mesure des paramètres de ces particules se fait en dégradant leurs énergies par étapes successives et en les absorbant complètement dans un bloc de matière. Les processus de dégradation provoquent le développement d'une gerbe électromagnétique ou hadronique suivant le type de la particule incidente, le long de sa trajectoire.

La longueur de matière nécessaire pour contenir les gerbes varie logarithmiquement avec E_{inc} . Ainsi, les calorimètres présentent l'avantage pour les expériences de hautes énergies de rester relativement compacts, quelles que soient les caractéristiques cinématiques des particules à détecter.

Les calorimètres sont utilisés pour mesurer l'énergie et la position des photons (γ), e^\pm et jets, déterminer le flux d'énergie des particules qui échappent à la détection ($E_T^{manq.}$), fournir une possibilité de déclenchement rapide des expériences et pour identifier les γ et les e^\pm par rapport aux jets qui interagissent de façon très différentes dans la matière.

A.1 Gerbes électromagnétiques

• Interactions et cascades électromagnétiques

Les interactions des γ et des e^\pm dans la matière se produisent par le biais de processus en cascades, dont l'importance dépend de l'énergie de la particule incidente. La figure A1 schématise le développement d'une gerbe issue d'un γ .

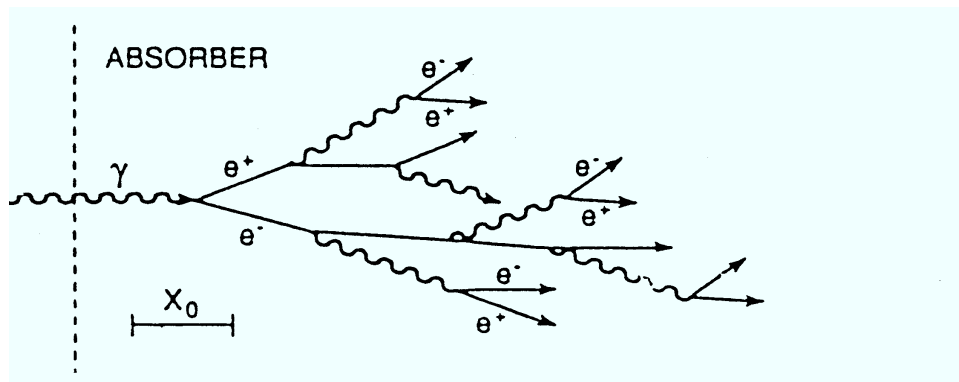


Figure A1 : Schéma du développement d'une gerbe électromagnétique.

Les sections efficaces des différents processus mis en jeu dans la formation d'une gerbe électromagnétique (EM) sont représentées sur la figure A2, pour du plomb. Leurs valeurs sont fonction du matériau traversé. Pour la plupart des processus, elles dépendent de Z ou Z^2 (où Z est le numéro atomique des constituants du matériau), à l'exception de l'effet

photo-électrique qui varie en Z^5 . Ces différents processus produisent des ions, des e^\pm et des γ secondaires.

Les processus dominants sont :

- Au-delà de 10 MeV, pour les γ , la désintégration par création d'une paire e^+e^- , et pour les e^\pm , l'émission de γ dans le voisinage des noyaux atomiques du matériau (rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung).
- à plus basse énergie, le phénomène d'ionisation du matériau (W_{ionis} de l'ordre de quelques eV). Les autres processus, de diffusions ou d'annihilation, produisent des γ de quelques MeV ou des e^\pm qui s'échappent du coeur dur de la gerbe, provoquant son élargissement latéral et les éventuelles fuites longitudinales hors du calorimètre.

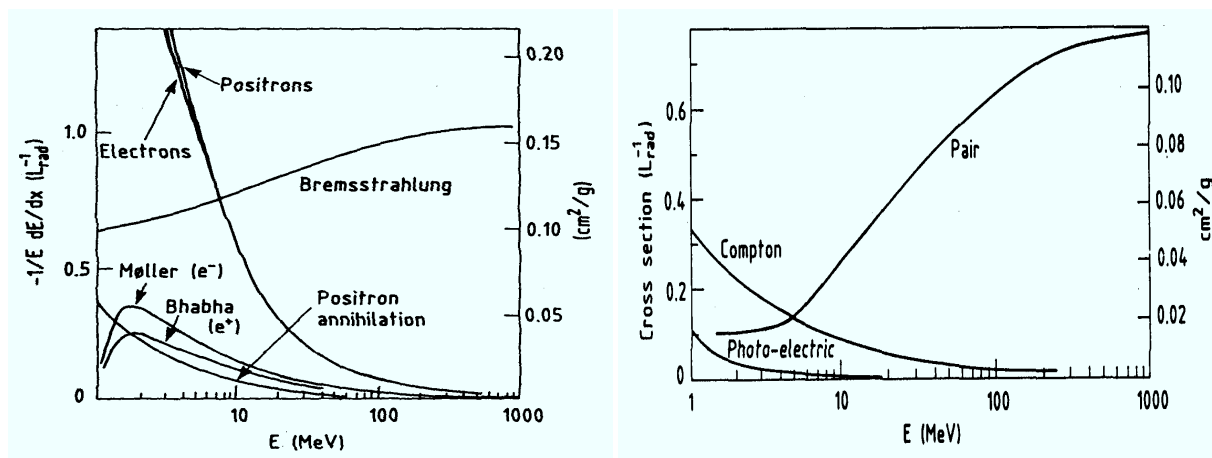


Figure A2 : Processus de pertes d'énergies pour des e^\pm dans du plomb (à gauche), et sections efficaces correspondantes pour des γ (à droite).

Au dessous d'une énergie, dite énergie critique (E_c), les processus d'ionisation et d'excitation deviennent dominants. Pour un matériau donné, cette énergie se calcule à l'aide de la formule empirique :

$$E_c \simeq \frac{610}{Z + 1.24} \text{MeV} \quad (\text{A1})$$

La longueur de matière correspondant à une perte d'énergie relative de $1 - \frac{1}{e}$ (63%) par rapport à l'énergie incidente (E_{inc}) d'un e^\pm , s'appelle la longueur de radiation, X_0 . Le seul processus mis en jeu dans le calcul de X_0 est le Bremsstrahlung. Cette longueur est caractéristique du milieu traversé, sa valeur s'obtient suivant la paramétrisation empirique :

$$X_0 = \frac{716.4 A}{Z(Z + 1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (\text{à } 5\% \text{ près}) \quad (\text{A2})$$

où A est le nombre de masse des atomes constituant le matériau. Pour des γ , la longueur correspondant au libre parcours moyen dans la matière, avant création d'une paire,

correspond à :

$$X_\gamma = \frac{9}{7}X_o \quad (\text{A3})$$

Le chemin parcouru par un γ , avant interaction, est donc environ 30% plus long que pour un e^\pm .

Dans le plomb, $X_o = 0.56$ cm et $E_c = 7.3$ MeV (respectivement 1.76 cm et 22.4 MeV, pour du fer, 1.43 cm et 20.2 MeV, pour du cuivre).

• Dimensions et développement des gerbes électromagnétiques

La distribution de la perte d'énergie moyenne par une unité de X_o , est donnée par la formule empirique de "Longo-Sestilli" :

$$\frac{dE}{dl} = E_{inc} \cdot \beta \cdot \frac{(\beta \cdot l)^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha)} e^{-\beta l} \quad (\text{A4})$$

où $l = \frac{x}{X_o}$ (x est la quantité de matière traversée) et α et β sont 2 paramètres caractéristiques du matériau. La position moyenne du maximum de cette distribution est donnée par :

$$l_{max} = \frac{\alpha - 1}{\beta} = \ln \left(\frac{E_{inc}}{E_c} \right) \pm \frac{1}{2} \quad \left(+\frac{1}{2} \text{ pour des } \gamma, -\frac{1}{2} \text{ pour des } e^\pm \right). \quad (\text{A5})$$

Le paramètre α est relié à la dispersion sur la position de ce maximum. La position l_{max} est fonction de E_c .

La position du maximum est inférieure à 10 X_o . En moyenne, 98% de la gerbe est contenue dans une longueur équivalente à 2.5 l_{max} , soit environ 25 X_o . Cette longueur fixe la "taille" longitudinale des calorimètres EM.

La figure A3 donne une illustration de la perte relative par unité de X_o , pour différentes valeurs de E_{inc} . Ces distributions ont été obtenues en ajustant la formule A4 aux valeurs des dépôts d'énergies en profondeur mesurés sur le prototype de calorimètre accordéon à Argon liquide RD3, équipé d'un détecteur intégré de pieds de gerbes et d'une couche de pré-échantillonnage. Les données utilisées pour tracer ces courbes correspondent à des électrons de 20 à 300 GeV.

L'étalement transverse d'une gerbe EM est principalement due aux électrons produits au début de la gerbe, ayant des libres parcours élevés avant de rayonner un γ . Les γ de faible énergie, produits dans la queue de la gerbe, contribuent également à cet étalement.

