

Table des matières

Introduction	5
1 Le modèle standard et au delà	6
1.1 Symétries en physique des particules	6
1.1.1 Quelques postulats en physique des particules	7
1.1.2 Symétries externes : ce qui découle de la structure de l'espace-temps	7
1.1.3 Symétries internes : ce qui découle de la structure de la théorie de champs	10
1.2 Modèle standard	16
1.2.1 Origine du Modèle Standard	16
1.2.2 Le modèle standard aujourd'hui	18
1.2.3 Succès du modèle standard	20
1.2.4 Limites du modèle standard	21
1.3 Extensions du modèle standard	24
1.3.1 Quelques théories envisageables	24
1.3.2 La supersymétrie	27
1.4 Les modèles à deux doublets de Higgs	38
1.4.1 Les différents type des 2HDM	39
1.4.2 Le secteur leptonique dans les 2HDM	41
1.4.3 Le lien avec le MSSM	41
2 Le Fermilab et l'expérience DØ	43
2.1 Les accélérateurs de Fermilab	43
2.1.1 La source de protons	43
2.1.2 L'injecteur principal	47
2.1.3 La source d'antiprotons	47
2.1.4 Le Tevatron	48
2.1.5 Le recycleur	49
2.2 Le détecteur DØ	49
2.2.1 Détecteurs de traces centrales	52
2.2.2 Détecteur de pieds de gerbe et inter-cryostats	55
2.2.3 Calorimètres	57
2.2.4 Spectromètres à muons	62

2.2.5	Les luminomètres et le calcul de la luminosité	64
2.2.6	Les moniteurs de luminosité	64
2.2.7	Le système d'acquisition et de déclenchement	66
2.3	La reconstruction des évènements	70
2.3.1	Les traces et les vertex	70
2.3.2	La reconstruction des particules électromagnétiques	71
2.3.3	La reconstruction des muons	72
2.3.4	La reconstruction des jets et de l'énergie transverse manquante	72
3	L' inter-calibration du calorimètre de DØ	74
3.1	Les différentes étapes de calibration	74
3.1.1	La pureté de l'argon liquide	74
3.1.2	La chaîne de lecture	74
3.1.3	Les calibrations électroniques	77
3.1.4	Calibrations intermédiaires	78
3.1.5	La calibration géométrique	81
3.1.6	Calibration de l'échelle d'énergie	82
3.1.7	Correction de l'énergie des jets	83
3.2	Principes et méthodes de l'intercalibration en ϕ	84
3.2.1	introduction	84
3.2.2	Les méthodes d'intercalibration étudiées	85
3.3	Simulation des effets de l'intercalibration	91
3.3.1	Effets attendus sur la résolution en énergie des électrons	91
3.3.2	Simulation de l'intercalibration sur des évènements Monte-Carlo	94
3.4	Outils et traitement des données	101
3.4.1	Outils logiciels développés	101
3.4.2	Acquisition des données	104
3.4.3	Uniformité en ϕ et effets de triggers	105
3.5	Application de l'intercalibration aux données	109
3.5.1	Estimation de la décalibration et de la précision de reconstruction	111
3.5.2	Résultats	113
3.5.3	Intercalibration des particules électromagnétiques	116
3.5.4	Conclusions	121
4	Etude du signal $A^0/H^0 \rightarrow \tau\mu$	123
4.1	Rappels et définitions des paramètres	123
4.1.1	Paramétrisation fondamentale, de type a et de type b	124
4.1.2	Définition des hypothèses de l'étude	127
4.2	Limites imposées par le moment magnétique anormal du muon	130
4.2.1	Contributions du 2HDM au moment magnétique anormal du muon	130
4.2.2	Limites sur le couplage $\lambda_{\tau\mu}$	132
4.3	Simulations Monte-Carlo	136
4.3.1	Signal et bruits de fond	137

4.3.2	Stratégie de recherche	140
4.3.3	Limites et perspectives de découvertes	148
4.4	Combinaison des résultats	153
4.5	Conclusion	153
Conclusion		159
A Représentations des groupes de symétries.		160
A.1	Le groupe de Lorentz	160
A.2	Le groupe de Poincaré	161
B Calcul du moment magnétique anormal du muon dans le 2HDM-III		163
B.1	Généralités	163
B.2	Le calcul	164

Introduction

Notre compréhension de la matière et de ses interactions fondamentales a beaucoup progressé depuis le début du 20^{ème} siècle. Partant d'un modèle atomique, notre vision de la matière s'est extrêmement affinée grâce à de nombreuses découvertes et mises en évidence expérimentales : celles des noyaux, des protons, des neutrons, des muons, puis plus tard des neutrinos et des quarks ainsi que de très nombreuses autres particules. Parallèlement, les descriptions théoriques de ces aspects fondamentaux de la nature ont aussi énormément progressé : la simple mécanique quantique s'est complexifiée et enrichie d'autres concepts, tels la relativité restreinte ou les notions de symétries, et on utilise aujourd'hui des théories de jauge quantiques. Au début des années 70, une théorie synthétisant toutes ces avancées est devenue le "modèle standard" de la physique des particules. Pour l'essentiel, ce modèle décrit toutes les formes de matières connues à l'aide de seulement 2 catégories de particules élémentaires : les quarks et les leptons. Il décrit aussi 3 des 4 forces fondamentales dont toutes les interactions connues découlent : l'interaction électromagnétique, l'interaction nucléaire faible et l'interaction nucléaire forte.

Le modèle standard a vu quasiment toutes ses prédictions vérifiées expérimentalement et aucune expérience n'a pu le remettre en cause définitivement. Mais malgré son indiscutable succès, le modèle standard n'est pas considéré comme un modèle satisfaisant des interactions fondamentales. D'une part il manque toujours une vérification expérimentale cruciale : le boson de Higgs, particule prédite par le modèle, n'a toujours pas été découvert. D'autre part, plusieurs arguments théoriques, notamment celui du problème de la naturalité, et éventuellement quelques résultats expérimentaux laissent penser qu'une théorie plus générale reste à découvrir. Ceci justifie les très actives recherches actuelles et à venir dans ce secteur de la physique.

Le Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL ou Fermilab) est un des sites majeurs de recherche en physique des particules. Il est situé dans la banlieue éloignée de Chicago aux États-Unis et son accélérateur principal est le Tevatron, le plus puissant collisionneur proton-antiproton actuel. Celui-ci est entré dans une nouvelle phase de fonctionnement appelée Run II durant laquelle il devrait délivrer une luminosité de $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV. Deux détecteurs, CDF et DØ sont installés sur le Tevatron et analysent le résultat des collisions protons antiprotons afin de tester le modèle standard et peut-être de découvrir la trace d'une nouvelle physique.

Ce travail de thèse a été majoritairement effectué au sein du groupe DØ de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Nous avons travaillé sur l'un des sous-détecteurs de DØ ,

le calorimètre, et nous avons contribué à sa calibration en mettant au point des techniques d'intercalibration, c'est-à-dire de calibration relative de parties symétriques par rotation autour du faisceau. Dans une partie plus physique de ce travail, nous avons collaboré avec le groupe de théorie de l'institut pour étudier une des extensions possible du modèle standard. Dans les théories envisageables au-delà du modèle standard comme la supersymétrie, le nombre de particule de Higgs peut être supérieur à un et nous avons considéré l'extension générale du modèle standard la plus simple étendant le "secteur de Higgs". Dans de tels modèles contrairement au modèle standard, la saveur leptonique n'est pas une quantité conservée et nous avons discuté la possibilité de mettre en évidence cette propriété en étudiant la possibilité de découverte de la désintégration $H^0/A^0 \rightarrow \tau\mu$. Pour cela, nous avons utilisé une simulation numérique complète de ce signal dans le détecteur DØ et nous avons tenu compte des contraintes expérimentales venant de la mesure du moment magnétique anormale du muon. Le temps nous a malheureusement manqué pour réaliser cette recherche dans les données réelles de DØ .

Dans le premier chapitre de cette thèse un résumé des théories actuelles de physique des particules est donné. Nous avons mis l'accent sur une notion clef de ces théories, celle de symétrie, dans l'espoir de mettre mieux en lumière la nature profonde des particules et des interactions. Ce chapitre décrit donc le modèle standard, expose ses limitations théoriques et quelques théories permettant de l'étendre (en particulier la supersymétrie). Enfin il décrit le cadre général des modèles à deux doublets de Higgs.

Dans le deuxième chapitre, les outils expérimentaux sont décrits. D'abord le système d'accélérateurs de protons et d'antiprotons, puis les différents sous-détecteurs qui composent DØ ainsi que son système d'acquisition. Il décrit aussi, la façon dont sont reconstitués et identifiés les différentes particules et objets enregistrés par le détecteur.

Le troisième chapitre est consacré à la calibration du calorimètre de DØ . Après la description des différentes étapes de calibration, nous insistons sur le travail que nous avons réalisé, l'intercalibration.