La taille transverse d'une gerbe EM est caractérisée par le rayon de Molière, calculé à partir du libre parcours moyen des électrons. Le rayon de Molière, R_M , est donné par la formule :

$$R_M = \frac{X_o}{E_c} \times 21.2 \text{ MeV} \quad (\text{A6})$$

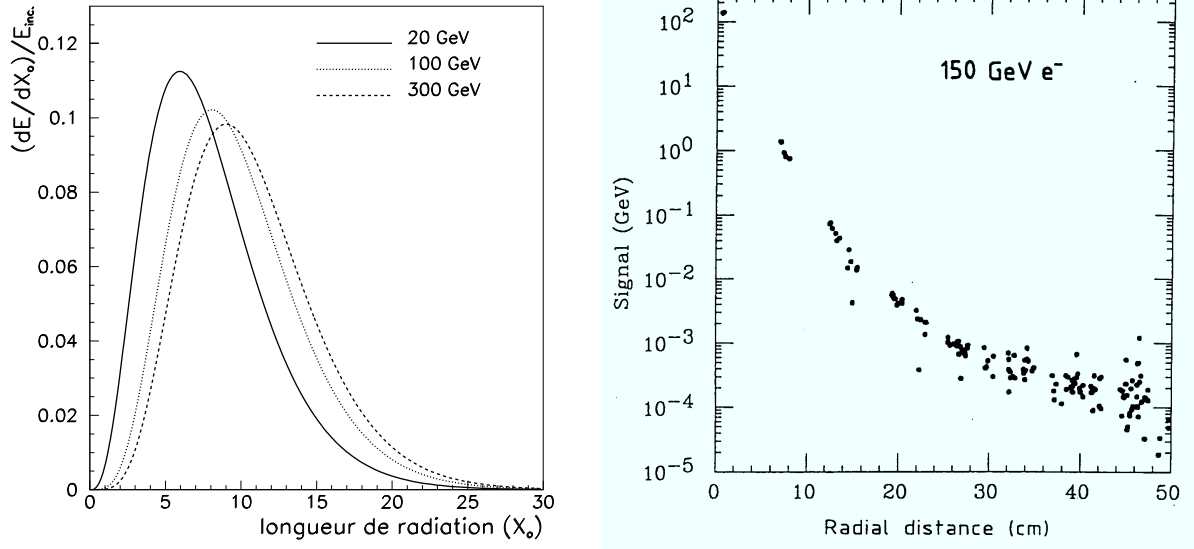


Figure A3 : *Distributions longitudinales des gerbes électromagnétiques d'électrons dans le prototype RD3 (à gauche). Profil transverse expérimental dans un calorimètre de type SPACAL, avec $R_M = 2$ cm (à droite) [3].*

Ce rayon permet de fixer la taille des cellules d'un calorimètre EM. C'est un point important à considérer dans l'optimisation des détecteurs, en particulier, pour la recherche et la reconstruction des clusters, l'isolement des gerbes purement électromagnétiques et la reconstruction du centroïde des gerbes (formes "en S"). Une granularité proche de la taille transverse des gerbes est également nécessaire, pour limiter les effets d'empilements au LHC.

En moyenne, 95% d'une gerbe EM est contenue dans un cylindre de rayon $2 R_M$ (99% dans $3.5 R_M$). La figure A3 montre que l'extension latérale d'une gerbe est bien au-delà de quelques R_M , même si la fraction de l'énergie de la gerbe à ces distances est très faible. Une gerbe EM possède donc un coeur dur qui est entouré d'un halo.

A.2 Calorimétrie EM à échantillonnage avec des liquides nobles

La résolution en énergie dans un calorimètre à échantillonnage est déterminée par la fluctuation sur la perte d'énergie dans les couches actives. Cette résolution est moins bonne que celle d'un calorimètre homogène. Mais en général, les calorimètres à échantillonnage peuvent être facilement segmentés transversalement et longitudinalement. Cette propriété est particulièrement intéressante pour l'identification des γ et des e^\pm par rapport aux jets, elle assure en outre d'excellentes résolutions pour les mesures d'angles des γ et des e^\pm .

• Principes de fonctionnement et résolution intrinsèque

Ces calorimètres sont constitués d'une alternance d'un milieu actif (dans le cas des liquides nobles, de l'argon (LAr) ou du krypton liquide (LKr)), pour la détection du signal,

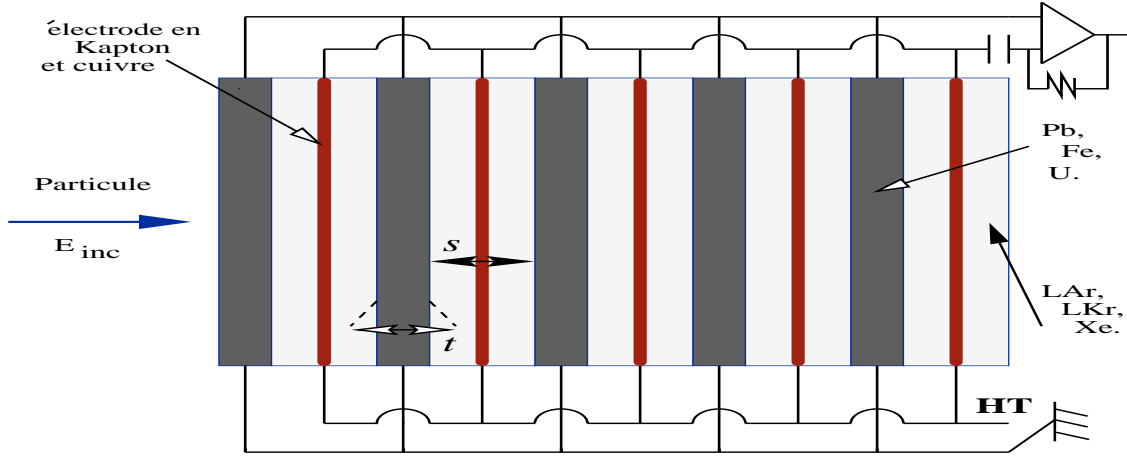


Figure A4 : Principe de fonctionnement d'un calorimètre à échantillonnage utilisant des liquides nobles.

et d'un milieu passif, plus dense, appelé absorbeur (en général du plomb (Pb)), qui absorbe la plus grande partie de l'énergie. Cette configuration permet de construire un détecteur relativement compact, de l'ordre du mètre. La figure A4 schématise cette alternance. Il est possible de définir deux paramètres caractéristiques de ce type de calorimètres :

- la fréquence d'échantillonnage, f_{echan} , qui est donnée par la formule :

$$f_{echan} = \frac{X_o}{t + s} \quad (A7)$$

$(t + s)$ est l'épaisseur d'une période absorbeur-milieu actif (voir figure), elle est exprimée en cm et X_o est la longueur équivalente en cm à une longueur de radiation ($X_o^{passif} \gg X_o^{actif}$).

- le rapport d'échantillonnage, f_{mip} , qui définit la fraction d'énergie déposée par les particules au minimum d'ionisation (mip) dans le milieu actif, par rapport à celle qui est perdue dans la cellule (absorbeur + milieu actif) :

$$f_{mip} = \frac{s \left(\frac{dE}{dx} \right)_{actif}}{s \left(\frac{dE}{dx} \right)_{actif} + t \left(\frac{dE}{dx} \right)_{passif}} \quad (A8)$$

Cette grandeur est proportionnelle à la fraction d'énergie visible d'une gerbe EM :

$$E_{vis} = f_{sig} E_{inc} \quad \text{avec} \quad f_{sig}/f_{mip} \simeq 0.6 - 0.8 \quad (A9)$$

Le rapport f_{sig}/f_{mip} est inférieur à 1, car une gerbe EM contient des γ peu énergétiques à la fin de son développement. Ces γ sont absorbés par effet photo-électrique, principalement dans l'absorbeur à cause de la dépendance en Z^5 , et contribuent donc très peu au signal. Ce rapport est fréquemment désigné comme rapport " e/μ ".

La résolution sur la mesure de l'énergie est dominée par les fluctuations sur le nombre de traces secondaires e^\pm qui traversent le milieu actif. Comme la longueur de radiation de

l'absorbeur est grande devant celle du milieu actif ($X_o^{passif} \gg X_o^{actif}$), les pertes d'énergie dans l'absorbeur sont bien plus grandes que dans le milieu actif :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{passif} \gg \left(\frac{dE}{dx}\right)_{actif} \quad (A10)$$

Le nombre de particules qui traversent la couche active est donné par :

$$\mathcal{N} = \frac{E}{\delta E} \quad (A11)$$

où E est l'énergie d'une particule avant traversée d'une couche de l'absorbeur et δE est l'énergie qu'elle y perd :

$$\delta E = t. \left(\frac{dE}{dx}\right)_{passif} \quad (A12)$$

Les fluctuations sur le nombre \mathcal{N} sont Gaussiennes. Le terme de fluctuation statistique est donné par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sqrt{\mathcal{N}}}{\mathcal{N}} \propto \sqrt{\frac{t}{E_{inc}}} \quad (A13)$$

A la limite $t = 0$, le calorimètre est homogène. Toutefois, ce calcul n'est valable que si l'épaisseur des plaques d'absorbeur n'est pas trop petite ($t > 1/6 X_o$). Ainsi, au premier ordre, l'énergie déposée dans une certaine couche du milieu actif, est indépendante de la quantité de matière qui précède. C'est une fonction linéaire de E_{inc} .

• Liquides nobles

L'utilisation des liquides nobles comme milieux actifs de détection, assure [4] :

- naturellement une excellente résistance aux radiations.
- une densité relativement grande , par rapport aux gaz, qui est supérieure à 1 g/cm^3 , avec une mobilité des e^\pm élevée qui dépasse $2 \text{ mm}/\mu\text{s}$ dans un champ électrique de quelques kV/cm (la mobilité des ions est environ 10^{-4} plus faible, ils contribuent au signal au niveau du pourcent).
- une calibration aisée, basée sur l'utilisation d'un système électronique (injection de charges), permise par une réponse stable et uniforme du détecteur. Le liquide est purifié en cours d'opération de la pollution des ions O_2^+ , la durée de vie des électrons libres dépasse souvent $10 \mu\text{s}$.
- le signal peut être collecté avec une fine granularité, suivant le découpage des électrodes de lecture, contrairement aux calorimètres qui utilisent la lumière de scintillation comme signal.

	LAr	LKr
Longueur de radiation X_0 (cm)	14.0	4.7
Densité à 120 °K ρ (g/cm ³)	1.4	2.4
Energie critique E_c (MeV)	41.7	21.5
Rayon de Molière R_M (cm)	7.2	4.7
Création de paires e^\pm – ions W_i (eV/paire)	23.5	20.5
Vitesse de dérive (mm/ μ s) sous une tension de 10 kV/cm	4.6	3.9
Température d'ébullition sous 1 Atmosphère (°K)	87.0	119.6
Température de fusion sous 1 Atmosphère (°K)	84.0	116.0
Radioactivité	aucune	⁸⁵ K émetteur β^\pm 500 Bq/cm ³ , $E_{max} = 0.7$ MeV et $T_{\frac{1}{2}}^{vie} = 11$ ans

Tableau A1: *Propriétés calorimétriques de 2 liquides nobles.*

L'utilisation de l'argon liquide permet en outre de disposer d'une technique robuste et éprouvée dans de nombreuses expériences : D0, H1, CELLO, NA31, MARK II, SLD, HELIOS ...

Les principaux inconvénients des calorimètres à liquides nobles sont :

- l'amplitude des signaux, qui est relativement faible, nécessite d'utiliser une électronique bas-bruit.
- l'emploi de cryostats dont les parois constituent des zones mortes pour la détection et une quantité additionnelle de matière devant les calorimètres.

Dans un volume donné, afin d'optimiser la résolution de la mesure en énergie, il faut augmenter la valeur de f_{echan} ou de f_{sig} . Pour cela, il est possible d'utiliser un milieu actif plus dense que le LAr, comme le LKr. Dans le cas de calorimètres quasi-homogènes au LKr (NA48, KEDR), les performances obtenues sont excellentes, le terme d'échantillonnage est de l'ordre de $\frac{\sigma(E)}{E} = 3\%/\sqrt{E}$. La table A1 présente les principales propriétés de chacun de ces 2 liquides nobles.

• Chambres à ionisation et collection de charges

Le principe de fonctionnement de la collection de charge, dans une chambre à ionisation, utilisant un liquide noble comme milieu de détection, est schématisé sur la figure A5 [5]. Le signal à détecter est le courant électrique produit par la dérive des e^\pm laissés par la gerbe dans la chambre d'ionisation.

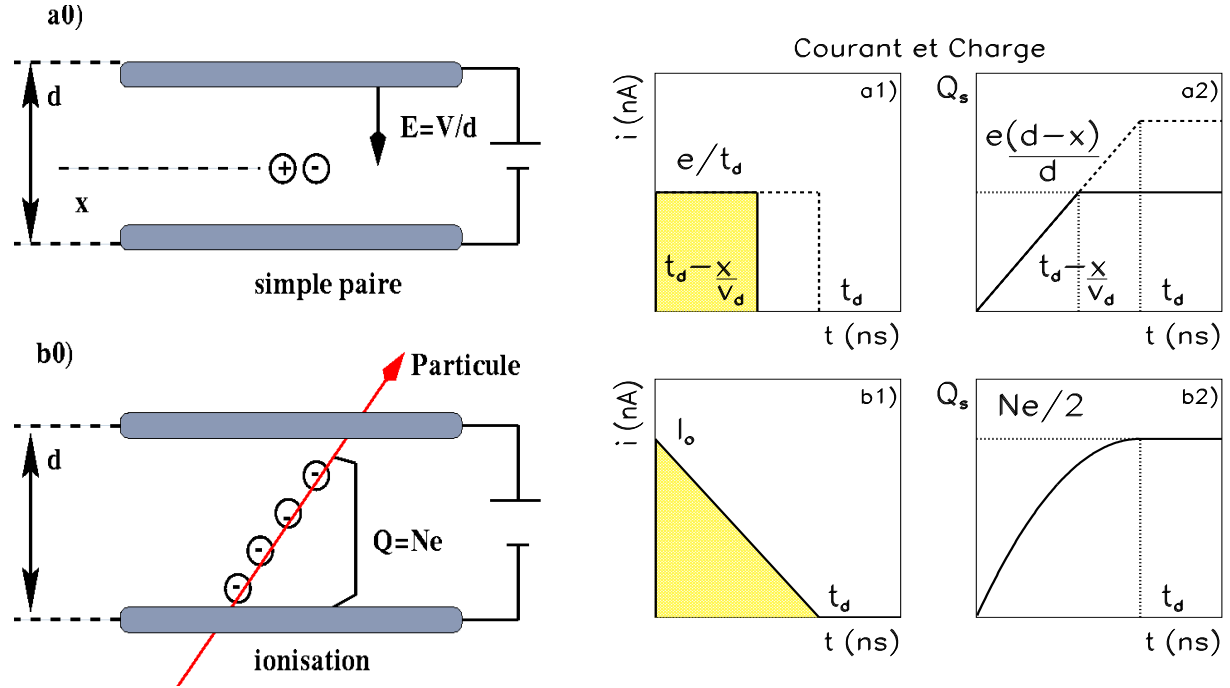


Figure A5 : a0-2) : simple ionisation du gap. b0-2) : ionisation continue du gap.

Si une seule paire e^\pm ions est créée dans le gap d'épaisseur d , la dérive de l'électron crée par influence un courant. Le champ électrique étant uniforme, le courant engendré est constant tant que l'électron dérive pour parvenir à l'anode. La charge intégrée en fonction du temps est :

$$Q_s = e(d - x)/d \quad (\text{A14})$$

Si le milieu est continuellement ionisé, la forme du courant en fonction du temps est un triangle, tel que :

$$I_0 = \frac{Ne}{t_d} \quad \text{et} \quad i(t) = Ne \frac{V_d}{d} \left(1 - \frac{t}{t_d} \right) \quad (\text{A15})$$

Où t_d est le temps de dérive, nécessaire à un électron pour traverser tout le gap et V_d la vitesse de dérive des électrons. La charge totale intégrée est :

$$Q_s = Ne/2 \quad (\text{A16})$$

Dans le cas des prototypes de calorimètres accordéon à LAr de RD3, l'épaisseur des gap est de 2×1.9 mm et le courant recueilli par GeV est [6] :

$$\text{si } Q = \frac{E_{inc}}{W_{ionis}} \left(\frac{f_{sig}}{f_{mip}} \right) \times f_{mip}, \quad \frac{f_{sig}}{f_{mip}} = 0.7, \quad f_{mip} = 0.23 \quad \text{et} \quad t_d = 400 \text{ ns} \quad (\text{A17})$$

$$\Rightarrow Q \simeq 6.7 \cdot 10^6 e^\pm / \text{GeV} \quad \text{et} \quad I_o = \frac{Q}{t_d} \simeq 2.7 \mu\text{A} / \text{GeV} \quad (\text{A18})$$

Le grand nombre de charges produites assure une forme de signal reproductible, avec de faibles fluctuations statistiques. En outre, la valeur du courant à l'origine, I_o , contient toute l'information sur l'énergie initiale. Dans les conditions du LHC (taux de croisement des faisceaux toutes les 25 ns) la valeur $t_d = 400$ ns est clairement un facteur limitant. Ce problème est résolu en échantillonnant le signal de manière rapide à l'origine, après transformation de sa forme par la chaîne d'électronique de lecture.

A.3 Gerbes hadroniques

• Développement des gerbes

Au niveau du principe, la mesure de l'énergie des hadrons est comparable à celle des γ et des e^\pm . Toutefois, le développement longitudinal d'une gerbe hadronique est bien plus complexe à décrire, à cause de la variété des processus mis en jeu lors des interactions fortes inélastiques, qui interviennent lorsqu'un hadron de haute énergie pénètre dans un bloc de matière. La figure A6 donne une description schématique des gerbes hadroniques.

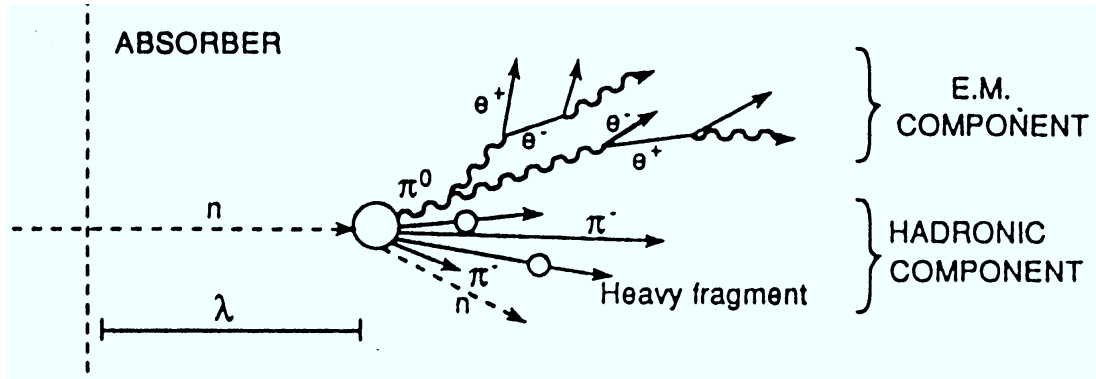


Figure A6 : Schéma du développement d'une gerbe hadronique.