Enfin, le dernier chapitre présente les résultats de notre étude sur les modèles à deux doublets. Nous précisons la paramétrisation que nous utilisons puis nous discutons les contraintes venant du moment magnétique du muon et les perspectives de physique obtenues par simulation concernant le signal $H^0/A^0 \rightarrow \tau\mu$. Enfin, nous présentons la combinaison de tous ces résultats.

Chapitre 1

Le modèle standard et au delà

Dans ce chapitre, nous décrivons l'essentiel du cadre théorique actuel de la physique des particules : le Modèle Standard. Celui-ci est construit sur plusieurs théories physiques fondamentales : la mécanique quantique, la théorie des champs, c'est-à-dire finalement sur la réunion de ces deux dernières théories : la théorie quantique des champs, et la relativité restreinte. La structure du Modèle Standard est, elle, basée sur la notion mathématique de théorie de jauge ou, plus généralement, sur les notions de symétrie. Ces notions ont d'ailleurs un cadre d'applications plus large et sont bien plus fondamentales que le Modèle Standard. C'est pourquoi nous avons choisi d'axer notre description de ce modèle sur ces notions, ce qui nous permettra aussi d'aborder naturellement les extensions théoriques envisageables du Modèle Standard.

1.1 Symétries en physique des particules

De façon générale, on peut dire qu'une théorie physique admet une symétrie quand une transformation mathématique sur les grandeurs utilisées par cette théorie ne modifie pas ses prévisions physiques. En pratique, l'ensemble de telles transformations forme un groupe : le groupe de symétrie de la théorie. Dans de nombreux cas, on s'aperçoit que la structure et les propriétés mathématiques du groupe de symétrie d'une théorie influencent directement la physique décrite par cette théorie et ont des implications qualitatives essentielles (comme par exemple le classement des familles de hadrons par les symétries de l'interaction forte).

En abordant quelques détails mathématiques (notions de groupe et d'algèbre de Lie, de représentation irréductible) nous essayerons de décrire deux types de symétries : les symétries internes et les symétries externes ainsi que leurs implications physiques. Pour cela, il faut rappeler brièvement le cadre théorique sur lequel est construit la physique des particules (cette partie sur les symétries s'appuie essentiellement sur [40] [126] et [80]).

1.1.1 Quelques postulats en physique des particules

La théorie de la physique des particules est une théorie quantique des champs et de ce fait les symétries vont y jouer un rôle fondamental. Ce rôle découle directement des postulats suivants :

- L'état d'un système physique est décrit par un vecteur d'un espace vectoriel abstrait (un espace de Hilbert).
- À chaque particule est associé un champ d'opérateurs sur l'espace de Hilbert.
- L'évolution du système est décrite par un lagrangien contenant ces champs d'opérateurs.

Donc si on veut décrire une physique invariante sous certaines symétries, il faut dans ce cadre décrire l'action des transformations de symétrie. Le plus simple pour cela est d'associer à chacune de ces transformations de symétrie un opérateur linéaire.

- Dans l'espace des états, pour décrire correctement la symétrie, il est nécessaire que les opérateurs de symétrie forment une représentation du groupe de symétrie. Et pour traduire l'invariance sous la symétrie, il faut que la norme, associée à une densité de probabilité, soit conservée : on s'en assure en choisissant des représentations unitaires.
- Les champs associés aux particules doivent eux aussi se transformer sous des représentations du groupe de symétrie. Néanmoins, l'invariance est dans ce cas traduite par l'invariance du lagrangien (ou de l'action) et l'unitarité de la représentation n'est pas nécessaire.

On voit ainsi que la structure de la symétrie a des conséquences directes sur la description physique du système : l'opérateur hamiltonien (ainsi que la matrice de diffusion) commute avec les opérateurs invariants de la symétrie et on peut donc décrire les états propres du système comme des états propres des invariants de la symétrie. De façon plus générale, on peut associer à ces états propres des représentations irréductibles du groupe de symétrie ce qui permet de classer de façon pertinente les états physiques du système. Dans les parties qui suivent nous décrivons les applications physiques concrètes de ces notions mathématiques.

1.1.2 Symétries externes : ce qui découle de la structure de l'espace-temps

Les théories actuelles de physique des particules se placent dans le cadre de la relativité restreinte : l'espace-temps est celui à 4 dimensions de Minkowski dont le groupe de symétrie est le groupe de Poincaré. Ce groupe est formé de l'ensemble des transformations suivantes ainsi que de leurs produits :

- les translations dans l'espace-temps,
- les rotations dans l'espace en 3 dimensions,
- les transformations de Lorentz,
- les inversions spatiales et temporelles,

la restriction aux trois dernières formant le groupe de Lorentz.

On va alors s'intéresser aux représentations irréductibles (RI) du groupe de Poincaré. En effet, une représentation irréductible d'un groupe correspond à un ensemble minimal de vecteurs qui reste stable sous les transformations de la symétrie. De là on peut commencer à donner une interprétation physique d'une RI : les actions des opérateurs de symétrie de Poincaré correspondent à des changements de référentiels ; les différents vecteurs de l'ensemble minimal correspondent donc aux états physiques d'un même système vu dans les différents référentiels. L'ensemble de vecteurs est minimal ce qui veut dire que le système physique décrit ne peut être décomposé en sous-systèmes. Enfin, cet ensemble de vecteurs, et donc le système élémentaire correspondant, est associé à des grandeurs caractéristiques invariantes sous les transformations de symétrie.

En résumé une RI du groupe de Poincaré décrit donc les différents aspects sous tous les changements de référentiels possibles d'un système physique élémentaire caractérisé par des grandeurs invariantes Ceci conduit naturellement à associer au concept de RI celui de particule élémentaire.

Les RI unitaires du groupe de Poincaré

Nous ne détaillons ici que les résultats mathématiques concernant ces RI ainsi que leurs implications physiques. Pour plus de détails, se reporter à l'annexe A.

Tout d'abord, on montre qu'il existe deux opérateurs invariants sous les transformations du groupe de Poincaré :

$$\mathbf{P}^2 = P_\mu P^\mu \quad \text{et} \quad \mathbf{W}^2 = W_\mu W^\mu \quad (1.1)$$

où P_μ est l'opérateur quadri-impulsion et W_μ est l'opérateur de Pauli et Lubanski (cf Annexe A). On constate aussi que tout vecteur de base d'une RI peut s'écrire sous la forme $|p, \alpha\rangle$ où $p = (p_\mu)_{\mu=0,1,2,3}$ est un 4-vecteur tel que $P_\mu |p, \alpha\rangle = p_\mu |p, \alpha\rangle$. Par conséquent, pour tous ces vecteurs de base :

$$\mathbf{P}^2 |p, \alpha\rangle = p^2 |p, \alpha\rangle \quad (1.2)$$

où p^2 est constant puisque l'opérateur \mathbf{P}^2 est invariant. Ainsi tous les 4-vecteurs associés à cette RI sont de même type et, selon la valeur de p^2 , on peut finalement distinguer deux cas physiquement intéressants :

Cas des vecteurs de type temps. C'est le cas où $p^2 > 0$. Les RI sont alors caractérisées par le triplet (m, s, η_p) où $m = \sqrt{p^2}$ est un réel (la masse), s est un entier ou un demi-entier (le spin) et $\eta_p = \pm 1$ (la parité).

Les vecteurs de base sont notés $|p, \lambda\rangle$ où $p = (p_\mu)$ est valeur propre de (P_μ) . Dans le référentiel où $p = (m, 0, 0, 0)$, λ est simplement le nombre quantique de spin compris entre $-s$ et $+s$.

Cas des vecteurs de type lumière. C'est le cas où $p^2 = 0$ (quadri-vecteurs non nuls) et $\mathbf{W}^2 = 0$. Ici, il est utile de distinguer les RI du groupe propre orthochrone de Poincaré P_+^\uparrow (c'est-à-dire le groupe engendré par les transformations du groupe de Poincaré moins les inversions spatiales et temporelles). Celles-ci sont notées $(0, \lambda)$ où λ , l'hélicité, peut

prendre les valeurs $\lambda = 0, \pm\frac{1}{2}, \pm 1, \dots$. Les vecteurs de bases sont $|p, \lambda\rangle$, du même type que ceux de la RI précédente excepté le fait que λ est fixé pour chaque RI.

On caractérise alors les RI du groupe complet P par leur décomposition sous P_+^\dagger :

- Cas ($m^2 = 0, \lambda = 0, \eta_P$) avec $\eta_P = \pm 1$. Cette représentation se réduit simplement à la RI $(0, 0)$ sous P_+^\dagger .
- Cas ($m^2 = 0, \lambda \neq 0$) où $\lambda = \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$. Cette représentation correspond à la RI $(0, \lambda) \oplus (0, -\lambda)$ sous P_+^\dagger . Dans ce cas un vecteur d'hélicité λ de la représentation $(0, \lambda)$ se transforme en un vecteur d'hélicité $-\lambda$ (donc de la représentation $(0, -\lambda)$) sous l'opérateur de parité.