Les processus qui interviennent dans la formation d'une gerbe hadronique ont une importance variable en fonction de E_{inc} , ils sont d'au moins 3 types :

- En moyenne, environ 30% de l'énergie incidente, pour une valeur $E_{inc} \simeq 10$ GeV, est emporté par une composante EM, principalement issue des désintégrations instantanées ($\pi^0, \eta \rightarrow \gamma\gamma$). La fraction EM atteint environ 60% pour des valeurs $E_{inc} >$

100 GeV. La proportion d'énergie emportée par les π^0 , est calculée par la formule empirique :

$$f_{\pi^0} = 0.1 \ln(E_{inc}) \quad (A19)$$

D'une gerbe à une autre, la fraction EM varie fortement en fonction de la nature des premières interactions. C'est principalement cette partie des gerbes hadroniques qui complique l'identification des jets par rapport aux γ et e^\pm .

- Les μ^\pm et les ν produits dans les désintégrations des π^\pm , K^\pm , constituent une perte rédhibitoire pour la détection. La fraction d'énergie emportée par ces particules est relativement indépendante de E_{inc} , elle est de l'ordre de 1% pour $E_{inc} = 40$ GeV.
- Le reste de l'énergie est dissipée par interactions nucléaires dans le matériau. Les processus de spallation et fission des atomes produisent des neutrons lents (keV) difficilement détectables. Ces neutrons peuvent se déplacer dans le calorimètre pendant près de 1 μs sans interagir. Les techniques de "compensation" consistent à capter ces neutrons [2]. Elles sont le plus souvent employées lorsque la mesure des γ et des e^\pm ne prime pas devant celle des jets (diminution de la fraction d'échantillonnage).

Le total des pertes peut atteindre de l'ordre de 40% de E_{inc} , avec de fortes fluctuations. Il limite intrinsèquement la résolution d'un calorimètre hadronique.

L'énergie est mesurée soit en recueillant le signal électrique lié à l'ionisation du milieu (l'argon liquide est principalement employé), soit en collectant un signal lumineux produit par scintillation. Les deux techniques sont utilisées pour la calorimétrie d'ATLAS.

• Dimensions des gerbes

Pour décrire les dimensions des gerbes hadroniques indépendamment des matériaux employés, il est commode de définir la longueur d'interaction nucléaire, λ_I . Cette longueur est égale au libre parcours moyen entre 2 interactions nucléaires inélastiques successives :

$$\lambda_I = \frac{A}{\sigma \rho \mathcal{N}_o} \simeq 35 A^{1/3} \text{ (g/cm}^{\perp 2}\text{)} \quad (A20)$$

où \mathcal{N}_o est le nombre d'Avogadro, σ la section inélastique nucléon-nucléon et ρ est la densité du milieu.

La longueur physique associée à λ_I est quasiment invariante suivant les matériaux employés, $\lambda_I = 15$ à 17 cm pour du Cu, du fer ou du plomb. Dans le cas du plomb, un λ_I équivaut à 30 X_o , ce qui est la longueur d'un calorimètre EM. Les dimensions des calorimètres hadroniques sont donc bien supérieures à celles des calorimètres EM :

- la figure A7 montre que 8 λ_I sont nécessaires pour contenir la taille longitudinale d'une gerbe. La quantité de matière qui permet d'absorber 95% de la gerbe est donnée par :

$$L(95\%) = (0.2 \ln(E_{inc}) + 0.7 + 2.5 E_{inc}^{0.13}) \quad (A21)$$

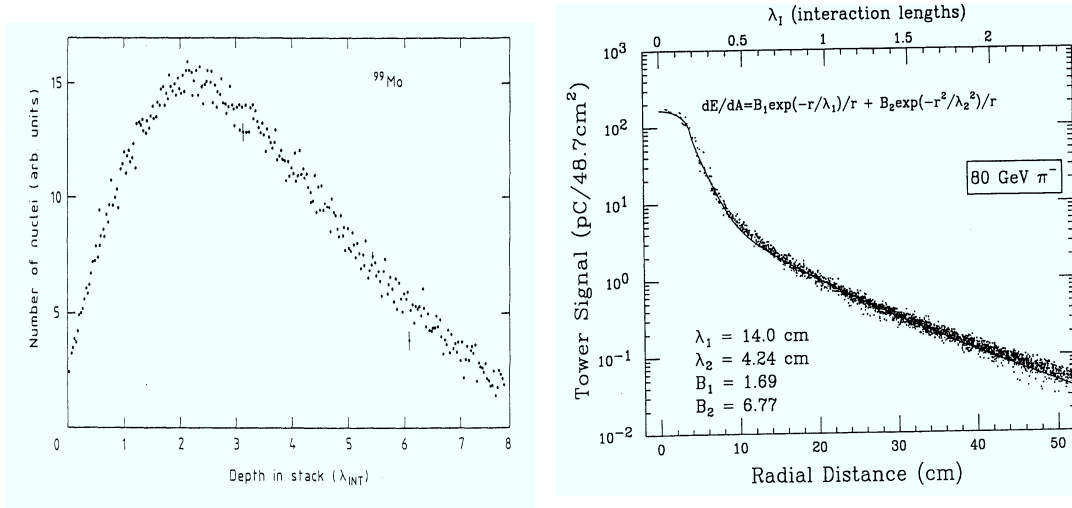


Figure A7 : Fraction d'énergie perdue dans le développement longitudinal d'une gerbe hadronique de π^\pm de 300 GeV [2] (à gauche) et profil transverse dans un calorimètre de type SPACAL (à droite) [7].

Le développement longitudinal a une forme analogue à celle des gerbes EM, elle est faiblement variable avec E_{inc} . Dans une longueur de $1 \lambda_I$, pour des π^\pm , jamais plus de 30% de E_{inc} n'est absorbée. Un dépôt d'énergie tardif dans un calorimètre EM est donc caractéristique d'un jet ou d'un hadron.

- la figure A7 montre que 95% de l'énergie des gerbes hadroniques est contenue dans un cylindre de matière, possédant un rayon de $1 \lambda_I$. La partie du cœur dur EM est plusieurs fois plus large que $1 R_M$.

Pour rejeter des jets non majoritairement constitués de π^0 (η) $\rightarrow \gamma\gamma$, afin d'identifier des γ et des e^\pm , il faut éliminer les événements possédant des amas EM d'une taille transverse de plusieurs R_M et des fractions hadroniques bien plus élevées que leur partie EM.

La quantité de matière contenue dans les calorimètres et la structure mécanique qui est associée est un paramètre important pour le fonctionnement du spectromètre à μ^\pm d'ATLAS. Afin d'éviter des trop grands taux de comptage, une longueur d'au moins $11 \lambda_I$ permet de stopper quasiment toutes les particules résiduelles, générées dans les queues des gerbes hadronique. A titre d'illustration, la probabilité de pénétration d'une gerbe de π^\pm de 100 GeV au travers d'une longueur d'interaction de $11 \lambda_I$ est inférieure à 10 %.

Bibliographie

- [1] D. Fournier et L. Serin, *Experimental Techniques*, cours donnés à l'Ecole Européenne de Physique des Hautes Energies (organisée par le CERN et le JINR) à Dubna (Russie) sept. 1995, document CERN 96-04 (1996) et note LAL 96-57 (1996); P. Pétroff, *Calorimetry in High Energy Physics: Review and Preview*, cours donnés à l'école Hélienne de Physique des Particules de Corfou (Grèce) sept. 1995; T.S. Virdee, présentation à la IInd *International Conference on Calorimetry in HEP*, Capri (Italie) 1991.
- [2] C. Fabjan, dans *Experimental Techniques in High Energy Physics*, ed. T. Ferbel (éditions Frontiers in Physics, Addison-Wesley 1987); U. Amaldi, *Physica Scripta* **VOL. 23** (1981) 409; C. Fabjan et R. Wigmans, CERN-EP 89-64 (1989); M. Stipcevic, thèse de doctorat et note interne à la collaboration RD3 numéro 62 (1994).
- [3] D. Acosta et coll., *NIM A* 308 (1991) 481.
- [4] D. Fournier, *Noble Liquid EM Calorimetry*, note LAL 95-37 (1995).
- [5] W.J. Willis et V. Radeka, *NIM Vol 120* (1974) 221.
- [6] B. Aubert et coll. (Collaboration RD3), *NIM A* **309** (1991) 438, *NIM A* **321** (1992) 467, *NIM A* **325** (1993) 116 et *NIM A* **364** (1995) 290.
- [7] M. Livan et coll., CERN yellow Report 95-02 (1995).

B Potentiel d'ATLAS pour la découverte du Higgs

B.1 Potentiel de découverte du Higgs standard

Le potentiel du détecteur ATLAS pour la recherche du Higgs, dans les autres modes que $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ et $h^\circ \rightarrow \gamma\gamma$, est présenté brièvement [1] [2]. Les chiffres correspondants pour la collaboration CMS sont relativement comparables [3] et [4].

Modes de production associée $t\bar{t}H^\circ, W^\pm H^\circ, H^\circ \rightarrow b\bar{b}$:

Pour des valeurs de m_{H° comprises entre 80 et 120 GeV/c², ces processus offrent théoriquement la possibilité d'obtenir des taux d'événements entre 5 et 10 fois supérieurs au mode $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ (σ_{Br} est compris entre 800 et 200 pb). Toutefois, au-delà de 120 GeV/c², le rapport de branchement chute rapidement.

Une simulation de la détection du Higgs dans ces modes a été réalisée à basse luminosité, en incluant l'hadronisation des jets [5]. La simulation complète de la réponse du détecteur ATLAS et des effets du champ magnétique, a été effectuée récemment [6]. Dans l'étude dont les résultats sont présentés ici, les différentes grandeurs cinématiques associées aux particules stables ont été convoluées en fonction des résolutions attendues pour le détecteur. Des algorithmes de reconstruction des jets ont été appliqués après ces opérations.

Les états finals à 1 lepton + 2(4) jets de quarks beaux issus du mode $W^\pm H^\circ$ ($t\bar{t}H^\circ$) ont été considérés pour reconstruire le signal. Les seuils les plus bas possibles retenus, capables de concilier l'efficacité du déclenchement, l'acceptance du signal et de respecter les valeurs permises par le détecteur ATLAS, sont :

- un lepton isolé de toute autre particule énergétique, dans la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 2.5$) et de hauts P_T (e^\pm : $P_T > 30$ GeV/c, μ^\pm : $P_T > 6$ GeV/c).
- 2 (> 2) jets de hadrons étiquetés comme étant issus de quarks beaux avec des $P_T > 15$ GeV/c et suffisamment séparés les uns des autres.

L'étiquetage efficace des jets, issus de quarks beaux, est crucial pour rejeter les bruits de fond. Afin d'estimer le potentiel de ces canaux de façon conservatrice, les valeurs $R_{jet} = 50$ et $\mathcal{E}_{beaux} = 50\%$ (ou $R_{jet} = 100$ et $\mathcal{E}_{beaux} = 30\%$) ont été utilisées.

Dans le mode $W^\pm H^\circ$, la figure B1 (à gauche) donne les distributions de masse des bruits de fond et du signal, pour $m_{H^\circ} = 100$ GeV/c². La statistique présentée correspond à une luminosité intégrée de 10^4 pb⁻¹. La résolution sur la masse du signal est de l'ordre de 10 GeV/c² et est déplacée en moyenne par près de 20 GeV/c², à cause de l'hadronisation. Ce problème peut être résolu après réajustement de l'énergie des jets reconstruits, en servant du mode de désintégration $W^\pm \rightarrow jj$ pour fixer les corrections à effectuer [6].

Le nombre d'événements de signal attendus est de l'ordre de 40. Les bruits de fond sont :

- irréductibles : $W^\pm Z^\circ \rightarrow l\nu b\bar{b}$ et $Wb\bar{b} \rightarrow l\nu b\bar{b}$ (le premier est résonnant pour $m_{H^\circ} = m_{Z^\circ}$, sa forme et son taux doivent être calibré à part en étudiant les processus

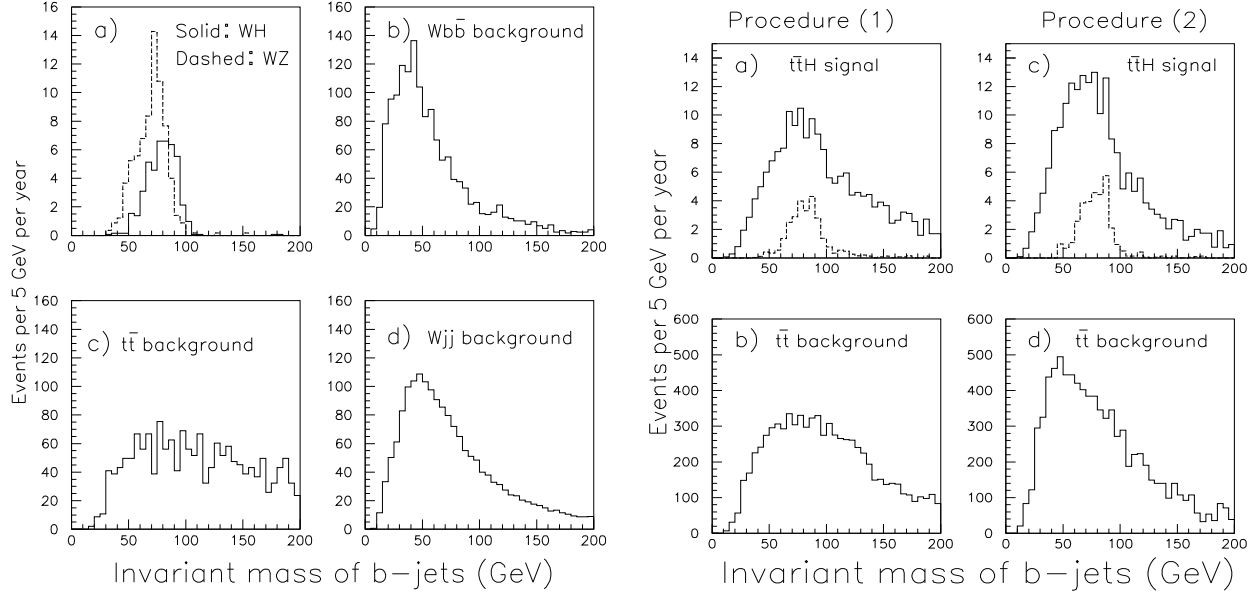


Figure B1 : *A gauche: le mode $W^\pm H^\circ$ et ses bruits de fond ($R_{jet} = 100$ et $\mathcal{E}_{beaux} = 30\%$). A droite: le mode $t\bar{t}H^\circ$ et ses bruits de fond ($R_{jet} = 50$ et $\mathcal{E}_{beaux} = 50\%$), les 2 procédures correspondent à deux méthodes pour combiner $m_{b\bar{b}}$, celle de gauche est “naïve” (elle correspond à une valeur moyenne des combinaison possibles), celle de droite est celle qui combine les 2 jets de b de plus haut P_T , c’est la plus proche de la vraie combinaison. La forme de la distribution correspondant à la vraie combinaison est indiquée par les histogrammes en tirets.*

$W^\pm Z^\circ (Z^\circ \rightarrow 2 \text{ leptons})$). Ces 2 bruits de fond irréductibles correspondent à un total de 910 événements.

- réductibles : $t\bar{t} \rightarrow l\nu b\bar{b}$ et $W^\pm + 2 \text{ jets}$. Ils sont atténués à l’aide de l’étiquetage des jets de b et en coupant les événements avec des multiplicités de traces énergétiques trop grandes, pour le $t\bar{t}$. Ils correspondent à un total de 660 événements.

La figure B1 (à droite) montre le mode $t\bar{t}H^\circ$ le signal correspond à 184 événements au dessus d’un bruit de fond irréductible $t\bar{t}$ de 3430 événements, et de 630 événements de fond réductible $W^\pm + 3 \text{ jets}$. Ce mode souffre de la nécessité d’étiqueter au moins 3 jets de b. Le nombre de jets de b présents dans l’état final étant grand, la combinatoire pour reconstruire la masse $m_{b\bar{b}}$ est importante.

Le canal $W^\pm H^\circ$ sera étudié uniquement à basse luminosité. Les plus grandes sources de difficultés viennent de la nécessité de maîtriser correctement la forme et le taux des bruits de fond. Les significations statistiques de ces signaux présentées sur la figure B4 doivent donc être considérées avec prudence car elles correspondent à un comptage global d’événements. Le domaine de 90 à 130 GeV/c^2 n’est pas facilement explorable à l’aide de ces seuls canaux (voir figure B4). Aucune indication de découverte ne peut être obtenue

avec ces modes seuls, à moins d'une éventuelle combinaison avec les données de CMS [7] et d'une utilisation du mode de désintégration en 2 photons.

A cause de la moindre sensibilité aux événements parasites du signal $t\bar{t}H^\circ$, qui a des multiplicité plus élevées, ce canal sera aussi recherché à haute luminosité [1].

Modes $H^\circ \rightarrow Z^\circ Z^{\circ(*)} \rightarrow 4$ leptons (e^\pm, μ^\pm) :

Au-delà de $130 \text{ GeV}/c^2$ et pour des masses inférieures à $800 \text{ GeV}/c^2$, ce mode est le plus favorable expérimentalement. L'état final est entièrement visible et peut être identifié (4 leptons de haute impulsion dans un environnement hadronique).

Dans le domaine de masse compris entre $130 \text{ GeV}/c^2$ et $2m_{Z^\circ}$, un des 2 Z est produit hors couche de masse. La section efficace de ce mode est relativement faible, de l'ordre de 3 fb (à cause des branchement des Z en e^\pm , et μ^\pm qui sont d'environ 3%). Les taux de bruits de fond sont élevés avant réduction :

- irréductibles : $Z^\circ Z^*/\gamma^*$. Leur section efficace est comparable à celle du signal (en sommant sur tout le domaine de masse étudié).
- réductibles : $Z^\circ b\bar{b}$ et $t\bar{t} \rightarrow 4$ leptons + X . Leurs sections efficaces sont de l'ordre de 100 fb si les leptons produits ont des $P_T > 7 \text{ GeV}/c$.

Pour diminuer ces bruits de fond, les leptons doivent être identifiés par rapport aux autres particules : 2 leptons doivent avoir des $P_T > 20 \text{ GeV}/c$ et les 2 autres, des $P_T > 7 \text{ GeV}/c$. Le bruit $t\bar{t}$ est réduit, en demandant une paire de leptons telle que sa masse respecte $m_{ll} = m_{Z^\circ} \pm 6 \text{ GeV}/c^2$. Les processus $Z^\circ b\bar{b}$ et $Z^\circ \gamma^*$ sont atténués si pour l'autre paire, il est demandé que $m_{ll} > 20 \text{ GeV}/c^2$. En sélectionnant des leptons isolés par rapport aux autres traces de haut P_T (isolation à l'aide des calorimètres et du détecteur central de traces chargées) et en faisant des coupures sur les grands paramètres d'impact des leptons [8], les bruits de fond réductibles sont pratiquement tous rejetés.