L'étude des RI du groupe de Poincaré confirme donc remarquablement l'idée selon laquelle on peut associer des RI aux particules élémentaires. En effet, les grandeurs qui caractérisent ces RI, masse, spin, parité, concordent précisément avec les caractéristiques expérimentales des particules élémentaires aussi bien celles massives que celles non massives.

Équations du mouvement et groupe de Lorentz

En physique des particules, la dynamique est décrite par un lagrangien contenant des champs d'opérateurs sur l'espace de Hilbert des états physiques. Pour assurer la cohérence de la théorie et son invariance sous le groupe de Poincaré, il faut imposer diverses contraintes au lagrangien, aux champs qu'il contient et aux équations qui en découlent. Notamment, il faut que les équations soient de la forme :

$$\Pi(m, \partial_\mu)\Psi = 0 \quad (1.3)$$

où m est la masse des particules décrites et Π est un opérateur différentiel linéaire par rapport aux composantes du champ Ψ . Les composantes $(\Psi^\alpha)_{\alpha=1\dots n}$ de ce champ doivent engendrer une représentation de dimension n du groupe de Lorentz. Pour que ce champ décrive bien des particules de masse m , il faut en outre que l'équation 1.3 implique (dans le cas de particules libres) :

$$(p^2 - m^2)\tilde{\Psi}(p) = 0 \quad (1.4)$$

(avec $\tilde{\Psi}(p)$ transformée de Fourier de Ψ). On peut alors développer le champ Ψ sur une base d'opérateurs création et annihilation, $a^+(p, \lambda)$ et $a^-(p, \lambda)$, dont les vecteurs d'états associés $|p, \lambda\rangle$ engendrent bien une RI unitaire caractérisée par une masse m du groupe de Poincaré.

Pour bien différencier les champs physiques que l'on va rencontrer, on peut étudier les RI du groupe de symétrie qu'ils représentent : les RI de dimension finie du groupe de Lorentz. Pour cela, il est ici aussi utile de distinguer le groupe propre orthochrone de Lorentz L_+^\dagger (voir Annexe A pour plus de détails). Les RI de L_+^\dagger sont caractérisées par un doublet (j, j') où j et j' sont des nombres qui caractérisent des représentations de $SU(2)$ et sont donc entiers ou demi-entiers. Pour le groupe complet L on a alors 2 cas :

- Si $j = j'$ alors la RI (j, j') de L_+^\uparrow est aussi une RI du groupe complet qui est notée (j, j) .
- Si $j \neq j'$ il faut associer une (j, j') et une (j', j) de L_+^\uparrow (en faisant la somme directe de leur espace vectoriel) : on obtient ainsi une RI de L notée $(j, j') \oplus (j', j)$.

Ces résultats correspondent bien aux champs que l'on rencontre en physique : les champs vectoriels se transforment selon une RI $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ du groupe complet de Lorentz, les bi-spineurs de Dirac selon une RI $(\frac{1}{2}, 0) \oplus (0, \frac{1}{2})$ et les champs scalaires selon une RI $(0, 0)$.

Bilan des symétries externes

On a vu dans cette partie en quoi le choix des symétries de l'espace-temps (dites symétries externes) est essentiel lors de la construction d'une théorie physique. Dans le cas de la physique des particules, il apparaît que trois grandeurs fondamentales associées aux particules, la masse, le spin et la parité, découlent directement de la symétrie de l'espace-temps. Il apparaît aussi que la théorie de champs doit avoir la symétrie du groupe de Lorentz et donc que, principalement, trois types de champs doivent intervenir : champs vectoriels, spinoriels et scalaires. On peut aussi prévoir que si une théorie utilise des champs spinoriels simples (RI $(\frac{1}{2}, 0)$ de L_+^\uparrow) alors elle peut violer la symétrie de parité puisque ces champs ne sont précisément pas invariants par cette symétrie : c'est ce qui se passe pour les interactions faibles.

Finalement, il est intéressant de constater à quel point cette construction formelle rend compte de ce que nous savons sur les particules élémentaires et qu'elle permet, entre autre, de comprendre l'origine de concepts tels que la masse et le spin. Nous sommes pourtant encore loin d'un modèle phénoménologique complet. Si on peut noter que l'équation (1.4) ne concerne que des particules libres, ce n'est pourtant pas très restrictif car d'une part toutes les considérations sur les RI restent vraies indépendamment de cette équation et d'autre part on utilise des théories perturbatives où l'on s'intéresse à des transitions entre des états asymptotiques libres. Notre description des particules libres reste très pertinente. Mais il reste encore à décrire les interactions entre particules et le concept de charge : c'est ce que permet l'étude des symétries internes des théories de champs.

1.1.3 Symétries internes : ce qui découle de la structure de la théorie de champs

Définitions. Théorème de Noether

Les symétries externes déterminent donc la structure de l'espace des états physiques et les types possibles de champs que l'on peut utiliser pour décrire des particules. Pour décrire plusieurs types de particules dans un lagrangien, on utilise donc différents champs et on peut alors envisager d'autres types de symétries. On peut imaginer par exemple que le lagrangien soit invariant dans des permutations de ces champs : c'est ce qu'on appelle une symétrie interne qui découle uniquement du choix du lagrangien. De façon plus générale, on peut faire la définition suivante : un lagrangien \mathcal{L} contenant des champs $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$

et leurs dérivées possède une symétrie interne s'il est invariant sous la transformation suivante, dite "transformation de jauge" :

$$\Psi \longrightarrow \Psi' = U\Psi \quad (1.5)$$

où $\Psi = (\psi_1 \dots \psi_n)$ et U est une représentation unitaire de dimension n d'un groupe G . L'invariance sous cette symétrie signifie que le lagrangien transformé \mathcal{L}' satisfait

$$\mathcal{L}'(\Psi', \partial_\mu \Psi') = \mathcal{L}(\Psi, \partial_\mu \Psi) \quad (1.6)$$

On peut exprimer U sous la forme $U = e^{-ig\alpha^m J_m}$ où les J_m sont les r générateurs du groupe G et où $g \in \mathbb{R}$ et $\alpha^m \in \mathbb{R}$ (l'expression $\alpha^m J_m \equiv \sum_{m=1}^r \alpha^m J_m$ étant définie dans l'algèbre de Lie de G).

Une conséquence physique des symétries d'une théorie est donnée par le théorème de Noether : à toute symétrie laissant invariant un lagrangien sont associées une ou des grandeurs conservées (c'est-à-dire constantes dans le temps). Par exemple, dans le cas des symétries externes, l'invariance par translation implique la conservation du quadri-vecteur impulsion et l'invariance par rotation dans l'espace celle du moment angulaire. Dans le cas des symétries internes, où les transformations ne concernent que les composantes du multiplet $\Psi = (\psi_1 \dots \psi_n)$, on définit :

$$j_m^\mu(x) = -i \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi_r)} (J_m)_{rs} \phi_s(x) \quad (1.7)$$

$$Q_m = \int d^3r j_m^0(\vec{r}, t)$$

Alors le théorème de Noether implique :

$$\begin{aligned} \partial_\mu j_m^\mu &= 0 \\ \frac{dQ_m}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (1.8)$$

les (j_m^μ) sont les courants conservés et les Q_m sont appelées les "charges conservées".

Théories de jauge

Les théories construites sur les notions de transformations de jauge (théories de jauge) sont au coeur du Modèle Standard [41]. Dans cette partie, nous en présentons l'essentiel et prenons pour exemple l'électrodynamique quantique dont le lagrangien est

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) \quad (1.9)$$

où ψ est un bi-spineur de Dirac.

Transformations de jauge globales. Dans le cas où les paramètres de la transformation (les α^m avec $m = 1 \dots r$) sont constants dans l'espace-temps, la transformation est dite globale. Pour l'exemple de QED, $G = U(1)$ et la transformation de jauge est

$$\psi \longrightarrow \psi' = e^{ieI_4\alpha}\psi \quad (1.10)$$

I_4 est la matrice identité dans l'espace des bi-spineurs et α l'unique paramètre de transformation. Le lagrangien (1.9) est bien invariant sous (1.10) et la charge conservée est

$$Q = e \int d^3r \psi^\dagger \psi \quad (1.11)$$

Elle est associée à la charge électrique des particules décrites par le champ de spineurs.

Transformations de jauge locales. Le cas où les paramètres α^m dépendent de l'espace-temps est plus complexe. Les lagrangiens physiques (pour des champs scalaires ou pour des spineurs de Dirac) contiennent des dérivées (“ ∂_μ ”) et une transformation de type (1.5) fait apparaître des termes supplémentaires en $\partial_\mu \alpha^m(x)$ qui brise l'invariance du lagrangien. Pour rétablir la symétrie, on introduit des nouveaux champs X_μ , dits champs de jauge, qui appartiennent à l'algèbre de Lie de G (par définition $X_\mu = X_\mu^m J_m$) et on postule la règle de transformation suivante pour ces champs (à comparer avec la transformation (1.5) pour les champs de matière) :

$$X_\mu \longrightarrow U[X_\mu - \frac{i}{g} U^{-1}(\partial_\mu U)]U^{-1} \quad (1.12)$$

On introduit ces champs dans le lagrangien en remplaçant ∂_μ par la dérivée covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - igX_\mu \quad (1.13)$$

Le nouveau lagrangien ainsi obtenu est invariant dans les transformations (1.12) et (1.5). La relation (1.12) montre que les champs X_μ^m engendrent la représentation adjointe du groupe de symétrie G .

Ainsi construits, les X_μ n'ont pas encore de signification physique : le lagrangien ne contient aucun terme en $\partial_\mu X_\nu$ et donc ces champs ne peuvent pas avoir d'équation du mouvement. On doit donc introduire de tels termes dans le lagrangien tout en conservant l'invariance de jauge et l'invariance de Lorentz. Le terme invariant le plus simple et le plus naturel est de la forme $X_{\mu\nu}^m X_m^{\mu\nu}$ où

$$X_{\mu\nu} = \frac{i}{g} [D_\mu, D_\nu] \quad (1.14)$$

En projetant sur la base de l'algèbre de Lie de G , c'est-à-dire en écrivant $X_{\mu\nu} = X_{\mu\nu}^m J_m$, on a

$$X_{\mu\nu}^m = \partial_\mu X_\nu^m - \partial_\nu X_\mu^m + g C_{kl}^m X_\mu^k X_\nu^l \quad (1.15)$$

où les C_{kl}^m sont les constantes de structure du groupe.

Dans le cas de QED, imposer une invariance de jauge locale entraîne l'introduction d'un champ jauge (puisque le groupe $U(1)$ ne contient qu'un générateur) : les analogues de (1.12), (1.13) et (1.15) vont être :

$$A_\mu \longrightarrow A_\mu + \partial_\mu \alpha \quad (1.16)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (1.17)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.18)$$

De (1.9) le lagrangien, qui décrivait uniquement des particules libres, devient

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \quad (1.19)$$

qui décrit ces mêmes particules en interaction avec un champ électromagnétique.

Dans le cas général, on peut essayer de donner un sens physique à ces constructions mathématiques : si une théorie permet en même temps

- d'avoir des configurations des champs non uniformes dans l'espace-temps,
- d'avoir les quantités conservées correspondant à ces changements de configurations,

alors cette théorie ne peut pas décrire des particules indépendantes, celles-ci interagissent nécessairement entre elles par l'intermédiaire de champs de jauge auxquels on peut donner une dynamique et auxquels on peut associer des particules vectorielles appelées "bosons de jauge".

On voit donc que comme les symétries de l'espace-temps, les symétries internes jouent un rôle fondamental dans les théories de jauge : elles engendrent directement la description des interactions entre les particules. Beaucoup des caractéristiques de ces interactions, comme le nombre de bosons de jauge, vont donc dépendre directement du groupe de jauge.

Brisure des symétries de jauge

Dans les théories que l'on utilise en physique des particules, les symétries sont parfois "imparfaites" ; on parle de brisure de symétrie et on différencie deux cas :

Brisure explicite. Il y a brisure explicite d'une symétrie quand le lagrangien n'est pas invariant dans une transformation de cette symétrie ($\mathcal{L} \neq \mathcal{L}'$ avec les notations de 1.6). C'est le cas, par exemple, pour la symétrie globale de saveur $SU(2)_F$ brisée à cause de la différence entre les masses des quarks up et down.

Brisure spontanée. Dans ce cas le lagrangien est invariant mais pas l'état fondamental de la théorie. Une illustration triviale d'une telle brisure en mécanique classique est donnée par le potentiel de la figure 1.1. Celui-ci est symétrique sous la transformation $x \mapsto -x$ (car $V(x) \rightarrow V(-x) = V(x)$) alors que la position au repos x_0 ne l'est pas : $x_0 \rightarrow -x_0 \neq x_0$.

Une telle brisure de symétrie existe dans le modèle standard : la brisure du groupe de symétrie des forces électrofaibles, le groupe $SU(2) \otimes U(1)$, dont nous présentons ici le formalisme. On considère le lagrangien :

$$\mathcal{L} = (D_\mu\Phi)^\dagger D^\mu\Phi - V(\Phi) - \frac{1}{4}X_{\mu\nu}^m X_m^{\mu\nu} \quad (1.20)$$

Ici, Φ est choisi comme un doublet sous $SU(2)$ de champs scalaires

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

et V est un potentiel qui généralise celui de la figure 1.1

$$V(\Phi) = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \quad (1.22)$$

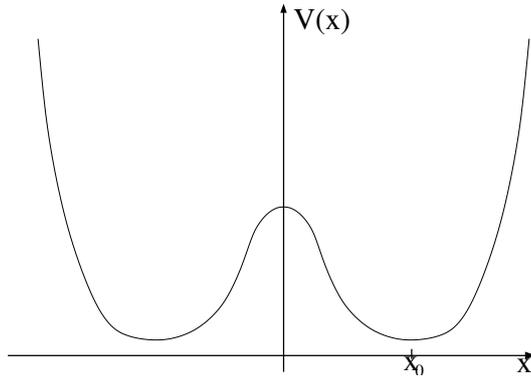


FIG. 1.1 – Potentiel brisant spontanément la symétrie $x \rightarrow -x$

avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. La dérivée covariante correspondant à (1.13) est donnée dans ce cas par :

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{ig_1}{2}B_\mu + \frac{ig_2}{2}W_\mu \quad (1.23)$$

où B_μ est le champ de jauge de $U(1)$ et $W_\mu = \frac{1}{2}W_\mu^i\sigma_i$ sont ceux de $SU(2)$. Ainsi, \mathcal{L} est invariant sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ mais cette symétrie locale est brisée spontanément. En effet, la valeur moyenne minimale du potentiel V est atteinte pour $\langle \Phi^+\Phi \rangle = \frac{-\mu^2}{2\lambda}$. On peut donc définir un état de vide par :

$$\langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.24)$$

Or on démontre que dans une théorie de jauge si un état de vide est invariant sous le groupe de symétrie, alors il s'annule sous l'action des générateurs de la symétrie. Ce n'est pas le cas pour $\langle \Phi \rangle_0$ puisqu'aucun des générateurs, $T_i = \frac{1}{2}\sigma_i$ pour $SU(2)$ et $Y = \mathbf{1}_2$ pour $U(1)$, ne l'annule et on en déduit donc que le potentiel brise spontanément la symétrie. Pourtant, toute la symétrie n'est pas perdue puisque l'on peut construire un élément de l'algèbre de Lie, $T_3 + \frac{1}{2}Y$, satisfaisant :

$$(T_3 + \frac{1}{2}Y)\langle \Phi \rangle_0 = 0 \quad (1.25)$$

qui correspond à une symétrie résiduelle de type $U(1)$. On s'intéresse alors au développement de la théorie au voisinage de cet état fondamental. Par une transformation de jauge bien choisie, on peut écrire le champ sous la forme :

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

On écrit alors le lagrangien en fonction de $h(x)$ et en introduisant des combinaisons linéaires

des champs de jauge de façon à associer au générateur $T_3 + \frac{1}{2}Y$ un champ noté A_μ .

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{2}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \quad (1.27)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin \theta_w + B_\mu \cos \theta_w \quad (1.28)$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_w - B_\mu \sin \theta_w \quad (1.29)$$

Avec θ_w l'angle de Weinberg défini par :

$$\cos \theta_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.30)$$

Développé autour de l'état fondamental, le lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2$$

où

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_1 = & \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - m^2 h^2 \\ & - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{v^2}{8} (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} \\ & - \frac{1}{2} [(D_\mu W_\nu^+)^* - (D_\nu W_\mu^+)^*] [D^\mu W^{\nu+} - D^\nu W^{\mu+}] + \frac{v^2}{8} g_2^2 W_\mu^- W^{\mu+} \end{aligned} \quad (1.31)$$

Avec la dérivée covariante pour le champ W : $D_\mu W_\nu^+ = (\partial_\mu + i g_2 \sin \theta_w A_\mu) W_\nu^+$. On reconnaît dans ce lagrangien :

- un champ scalaire de masse m : h ,
- deux champs vectoriels neutres : un massif Z_μ et un non massif A_μ ,
- deux champs vectoriels massifs et portant une charge de la symétrie résiduelle : W_μ^\pm .

Tous les termes restant dans \mathcal{L}_2 correspondent aux termes de self-interaction entre les bosons de jauge et les termes d'interactions avec le champ h en particulier :

$$\mathcal{L}_2 = \left(\frac{1}{4} h^2 + \frac{1}{2} h v \right) (g_2^2 W_\mu^- W^{\mu+} + \frac{1}{2} (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu) + \dots \quad (1.32)$$

Ce mécanisme de brisure spontanée de symétrie s'appelle mécanisme de Higgs [86], il peut être généralisé à n'importe quel groupe de jauge. Il implique une remarquable propriété : aux générateurs brisés de la symétrie, c'est-à-dire ceux qui n'annulent pas l'état fondamental, on peut associer des champs de jauge qui acquièrent une masse après la brisure (dans notre exemple les champs W_μ et Z_μ) tandis que les champs associés aux générateurs non brisés restent sans masse (dans notre exemple : A_μ). De plus ce mécanisme assure le fait que si une théorie de jauge est renormalisable, la théorie obtenue après brisure reste renormalisable.