La résolution en masse est comprise entre 1.4 et 1.6 GeV/c^2 , pour $m_{H^\circ} = 130 \text{ GeV}/c^2$, quelque soit l'état final considéré.

A la fin de la sélection, dans l'intervalle de masse optimal pour calculer la signification statistique du signal, le rapport signal sur bruit est relativement grand ($S/B > 5$). Le nombre d'événements de signal est compris entre 10 et 30 pour une luminosité intégrée de $3 \cdot 10^4 \text{ pb}^{-1}$ (voir figure B2 (à gauche)). Sur la figure B4, il est visible qu'il faut aller au-delà de $130 \text{ GeV}/c^2$, pour que la signification statistique dépasse 5 écarts types dans ce mode.

Une fois le seuil de production $2m_{Z^\circ}$ franchi, les 2 Z sont produits sur couche de masse, le seul bruit de fond qui existe est issu du continuum $Z^\circ Z^\circ$. En appliquant des coupures sur les impulsions des Z° reconstruits ($P_T^Z > m_{H^\circ}/2$), l'essentiel du bruit est rejeté ($S/B \simeq 20$) (voir figure B2, à droite). Ce canal permet une recherche relativement aisée jusqu'à $500 \text{ GeV}/c^2$ ($S/\sqrt{B} > 50$), les contraintes sur le détecteur sont faibles puisque la largeur naturelle du Higgs est grande.

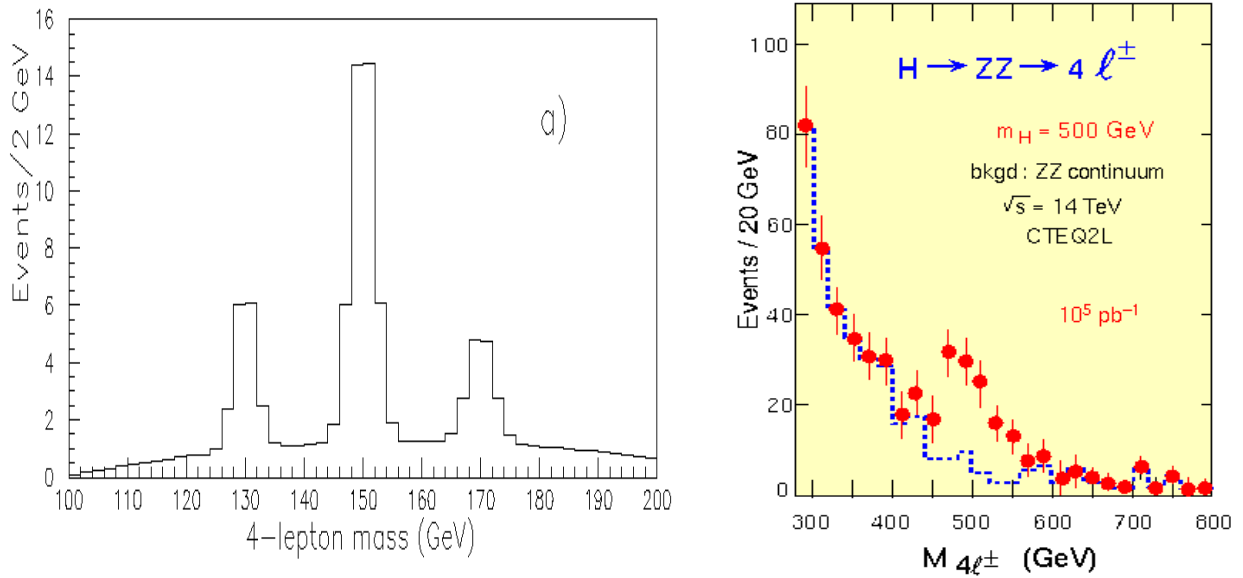


Figure B2 : Canal $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0(*)} \rightarrow 4$ leptons (e^\pm, μ^\pm) : spectre de masse pour des Higgs de masses intermédiaires au dessus du bruit résiduel (ATLAS) (à gauche), pour une masse de $500 \text{ GeV}/c^2$ (CMS [4]) (à droite). Les masses sont en GeV/c^2 .

Au-delà de $700 \text{ GeV}/c^2$, le nombre de Higgs restant après coupures est faible ($\simeq 20$ à 30 événements).

Modes $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0(*)} \rightarrow lljj, ll\nu\nu, jjl\nu$ (Higgs de hautes masses) :

- **mode $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow l^+ l^+ \nu \bar{\nu}$:**

La section efficace de ce mode est 6 fois plus grande que celle du mode à 4 leptons chargés (e^\pm et μ^\pm). Toutefois, l'état final n'est pas entièrement reconstitué à cause des ν .

La couverture angulaire des calorimètres jusqu'à $|\eta| \simeq 5$ permet de réduire les bruits de fond, qui simulent de l'énergie manquante dans l'état final.

- **modes $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow l^+ l^+ jj$ et $H^0 \rightarrow W^\pm W^\pm \rightarrow l\nu jj$:**

Ces modes ont des sections efficaces entre 20 et 150 fois plus grandes que celle du mode $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow 4$ leptons (e^\pm, μ^\pm).

Le bruit de fond vient de la reconstruction de 2 jets de hadrons de hauts P_T qui simulent une désintégration de W^\pm . Les jets du signal sont proches dans l'espace à cause du facteur de Lorentz élevé pour les W^\pm . La bonne segmentation transverse des calorimètres hadroniques d'ATLAS ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$) permettra de séparer les 2 jets et de reconstruire la masse invariante des W^\pm à $15 \text{ GeV}/c^2$ près.

La détection de 2 jets de haute énergie ($E_{jet} > 600 \text{ GeV}$), issus des quarks intervenant dans les processus de production du Higgs par fusion, assure une réjection élevée contre les autres bruits de fond (processus $W^\pm + jets$ et $t\bar{t}$). Les jets formés dans l'hadronisation de ces quarks sont émis à petits angles : $2 < |\eta| < 5$. Grâce à la couverture angulaire des

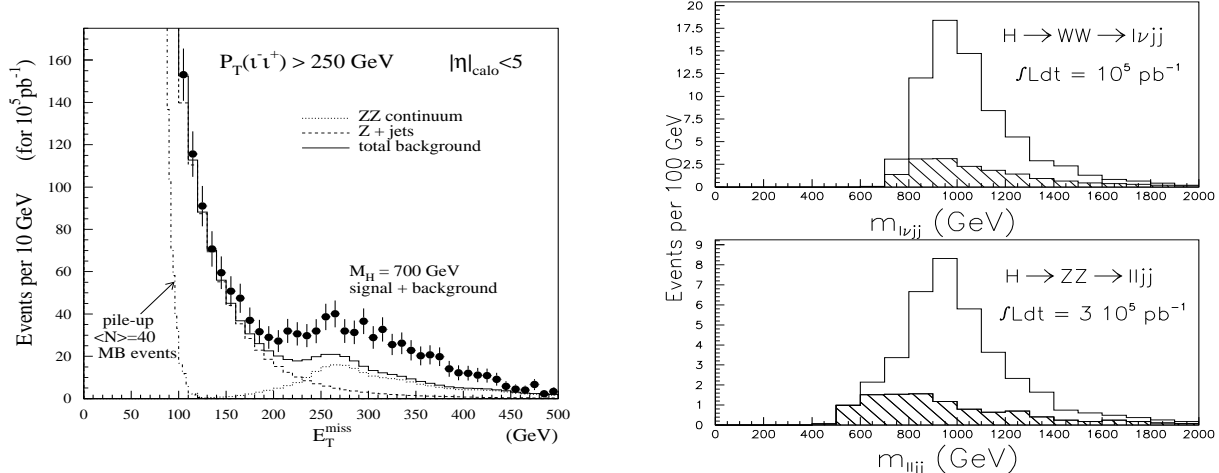


Figure B3 : *A gauche : canal $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow l^+ l^- \nu \bar{\nu}$ ($\int \mathcal{L} dt = 10^5 \text{ pb}^{-1}$). A droite : canaux avec des jets pour une masse de Higgs de $1 \text{ TeV}/c^2$, au dessus du bruit de fond associé ([1]). Les masses sont en GeV/c^2 .*

calorimètres et à leur fine granularité à l’avant, il sera possible de garder près de 25% du signal et de rejeter ces bruits par un facteur 150, à haute luminosité.

Les distributions du signal au-dessus des bruits de fond attendus sont présentés sur la figure B3 , pour ces différents modes.

Résultats :

Les différentes significations statistiques pour les modes présentés dans les paragraphes précédents sont données en fonction de m_{H^0} sur la figure B4 . Une grande partie du domaine $80 \rightarrow 1000 \text{ GeV}/c^2$ peut être explorée aisément. Les masses comprises entre 130 et $600 \text{ GeV}/c^2$ sont accessibles pendant la phase du LHC à basse luminosité (la zone autour de $170 \text{ GeV}/c^2$ est plus délicate : ouverture des mode $H^0 \rightarrow W^+ W^-$). Cependant, le domaine des masses supérieures à $600 \text{ GeV}/c^2$ (limité par les sections efficaces) et celui des masses inférieures à $130 \text{ GeV}/c^2$, doivent être couverts par plusieurs canaux. Dans le dernier cas, le rôle que doit jouer le mode de désintégration en 2 photons est crucial.