Conclusion

Nous avons donc présenté l'un des fondements des théories physiques modernes : la notion de symétrie. Mais il faut aussi évoquer l'importance de l'autre aspect fondamental de ces théories : la théorie quantique des champs. Nous avons montré seulement les conséquences physiques découlant de certains de ses postulats dans la partie 1.1.1, mais ce formalisme a bien d'autres implications issues par exemple des problèmes de quantification et de renormalisation. Néanmoins, l'approche du point de vue des symétries des théories de physique des particules est très fructueuse. On a vu qu'elle permet de comprendre l'origine de concepts aussi fondamentaux que ceux de masse, de spin, de charge. Elle permet aussi de bien distinguer ce qu'implique la structure externe de l'espace-temps de ce qu'implique la théorie de champs elle-même. Enfin, dans le cas des théories de jauge, les symétries gouvernent directement les interactions entre particules ainsi que la nature de certaines de ces particules (les bosons de jauge). Ces constructions théoriques qui expliquent de très nombreux phénomènes à partir du simple concept de symétrie sont donc intellectuellement très satisfaisantes. Comme on va le voir dans la partie suivante, elles permettent en plus de construire le Modèle Standard qui est en accord avec la quasi totalité des observations expérimentales en physique des particules.

1.2 Modèle standard

1.2.1 Origine du Modèle Standard

Historiquement le Modèle Standard s'est construit avec la découverte et la compréhension progressive de l'interaction faible [65]. Le premier modèle fut proposé par E. Fermi en 1934 [72] pour donner une explication des désintégrations β . Par analogie avec l'électromagnétisme de Dirac, il écrit un Hamiltonien d'interaction

$$H = g \int dx^3 \bar{p}(x) \gamma^\mu n(x) \bar{e}(x) \gamma_\mu \nu(x) \quad (1.33)$$

pour rendre compte de la désintégration $n \rightarrow p\nu e$. Sous cette forme, cet hamiltonien fait intervenir des courants faibles analogues aux courants électromagnétiques ($J_\mu = \bar{e}\gamma_\mu e$) qui imposent des règles de sélection. Or celles-ci ne sont pas vérifiées expérimentalement. Il a donc fallu envisager d'ajouter aux courants faibles des termes plus généraux :

$$\begin{array}{ll} \bar{p}n & S \quad (\text{Scalaire}) \\ \bar{p}\gamma_5 n & P \quad (\text{Pseudo - scalaire}) \\ \bar{p}\gamma^\mu n & V \quad (\text{Vecteur}) \\ \bar{p}\gamma^\mu \gamma_5 n & A \quad (\text{Pseudo - vecteur}) \\ \bar{p}\sigma^{\mu\nu} n & T \quad (\text{Tenseur}) \end{array} \quad (1.34)$$

Parmi ces termes, ceux contenant γ_5 peuvent a priori briser la symétrie de parité et, effectivement, en 1956 C.S. Wu démontre expérimentalement l'existence de cette brisure[128].

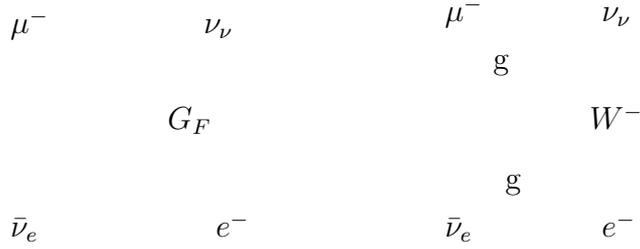


FIG. 1.2 – Diagrammes de Feynman de $\mu \rightarrow e\nu_e\nu_\mu$

D'autres expériences sont alors conduites qui permettent de préciser la forme des termes en présence dans les courants faibles et de voir que les neutrinos ont dans ces interactions toujours la même hélicité. Cette hélicité est mesurée en 1957 par Goldhaber[106] : elle est gauche et on en déduit finalement que l'interaction faible doit être de type $V - A$:

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int dx^3 \bar{p}(x) \gamma^\mu (g_v + g_a \gamma_5) n(x) \bar{e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu(x) \quad (1.35)$$

Si cette approche phénoménologique est efficace pour reproduire les résultats expérimentaux, elle ne peut fournir un modèle satisfaisant. Certaines sections efficaces prédites par cette théorie de Fermi évoluent comme $\sigma \propto G_F^2 s$ (où s est l'énergie dans le centre de masse) : elles divergent quand s augmente et cela est incompatible avec le principe d'unitarité de la matrice de diffusion qui implique que les sections efficaces soient bornées. De plus cette théorie est non-renormalisable et les corrections d'ordres supérieurs ne peuvent résoudre le problème. La solution consiste alors à chercher à décrire l'interaction faible grâce à une particule médiatrice équivalente au photon de l'électromagnétisme. Le graphe de Feynman de l'interaction évolue alors comme sur la figure 1.2. Il apparaît que le boson W doit porter une charge et être massif ce qui permet, pour ce processus, de conserver l'accord avec l'expérience à basse énergie tout en ne violant pas l'unitarité. Néanmoins, introduire de façon *ad hoc* un terme de masse pour ces bosons entraîne l'existence d'autres processus, comme $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, qui à leur tour violent le principe d'unitarité. Pour avoir une théorie finalement cohérente une solution est d'introduire un nouveau boson vecteur neutre et massif Z_μ ainsi qu'un champ scalaire et de choisir convenablement tous les couplages de la théorie. Avec 4 vecteur bosons et un champ scalaire, elle ressemble beaucoup à celle décrite à la fin de la partie 1.1.3 : la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ est effectivement celle du modèle standard.

Par ailleurs, au cours des années 40 et 50 on découvre de nombreuses nouvelles particules et on démontre l'existence d'antiparticules. L'étude des familles de ces "hadrons" montre que l'interaction forte qui les relie doit avoir une symétrie de type $SU(3)$ de couleur. Un peu plus tard, avec entre autres l'étude de la structure des baryons, l'existence de cette symétrie est confirmée et le modèle des quarks, constituants élémentaires des hadrons, prend forme.

1.2.2 Le modèle standard aujourd'hui

Le modèle standard actuel de la physique des particules est une synthèse des résultats présentés dans les parties précédentes : il décrit l'ensemble des observations physiques dans une théorie de jauge dont le groupe de symétrie est $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le groupe $SU(3)_C$ est celui de la symétrie de l'interaction forte et $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ correspond aux interactions électrofaibles. Le modèle comporte 3 familles de particules élémentaires chacune d'entre elles comprenant 2 quarks et 2 leptons. On associe à chacune de ces particules des champs fermioniques (des bi-spineurs de Dirac) classés dans des RI du groupe de symétrie. Ce classement est donné dans la table 1.1 pour la première famille. On remarque notamment que pour satisfaire la forme en $V - A$ des interactions faibles, on distingue les composantes gauches des composantes droites sous la symétrie $SU(2)$. Le modèle est une

	Interactions fortes $SU(3)$	Interactions électrofaibles		
		$SU(2)$	Y	Q
Leptons	e, ν_L singlets	$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$ doublet	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
		e_R singlet	-2	-1
Quarks	$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix}$ triplets	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ doublet	1/3	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
		u_R singlets	4/3	2/3
		d_R singlets	-2/3	-1/3

TAB. 1.1 – Les champs de matière du modèle standard classés selon leurs symétries. Dans ces notations e désigne le bi-spineur associé à l'électron, $e_L = (1 - \gamma_5)e$ et $e_R = (1 + \gamma_5)e$. Pour les quarks, les indices 1, 2, 3 sont les indices de couleurs.

théorie de jauge, il contient donc en plus des 12 fermions, des bosons vecteurs correspondants aux champs de jauge : 8 gluons (car $SU(3)$ possède 8 générateurs) et 4 bosons pour l'interaction électrofaible ($SU(2)$ possède 3 générateurs et $U(1)$ un seul).

Par ailleurs la symétrie électrofaible est a priori incompatible avec la description de fermion massif. En effet, dans un lagrangien les termes de masse des fermions sont de la forme :

$$\mathcal{L}_M = -m\bar{\psi}\psi = -m(\psi_L^\dagger\psi_R + \psi_R^\dagger\psi_L) \quad (1.36)$$

Or ces termes brisent la symétrie $SU(2)$ qui distingue les composantes gauches des droites. De plus l'expérience indique que les bosons de jauge doivent être massifs et là aussi des termes de masse pour ces bosons sont a priori impossibles si la symétrie est exacte. Pour rendre compte de l'expérience dans le modèle standard on utilise le mécanisme de Higgs présenté dans la partie 1.1.3 pour briser spontanément la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$. Ceci permet donc d'introduire des termes de masse sans remettre en cause la symétrie de jauge et le modèle prévoit finalement l'existence de 2 bosons chargés massifs W_μ^+ et W_μ^- , d'un boson massif neutre Z_μ et du photon.

Il faut aussi décrire des fermions massifs. Par exemple, pour l'électron, on introduit un terme de couplage au doublet de Higgs dans le lagrangien :

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^e = -y_e[(\mathbf{L}^+\Phi)e_R + e_R(\Phi^+\mathbf{L})] \quad \text{avec} \quad L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \quad (1.37)$$

ou y_e est une constante de couplage appelée constante de Yukawa. Ce terme est invariant sous $SU(2) \otimes U(1)$ puisque Φ est un doublet sous $SU(2)$. Après brisure spontanée de la symétrie, on obtient :

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^e = -\frac{y_e v}{\sqrt{2}}(e_L^+ e_R + e_R^+ e_L) - \frac{y_e}{\sqrt{2}} h(e_L^+ e_R + e_R^+ e_L) \quad (1.38)$$

le lagrangien contient alors un terme de masse pour l'électron.

Pour donner une masse aux quarks d , on peut procéder de manière similaire. Néanmoins on peut, en plus et de manière à obtenir les couplages les plus généraux, introduire une matrice de mélange entre les familles (M_{ij}^d , $i, j = 1 \dots 3$) sans violer les invariances :

$$\mathcal{L}_{\text{masse}} = [M_{ij}^d(L_i^+\Phi)d_{Rj} + M_{ij}^{d*}d_{Rj}^+(\Phi^+L_i)] \quad \text{avec} \quad L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (1.39)$$

Pour les quarks u , un terme invariant sous $SU(2)$ s'écrit $\epsilon_{ab}\Phi_a L_{ib}$ grâce à la matrice ϵ (où $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 0$ et $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$). On écrit alors :

$$\mathcal{L}_{\text{masse}} = [M_{ij}^u(\epsilon_{ab}L_{ia}^+\Phi_b^+)u_{Rj} + M_{ij}^{u*}u_{Rj}^+(\epsilon_{ab}\Phi_a L_{ib})] \quad \text{avec} \quad L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (1.40)$$

Les matrices M^d et M^u peuvent s'écrire sous la forme $D_L^+ M_d D_R$ et $U_L^+ M_u U_R$ ou les matrices D et U sont unitaires et les matrices M diagonales. Ainsi dans la base des états définis par

$$\begin{aligned} d'_{Li} &= D_{Lij} d_{Lj} & d'_{Ri} &= D_{Rij} d_{Rj} \\ u'_{Li} &= U_{Lij} u_{Lj} & u'_{Ri} &= U_{Rij} u_{Rj} \end{aligned} \quad (1.41)$$

le lagrangien possède six termes de masse. Les états u' et d' sont alors identifiés aux quarks et sont appelés états propres de masse et les états u et d sont les états propres d'interaction. Dans le lagrangien, les couplages des quarks aux champs de jauge mélangent les états propres de masse, en particulier le couplage au boson W s'écrit :

$$\mathcal{L} = -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta} (u_L^+, c_L^+, t_L^+) \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\sigma}^\mu d_L \\ \tilde{\sigma}^\mu s_L \\ \tilde{\sigma}^\mu b_L \end{pmatrix} W_\mu^+ + h.c. \quad (1.42)$$

$V = U_L D_L^+$ est une matrice complexe appelée matrice de Cabbibo Kobayashi et Maskawa, elle permet au modèle standard de reproduire le phénomène de mélange des saveurs de quarks et d'expliquer la violation de la symétrie CP .

Winter 2003

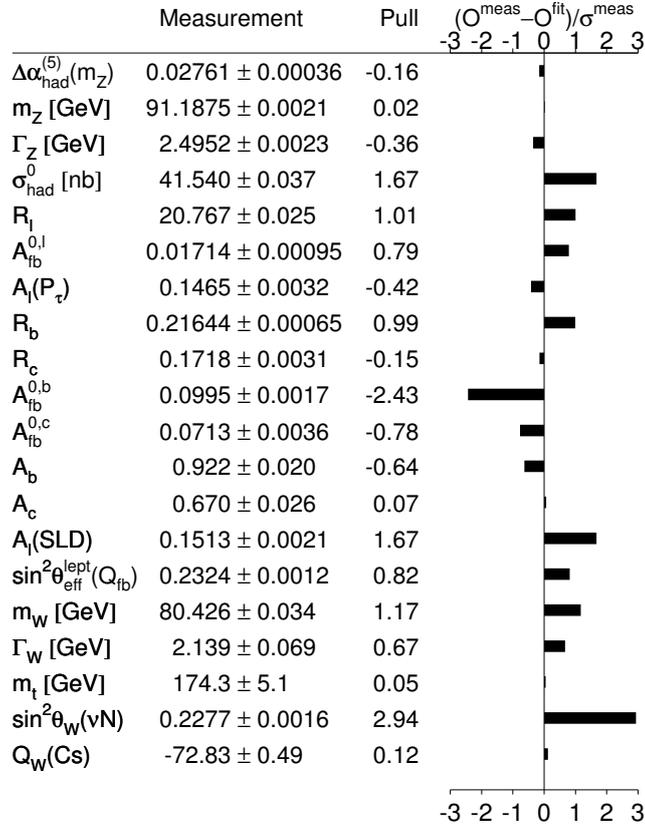


FIG. 1.3 – pull

1.2.3 Succès du modèle standard

Le modèle standard est un modèle complet : il peut être considéré comme le modèle définitif des interactions fondamentales (gravité exclue). Il est libre d'anomalie et renormalisable comme l'a démontré 't Hooft en 1973 [125] et il est du point de vue théorique parfaitement cohérent. De plus jusqu'à maintenant, mis à part le boson de Higgs, toutes ses prévisions ont été vérifiées expérimentalement.

- Le secteur électrofaible prédit l'existence des bosons W^\pm et Z^0 : ceux-ci ont été découverts en 1983 aux expériences UA1 et UA2 [38, 39].
- Après la découverte d'une troisième famille de fermions (le τ à SLAC et le bottom au Fermilab) le modèle impliquait l'existence du quark top : il fut découvert dans les expériences DØ et CDF en 1995 [52, 33].
- De même, un neutrino de type τ devait exister et il a été observé par l'expérience

DONUT en 2000 [93].

- Diverses mesures sur le secteur électrofaible ont été effectuées auprès de plusieurs collisionneurs : LEP, SLC, Tevatron et HERA. Les propriétés des bosons Z^0 et W^\pm ont ainsi été explorées et trouvées conformes au modèle.

L'ensemble des mesures effectuées sont cohérentes avec le modèle standard : la figure 1.3 montre la mesure de divers paramètres ainsi que leur "pull" défini par

$$\frac{O^{\text{mesure}} - O^{\text{fit}}}{\sigma^{\text{mesure}}}$$

où O^{fit} est la valeur du paramètre prédit par le modèle compte tenu de l'ensemble des autres paramètres. Le pull maximum est de 3σ : l'expérience et la théorie sont en accord remarquable. Il ne reste plus qu'une brique à mettre en place : le boson de Higgs. On ne peut donner actuellement qu'une borne inférieure à sa masse à 95% de niveau de confiance : $m_h > 115 \text{ GeV}$.

1.2.4 Limites du modèle standard

Bien qu'aucune expérience ne le contredise directement et qu'il soit théoriquement cohérent, le modèle standard ne peut pas vraiment être considéré comme satisfaisant. Nous présentons ici les différents arguments qui plaident pour une théorie le dépassant.

La masse des neutrinos et la hiérarchie des masses

De nombreuses observations des flux de neutrinos en provenance du soleil (dans les expérience Kamiokande ou GALLEX), de réactions de particules cosmiques dans l'atmosphère (dans Kamiokande, SOUDAN ou MACRO) où de sources artificielles terrestres (dans CHOOZ ou K2K) ont montré des résultats en désaccord avec le modèle standard [112]. Elles ont mis en évidence des oscillations de neutrinos entre les saveurs leptoniques qui pourraient être expliquées si les neutrinos avaient une masse. Ceci n'est pas un problème insoluble pour le modèle : il suffit d'ajouter un neutrino droit dans chaque famille ainsi que des couplages au doublet de Higgs du même type que ceux des quarks up. On obtient alors une matrice de mélange pour les leptons similaires à la matrice de Cabbibo Kobayashi et Maskawa (CKM). Néanmoins on ne fait ainsi qu'aggraver un problème du modèle standard : celui de la hiérarchie des masses. Il y a plus de 5 ordres de grandeur entre la masse de l'électron et celle du quark top, introduire les masses des neutrinos conduit donc à imposer des paramètres dans le modèle différents de 10 ordres de grandeur. De tels écarts ne sont pas satisfaisants pour une théorie fondamentale.