B.2 Potentiel de découverte des Higgs du MSSM

Le potentiel du détecteur ATLAS pour l’exploration du secteur Higgs du MSSM est présenté brièvement [1] [9]. Le potentiel des canaux faisant intervenir les modes $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$, seront décrit plus en détails

Le choix de la configuration de paramètres du MSSM, retenue au chapitre 1.3.2, interdit les désintégrations des Higgs en “particules SUSY” ($M_S = 1 \text{ TeV}/c^2$). Les bruits de fond étudiés sont de type standard.

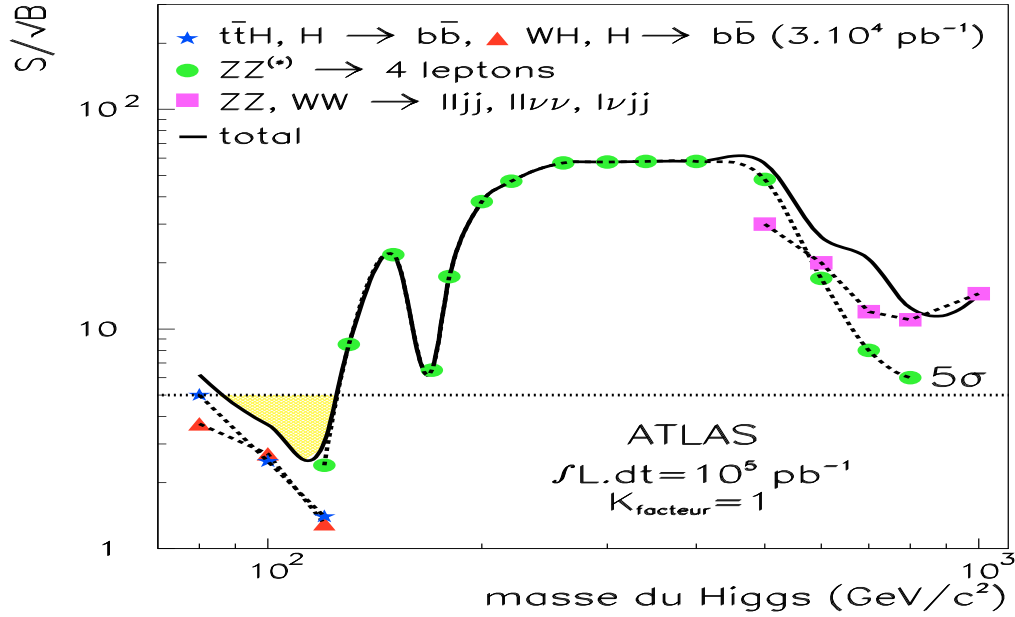


Figure B4 : signification statistique pour les différents canaux de recherche du Higgs par ATLAS [2] de $80 \text{ GeV}/c^2$ à $1 \text{ TeV}/c^2$ (le canal de désintégration en 2 photons est manquant). Mis à part les canaux de production associées, les significations statistiques sont données pour une année de fonctionnement du LHC à haute luminosité (10^5 pb^{-1}). Dans le cas où plusieurs modes sont disponibles, les significations statistiques sont sommées en quadrature pour obtenir la courbe du total.

Canaux étudiés :

- **mode $h^\circ \rightarrow b\bar{b}$:**

Ce mode est accessible comme pour le Modèle Standard dans le cas des processus de production associées avec un W^\pm qui se désintègrent en un e^\pm (μ^\pm) de haut P_T . Il donne accès à la partie du plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$ correspondant aux faibles valeurs de $\tan(\beta)$.

- **mode $H^\circ \rightarrow Z^\circ Z^{(*)} \rightarrow 4 \text{ leptons}$ (e^\pm, μ^\pm) :**

Ce mode ne concerne pas le h° (trop léger). Les rapports d'embranchements du Higgs en 2 Z sont fortement supprimés par rapport au Modèle Standard (si $\tan(\beta)$ grand). La largeur naturelle du Higgs au-delà de $200 \text{ GeV}/c^2$ est bien plus petite que dans le cas standard. L'intervalle de masse pour calculer la signification statistique est recalculé. La résolution sur la masse invariante permet de distinguer la nature standard ou SUSY du Higgs détecté. Il donne accès à la partie du plan $(m_{A^\circ}, \tan(\beta))$ correspondant aux faibles valeurs de $\tan(\beta)$ (la transition à $m_{A^\circ} \simeq 125 \text{ GeV}/c^2$ correspond à l'ouverture du mode de désintégration en 2 W^\pm).

- **modes $A^\circ, H^\circ \rightarrow \tau^+ \tau^\pm$:**

Ces modes ne sont pas exploitables dans le cas du Modèle Standard. Dans le cadre du

MSSM les processus de production $b\bar{b}A^\circ$ et H° , ainsi que leurs rapports d'embranchement en 2τ , sont fortement renforcés pour $\tan(\beta)$ grand. Afin de déclencher l'expérience, il faut qu'un des τ se désintègre en un e^\pm (μ^\pm) de haut P_T , l'autre τ peut engendrer un jet de hadrons. Ils donnent accès à la partie du plan ($m_{A^\circ}, \tan(\beta)$) correspondant aux grandes valeurs de $\tan(\beta)$ ($m_{A^\circ} > 100 \text{ GeV}/c^2$) et à celle aux petites valeurs de $\tan(\beta)$ (< 2) ($m_{A^\circ} \simeq 200 \text{ GeV}/c^2$). Dans la dernière zone, le processus de production du A° par fusion de gluons n'est pas trop affecté par les couplages du MSSM.

Les performances du détecteur sont cruciales, car les bruits de fond ($W^\pm + \text{jets}$, $t\bar{t}$, $b\bar{b}$) nécessitent une bonne identification des jets de τ ($\mathcal{E} \simeq 25\%$ dans ATLAS). La présence de neutrinos dans l'état final requiert une bonne résolution sur l'énergie transverse manquante. Avec le détecteur ATLAS, la couverture angulaire des calorimètres jusqu'à $|\eta| = 5$, permettra d'obtenir une résolution sur la masse $\tau\tau$ $\Delta m_{\tau\tau} \simeq 10 \text{ GeV}/c^2$ à $100 \text{ GeV}/c^2$ et à basse luminosité (déterioration par près d'un facteur 2 à haute luminosité) [10].

- **modes $A^\circ, H^\circ \rightarrow \mu^+\mu^\pm$:**

Ce canal est l'équivalent du mode précédent. Cependant, le rapport des masses des τ et des μ (facteur 20) le défavorise vis à vis des couplages. Malgré les bruits de fond de Drell-Yann et de $t\bar{t}$ qui sont élevés [3], la signature en 2μ de hauts P_T est intéressante pour $m_{A^\circ} > 100 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan(\beta) > 15$.

- **modes $A^\circ, H^\circ \rightarrow t\bar{t}$:**

Ces modes sont dominants pour $m_{A^\circ, H^\circ} > 2m_{top}$ et $\tan(\beta) < 2$, le bruit de fond $t\bar{t}$ irréductible est entre 10 et 50 fois plus élevé. Un contrôle extrêmement précis du niveau de ce bruit de fond est donc nécessaire.

- **modes $A^\circ \rightarrow Z^0 h^\circ \rightarrow l^+l^- b\bar{b}$:**

Ce canal est important pour $\tan(\beta) < 3$ et $m_{A^\circ} < 2m_{top}$, sa section efficace chute avec $\tan(\beta)$. Les jets issus des quarks beaux doivent être étiquetés, les résolutions de masse des paires de jets et des leptons issus de la désintégration du Z doivent être bonnes pour lutter contre le bruit de fond $Z^0 b\bar{b}$.

- **mode $H^\pm \rightarrow \tau\nu_\tau$:**

Si $m_{H^\pm} < m_{top}$, le quark top se désintègre en H^\pm , le branchement du H^\pm en τ est privilégié. Les sections efficaces de ces processus sont relativement grandes ($10 \rightarrow 100 \text{ fb}$). Il faut identifier des jets de τ isolés dans le bruit de fond $t\bar{t}$. Les masses du H^\pm et du A° , sont corrélées, la zone $m_{A^\circ} < 150 \text{ GeV}/c^2$ peut être explorée. Si $m_{H^\pm} > m_{top}$, les H^\pm pourraient être observés dans les désintégrations des squarks et des gluinos [11].