Le nombre de paramètres libres et le nombre de familles

Bien des aspects du modèle standard ont un caractère *ad hoc*. Il faut ainsi fixer au moins 18 paramètres dans le modèle (9 masses de fermions, 3 couplages, 2 paramètres dans le potentiel du Higgs, 4 dans la matrice CKM et d'autres encore si on considère des neutrinos

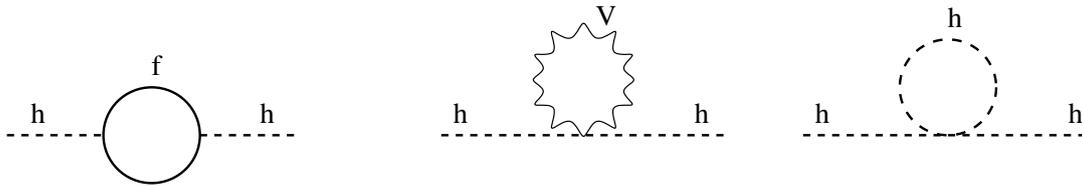


FIG. 1.4 – Diagrammes de corrections radiatives à une boucle de la masse du Higgs

massifs) et ce nombre élevé n'est pas satisfaisant. On n'explique pas non plus le nombre de familles : il est expérimentalement reconnu qu'il est de 3 [64] mais aucun mécanisme ne permet de le prévoir.

La gravitation et le problème de la naturalité

L'interaction gravitationnelle n'est pas décrite par le modèle standard. Pourtant, à l'échelle de Planck, 10^{19} GeV (qui est celle que l'on obtient en utilisant les grandeurs associées à la gravitation, à la mécanique quantique et à la relativité restreinte : $\sqrt{\hbar c/G}$), on s'attend à avoir une théorie quantique de la gravitation. Il est alors difficile de penser que les deux théories quantiques restent complètement indépendantes et on envisage donc qu'il existe au moins une théorie unificatrice à cette échelle¹.

Pourtant, supposer l'existence d'une échelle d'énergie où le modèle standard cesse d'être valide soulève un autre grave problème : celui de la naturalité [50]. Le problème vient du fait que les ordres supérieurs de la théorie perturbative imposent des corrections radiatives aux masses des différentes particules. Ces corrections peuvent être absorbées dans la procédure de renormalisation mais si on impose une échelle d'énergie limite à la validité du modèle standard, un "cut-off" Λ , les corrections vont en dépendre. Dans le cas du bosons de Higgs, on peut les calculer pour les diagrammes de la figure 1.4. On peut écrire

$$m_h^2 = m_0^2 - \delta m_h^2 \quad (1.43)$$

où m_0 représente la masse nue du boson, m_h représente la masse effective et δm_h la correction radiative. Le problème est que pour les particules scalaires comme le Higgs, le calcul des différentes contributions contiennent des termes variant comme Λ^2 , par exemple la contribution fermionique :

$$\delta m_h^2 = -\frac{y_f^2}{16\pi^2}(2\Lambda^2 + 6m_f \log(\Lambda/m_f) + \dots) \quad (1.44)$$

Dans le cas des modèles de Grande Unification (*cf* partie 1.3), $\Lambda \sim 10^{16} \text{ GeV}$ par conséquent $\delta m_h^2 \sim 10^{32} \text{ GeV}$. Or des contraintes d'unitarité, notamment posées par le processus $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$, imposent $m_h < 1 \text{ TeV}$ [114] et donc pour vérifier (1.43), il faut

¹On envisage aussi qu'il y ait une autre unification à une échelle intermédiaire qui lierait les forces du modèle standard dans un même groupe de jauge *cf* 1.3

un accord à 10^{-30} entre m_0^2 et δm_h^2 . La nécessité d'un réglage aussi fin des paramètres de la théorie n'est pas "naturel" : une infime variation de ces paramètres a des conséquences majeures) dans la théorie.

Problème cosmologique

Si la théorie quantique des champs utilisée dans le modèle standard n'inclut pas la relativité générale, elle a pourtant des conséquences phénoménologiques importantes en cosmologie [31] [111]. L'action de la relativité générale s'écrit :

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int dx^4 \sqrt{-g} (R - 2\Lambda) \quad (1.45)$$

où g est la métrique, R le tenseur de Ricci et Λ la constante cosmologique, laquelle correspond à une densité d'énergie définie par

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G} \quad (1.46)$$

Pour une description complète, il faut rajouter un terme décrivant la matière :

$$\int dx^4 \sqrt{-g} \mathcal{L}_{\text{matter}} \quad (1.47)$$

où le lagrangien est a priori celui du modèle standard. De par la nature quantique de la théorie, les calculs de l'énergie de l'état fondamental des champs de matière aboutissent à des quantités infinies. Quand on se restreint à l'étude des théories quantiques des champs, ceci n'est pas un réel problème : ces grandeurs infinies n'ont aucune conséquence physique et peuvent être éliminées par certaines convention de calcul. Au contraire, dans le cadre de la relativité générale, la densité d'énergie du vide ne peut plus être ignorée. Pour éviter d'avoir des quantités d'énergie infinies il faut alors imposer un *cut-off* qui marque la limite de validité de la théorie de champs. Si le *cut-off* est k , dans le vide le lagrangien de matière aura une contribution similaire à celle de la constante cosmologique et correspondra à une densité d'énergie : $\rho_{\text{vide}} \sim \hbar k^4$. Par ailleurs, on a vu que la validité du modèle standard est assurée au moins jusqu'à l'échelle électrofaible (~ 200 GeV) et, théoriquement, rien ne la contraint en dessous de l'échelle de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV). Ces deux échelles sont donc des candidats naturels pour être le *cut-off* du lagrangien de matière. Dans le cas de l'échelle électrofaible la densité d'énergie correspondante est :

$$\rho_{\text{vide}}^{EW} \sim 1,610^9 (\text{GeV})^4 \quad (1.48)$$

et dans le cas de l'échelle de Planck :

$$\rho_{\text{vide}}^{Pl} \sim 10^{72} (\text{GeV})^4 \quad (1.49)$$

Or, les observations cosmologiques impliquent :

$$|\rho_{\text{vide}}^{\text{observée}}| < 10^{-48} (\text{GeV})^4 \quad (1.50)$$

et il semble donc qu'il soit nécessaire d'effectuer un "fine-tuning" d'au moins 65 ordres de grandeurs entre la contribution de la constante cosmologique et celle de la densité d'énergie de l'état fondamental des champs de matière pour rendre compte de ces résultats. Ce problème de la constante cosmologique est un des principaux problèmes de la cosmologie actuelle et illustre bien la difficulté de concilier les théories microscopiques de physique des particules avec la relativité générale.

1.3 Extensions du modèle standard

Malgré ses succès théoriques et son accord remarquable avec l'expérience, on a vu que le modèle standard ne peut vraisemblablement pas être une théorie définitive des interactions fondamentales. De nombreuses idées ont été explorées pour résoudre les problèmes du modèle. Nous en présentons quelques unes ici et nous détaillerons plus précisément la supersymétrie qui est l'une des théories les plus prometteuses et les plus activement recherchées. Nous terminons par la présentation des modèles contenant deux doublets de Higgs qui sont une extension immédiate du modèle standard et peuvent aussi être inclus dans la supersymétrie.

1.3.1 Quelques théories envisageables

On a vu à quel point les notions de symétries sont importantes dans la construction du modèle standard. Pour étendre cette théorie, il est donc naturel de chercher à étendre les symétries sur lesquelles elle est construite. Pour cela, on peut envisager différentes méthodes :

- trouver d'autres groupes de symétries internes compatibles avec le modèle standard : ce sont les théories de GUT (Grand Unified Theories),
- lier les symétries internes et externes : c'est la supersymétrie (SUSY),
- modifier la structure de l'espace-temps (et donc les symétries externes), par exemple en introduisant des dimensions supplémentaires,
- tout faire à la fois.

Les modèles de grande unification

Dans la suite d'emboîtements des théories qui décrivent les différentes interactions (l'électrodynamique, la théorie électrofaible, le modèle standard) l'étape suivante logique est une théorie qui unifierait sous une même symétrie les trois interactions fondamentales (électromagnétiques, faibles et fortes). Cette théorie de grande unification serait une théorie de jauge pour un groupe G n'ayant qu'une constante de couplage (au lieu de trois pour le modèle standard). Pour choisir G , plusieurs contraintes entrent en compte comme par exemple :

- il doit contenir $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ comme sous-groupe (pour que cette théorie puisse décrire le modèle standard) et doit donc être de rang $l \geq 4$,

– il doit avoir des RI sans anomalie pour assurer une théorie renormalisable.

Le modèle de Georgi et Glashow.

Ce modèle repose sur le groupe $SU(5)$ qui est le groupe de plus bas rang qui satisfait les contraintes précédentes. Il possède une RI fondamentale à 5 dimensions notée $\mathbf{5}$ à laquelle est associée une RI conjuguée non équivalente $\bar{\mathbf{5}}$. Avec ces représentations et leurs produits, on cherche donc à classer les 15 champs fermioniques du modèle standard. Or on démontre que la représentation $\bar{\mathbf{5}} \oplus \mathbf{10}$ est sans anomalie et permet donc une théorie renormalisable. De plus, pour le sous-groupe $SU(3) \otimes SU(2)$, on a :

$$\bar{\mathbf{5}} = (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{2}) \quad \text{et} \quad \mathbf{10} = (\mathbf{3}, \mathbf{2}) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{1}) \quad (1.51)$$

Dans le modèle standard, $(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})$ décrit des anti-quarks gauches (ou des quarks droits), $(\mathbf{1}, \mathbf{2})$ un doublet de leptons gauches, $(\mathbf{3}, \mathbf{2})$ un doublet de quarks gauches et $(\mathbf{1}, \mathbf{1})$ un singlet lepton. Ainsi, tous les champs du modèle standard sont parfaitement classés dans cette $\bar{\mathbf{5}} \oplus \mathbf{10}$.