Résultats :

Le potentiel d'exploration du plan ($m_{A^\circ}, \tan(\beta)$) par le détecteur ATLAS est montré pour tous les canaux auxquels le mode de désintégration en deux photons ne contribue pas. Les résultats sont donnés pour la phase du LHC à basse luminosité correspondant à une valeur de luminosité intégrée de 3.10^4 pb^{-1} . Les contours donnés sur la figure B5 [9]

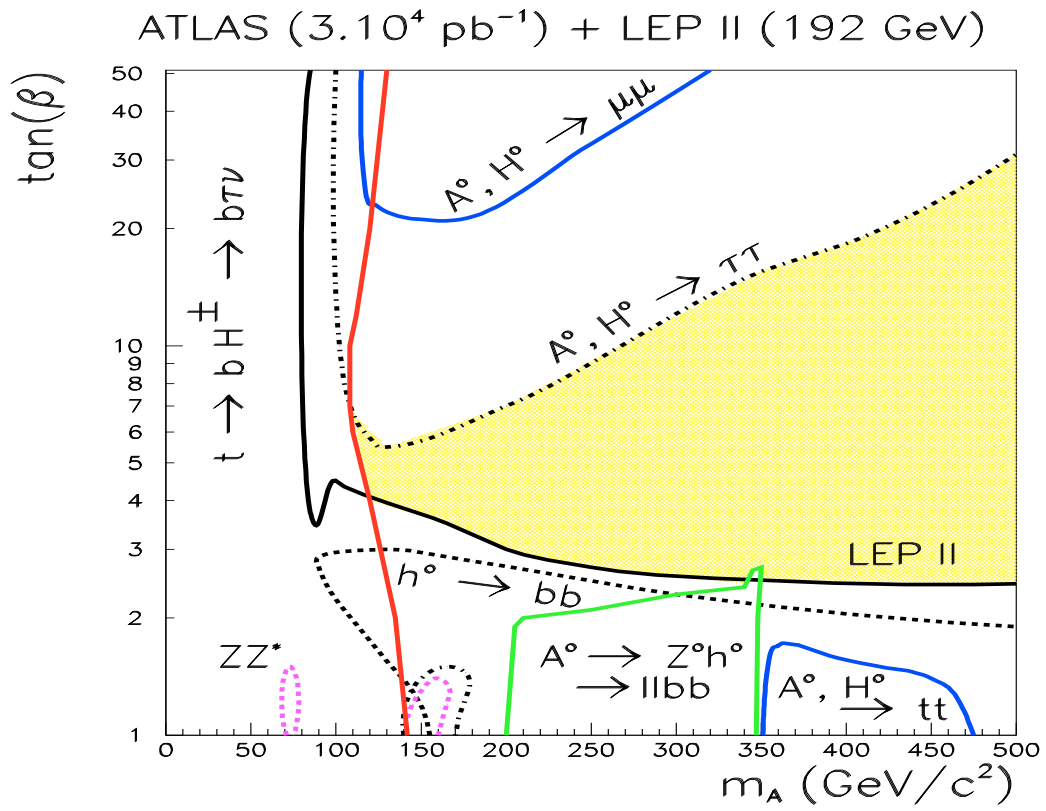


Figure B5 : *Limites d'explorations possibles après la phase du LHC à basse luminosité, avec les différents canaux ne faisant pas intervenir les désintégrations du h° et du H° en 2 photons [9] ($m_{top} = 175 \text{ GeV}/c^2$). La zone en gris n'est pas couverte.*

sont les limites de sensibilités correspondant à des significations statistiques de 5 écarts types au dessus du bruit de fond. La limite définie par LEP II est extraite de la référence [12]. Le h° ne peut être détecté que dans une faible partie du plan, qui devrait être déjà couverte à LEP II. Une bonne partie du plan ($m_{A^\circ}, \tan(\beta)$) sera explorée avec les modes $h^\circ \rightarrow \gamma\gamma$ et $H^\circ \rightarrow \gamma\gamma$. Ces modes permettront également de compléter certaines zones explorées par un seul canal.

Bibliographie

- [1] Collaboration ATLAS, *Technical Proposal*, CERN-LHCC 94-43, décembre 1994.
- [2] D. Froidevaux et coll., *SM Higgs rates and backgrounds in ATLAS*, note interne à la collaboration ATLAS PHYS-048 (1995).
- [3] Collaboration CMS, *Technical Proposal*, CERN-LHCC 94-38 décembre 1994.
- [4] D. Denegri, *The CMS DETECTOR and PHYSICS at LHC*, note interne à la collaboration CMS TN 95-167 et note CERN PPE 95-183 (1995).
- [5] D. Froidevaux et E. Richter-Was, *Z. Phys. C* **67** (1995) 213.
- [6] D. Froidevaux, *présentation en session ouverte des ateliers sur la SUSY au LHC organisés par le LHCCC*, CERN 30 octobre 1996.
- [7] F. Gianotti, présentation et contribution aux comptes rendus de *la conférence IE-CHEP '95*, Bruxelles (Belgique) été 1995 (Eds. J. Lemonne, C. Van der Velde and F. Verbeure, World scientific 1996).
- [8] L. Poggioli, note interne à la collaboration ATLAS PHYS-066 (1995).
- [9] D. Froidevaux et coll., *MSSM Higgs rates and backgrounds in ATLAS*, note interne à la collaboration ATLAS PHYS-074 (1996) et CERN-TH 96-111 (1996).
- [10] D. Cavalli et coll., notes internes à la collaboration ATLAS PHYS-051 (1994) et PHYS-080 (1996).
- [11] G. Polesello, présentation et contribution aux comptes rendus de *la conférence IE-CHEP '95*, Bruxelles (Belgique) été 1995 (Eds. J. Lemonne, C. Van der Velde and F. Verbeure, World scientific 1996).
- [12] G. Altarelli, T. Sjöstrand et F. Zwirner, éditeurs de *Physics at LEP II*, CERN 96-01 **vol. 1**(1996).

Remerciements

Je remercie Jacques Lefrançois pour son accueil au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire et pour avoir accepté de présider ce jury.

Je suis reconnaissant à chacun des membres du jury de m'avoir fait l'honneur d'en faire partie. Ma gratitude s'adresse plus particulièrement à Michel Baubillier et à Bruno Mansoulié qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail et qui m'ont fait profiter de leurs commentaires et suggestions.

Je ne saurais trop remercier Pierre Pétroff pour la qualité exceptionnelle de son encadrement. Ses conseils avisés, ses encouragements, son enthousiasme et son soutien m'ont été grandement utiles pour mener à bien ce travail. J'apprécie particulièrement le sens des initiatives et des responsabilités qu'il a su me transmettre. J'exprime également ma plus profonde gratitude à Laurent Serin pour son aide, ses remarques, ses explications, nos discussions et son amitié. J'ai beaucoup profité de leurs enseignements.

Je suis très reconnaissant envers Daniel Fournier pour sa sympathie, son sens de la rigueur et sa confiance. Je remercie tous les physiciens permanents ou invités et les étudiants des groupes ATLAS-LAL et NA48-LAL pour leur accueil chaleureux, leur grande disponibilité et leur bienveillance à mon égard: E. Augé, J.C. Chollet, S. Crépe, L. Fayard, T. Ferbel, D. Fournier, J. Gonzales, J.F. Grivaz, L. Iconomidou-Fayard, V. Klyukhin, M. Lefebvre, B. Merkel, I. Nikolic, J. Ocariz, G. Parrour, P. Pétroff, P. Puzo, R. Stroynowski, A.C. Schaffer, L. Serin, G. Unal, J.J. Veillet et I. Vichou. Je remercie également les ingénieurs et techniciens du groupe ATLAS-LAL et plus particulièrement C. de La Taille pour sa grande compétence, pour tout ce qu'il m'a appris sur l'électronique du calorimètre et pour son amitié.

Cette thèse a vu le jour au sein de la collaboration ATLAS, je veux remercier mes collègues du groupe CERN et des groupes membres de la communauté argon liquide, en particulier ceux de l'IN2P3 et du CEA de Saclay, pour tous les échanges enrichissants que j'ai eu à leur contact. J'adresse également ma gratitude à P. Aurenche, J.P. Guillet et E. Pilon, théoriciens au LAPP d'Annecy, pour l'intérêt et l'aide qu'ils ont apporté à ce travail.

Je remercie tous mes amis du LAL. Merci à Nicole Mathieu, aux membres du secrétariat scientifique et de l'imprimerie pour la réalisation et la reprographie de la version finale de cette thèse.

Finalement, je remercie mes proches pour leur affection et leur soutien pendant toutes mes études et plus particulièrement durant ces trois dernières années.

RESUME

Le mode de désintégration en une paire de photons est la signature la plus claire permettant de rechercher un boson de Higgs de masse intermédiaire auprès du futur grand collisionneur de protons du CERN, le LHC. Puisque la largeur naturelle du Higgs est très faible dans cette zone (quelques MeV/c^2), son observation dans ce canal repose essentiellement sur les performances du calorimètre électromagnétique.

Cette thèse présente une étude complète dans le but d'évaluer le potentiel de découverte du détecteur ATLAS. Les paramètres et la géométrie du calorimètre électromagnétique à argon liquide ont été optimisés. Les résultats de la simulation utilisée pour ce travail sont confirmés par des tests sur faisceau d'un prototype. Cette simulation inclut différentes contributions comme le terme d'échantillonnage, les bruits d'électronique et d'empilement, le terme constant global du calorimètre et la mesure de direction de l'angle d'émission des photons de la paire. Le niveau de bruit de fond irréductible des paires de photons directs a été évalué, tout comme celui du bruit de fond réductible des jets de hadrons, et plus particulièrement celui des pions neutres isolés. Pour cela, la capacité du détecteur à rejeter ces bruits de fonds a été estimée.

Le calcul de la résolution de masse invariante des paires de photons et l'estimation du taux d'événements de signal et de bruit de fond ont permis de calculer le potentiel de découverte du Higgs par le détecteur ATLAS pour ce canal. Si la masse du boson de Higgs est comprise entre $100 \text{ GeV}/c^2$ et $150 \text{ GeV}/c^2$, un effet significatif à plus de 5 écarts types sera mis en évidence en moins d'une année de LHC à la luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Le domaine de masse de Higgs compris entre $80 \text{ GeV}/c^2$ et $150 \text{ GeV}/c^2$ sera complètement couvert avec une luminosité de $3 \cdot 10^5 \text{ pb}^{-1}$. Dans le cas du Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM), ce potentiel assure la couverture du plan $(m_{A^0}, \tan(\beta))$, si $m_{A^0} > 175 \text{ GeV}/c^2$.

Mots-clés :

- Boson de Higgs
- Photons
- LHC
- ATLAS
- Calorimétrie électromagnétique
- Géométrie accordéon
- Argon liquide