De la même manière, on décompose la RI qui décrit les bosons de jauge de $SU(5)$, la représentation adjointe $\mathbf{24}$:

$$\mathbf{24} = (\mathbf{8}, \mathbf{1}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{3}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{1}) \oplus (\mathbf{3}, \mathbf{2}) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{2}) \quad (1.52)$$

Ici, on reconnaît les gluons $(\mathbf{8}, \mathbf{1})$ et les bosons électrofaibles $(\mathbf{1}, \mathbf{3}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{1})$. Il apparaît donc 12 nouveaux bosons de jauge, les lepto-quarks, représentés par $(\mathbf{3}, \mathbf{2}) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{2})$. Si la symétrie $SU(5)$ était exacte, ces lepto-quarks seraient des bosons non massifs et ils auraient dû être observés. Ce n'est pas le cas, le modèle ne peut être valide que si la symétrie est brisée spontanément et on envisage deux mécanismes de brisure de symétrie de Higgs selon le schéma :

$$SU(5) \longrightarrow SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \longrightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{e.m.} \quad (1.53)$$

où la deuxième brisure correspond à celle du modèle standard. En donnant une masse très importante aux lepto-quarks ($M_X \geq 10^{14}$ GeV) via la première brisure, on rend leurs effets quasi-inobservables à l'échelle du modèle standard et leur existence n'est plus interdite par l'expérience.

Outre l'unification des forces fondamentales, ce modèle a la propriété remarquable d'imposer la quantification de la charge électromagnétique (ce que le modèle standard ne fait pas), c'est à dire :

$$Q_{\text{proton}} = -Q_{e^-} = -e \quad (1.54)$$

Mais malgré ces avantages, ce modèle n'est pas satisfaisant surtout à cause du fait qu'il prévoit une désintégration du proton avec un temps de vie inférieur à la limite minimale donnée par l'expérience.

le groupe de GUT $SO(10)$.

On peut considérer un autre groupe de grande unification : $SO(10)$. Ce groupe contient $SU(5)$ comme sous-groupe et il possède une RI $\mathbf{16}$ qui se décompose sous $SU(5)$ comme :

$$\mathbf{16} = \mathbf{10} \oplus \bar{\mathbf{5}} \oplus \mathbf{1} \quad (1.55)$$

et elle peut donc contenir les 15 champs fermioniques du modèle standard plus un champ supplémentaire qui peut être identifié à celui d'un neutrino droit. Ainsi tous les avantages de $SU(5)$ restent acquis pour le modèle construit sur $SO(10)$. Ce groupe possède 45 générateurs donc autant de bosons de jauge : la symétrie doit être brisée afin de rendre les bosons surnuméraires très massifs. Dans le cas de $SO(10)$, il existe différents mécanismes de brisure et on peut les utiliser, en les associant au champ fermionique supplémentaire, pour fournir une explication aux observations d'oscillations de neutrinos. Un autre avantage du modèle est qu'il prévoit une désintégration du proton compatible avec l'expérience. $SO(10)$ est donc un excellent candidat pour un modèle de grande unification.

Pourtant ces deux groupes souffrent aussi de certains défauts du modèle standard. L'augmentation du nombre de champs implique l'augmentation du nombre de paramètres libres de la théorie. Enfin le problème de la naturalité n'est pas résolu au contraire : il apparaît aussi dans le potentiel de Higgs et on montre que le "fine tuning" doit être effectué à tous les ordres des perturbations.

La technicouleur

Pour résoudre le problème de la naturalité, une méthode consiste à supprimer la source du problème : les scalaires de Higgs. Dans les modèles de "technicouleur" [104] [36] il n'existe que les champs fermioniques du modèle standard et on postule l'existence de nouveaux champs, les technifermions, ainsi qu'une nouvelle symétrie de jauge, la technicouleur. Cette symétrie est asymptotiquement libre et à partir de l'énergie électrofaible, les technifermions forment des condensats (analogues aux pions de QCD) qui brisent la symétrie. Les couplages de ces condensats aux bosons de jauge électrofaible sont alors responsables de la brisure de $SU(2) \otimes U(1)$, on parle de brisure dynamique de la symétrie. Les modèles simples de technicouleurs ne sont pas acceptables : ils ne peuvent expliquer la masse des fermions et ont des prévisions incompatibles avec l'expérience. Il faut considérer des modèles étendus avec au moins deux étapes de brisure de symétrie, le but étant de trouver un groupe contenant toutes les symétries (y compris celles de saveur) aboutissant par des brisures dynamiques successives au modèle standard.

Des dimensions supplémentaires

Une autre solution au problème de la naturalité est de supprimer la hiérarchie des échelles d'énergies. On peut en effet ramener l'échelle de Planck à celle de l'interaction faible en admettant que l'espace-temps dans lequel évoluent les interactions gravitationnelles contienne des dimensions supplémentaires compactes de dimension R inférieure au millimètre (ceci n'est pas en contradiction avec l'expérience car les interactions gravitationnelles n'ont à ce jour pas été mesurées à des échelles inférieures au millimètre) [109] [101]. On suppose qu'à l'échelle R le potentiel gravitationnel est sensible à n dimensions

supplémentaires et qu'au delà la loi de Newton s'applique :

$$V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{P_{(4+n)}}^{n+2}} \frac{1}{r^{n+1}} \quad \xrightarrow{r \gg R} \quad V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{P_{(4+n)}}^{n+2}} \frac{1}{R^n r} \quad (1.56)$$

Ainsi la masse de Planck M_P ne serait qu'une grandeur effective reliée à l'échelle réelle $M_{P_{(4+n)}}$ par :

$$M_P^2 \sim M_{P_{(4+n)}}^{n+2} R^n \quad (1.57)$$

On peut alors fixer $M_{P_{(4+n)}} \sim 246 \text{ GeV}$ qui devient l'unique échelle d'énergie de toutes les interactions fondamentales. Au delà de cette énergie, les effets des dimensions supplémentaires pourraient être visibles et ils sont actuellement recherchés dans les expériences de collisions.

Par ailleurs, l'idée des dimensions supplémentaires est plus ancienne que ces modèles : elles ont été utilisées dans les années 70 dans les théories de cordes et sont maintenant indispensables aux théories récentes de super-cordes et de membranes qui sont considérées comme les meilleures candidates pour une théorie globale de toutes les interactions.

1.3.2 La supersymétrie

Pour introduire la supersymétrie, on va présenter une troisième approche au problème de la naturalité du modèle standard. Il s'agit ici de s'affranchir des divergences quadratiques gênantes en les annulant par l'ajout de termes supplémentaires. Un moyen pour cela est de supposer l'existence de deux particules scalaires pour chaque fermion. Ces scalaires vont contribuer aux corrections quadratiques de la figure 1.4 et si on leur donne la même masse que leur fermion associé, les corrections vont se compenser exactement : le problème de la naturalité est résolu (En guise d'introduction à la supersymétrie, on se référera à [50] [113] [107]).

L'algèbre de supersymétrie

On veut donc introduire une symétrie qui associe à un fermion un boson de même masse. Dans le lagrangien, une transformation d'une telle symétrie mélangera donc les champs bosoniques et fermioniques. Or le théorème de Coleman et Mandula [37] implique que si un groupe de Lie est groupe de symétrie d'une théorie physique, alors il doit être en produit direct avec le groupe de Poincaré. Par conséquent la supersymétrie que l'on veut construire, qui lie symétries internes et externes, ne peut pas correspondre à un groupe de Lie. Il faut dépasser ce cadre et on utilise une algèbre Z_2 -graduée construite à partir de

celle de Poincaré et caractérisée par les relations suivantes entre ses générateurs :

$$\begin{aligned}
[M_{\mu\nu}, M_{\lambda\sigma}] &= i(g_{\mu\sigma}M_{\lambda\nu} - g_{\mu\lambda}M_{\sigma\nu} + g_{\nu\sigma}M_{\mu\lambda} - g_{\nu\lambda}M_{\mu\sigma}) \\
[P_\mu, M_{\lambda\sigma}] &= i(g_{\mu\sigma}P_\lambda - g_{\mu\lambda}P_\sigma) \\
[P_\mu, P_\nu] &= 0 \\
[Q_\alpha, M_{\mu\nu}] &= -\frac{1}{2}([\gamma_\mu, \gamma_\nu]_{\alpha\beta}Q_\beta) \\
\{Q_\alpha, Q_\beta\} &= 2(\gamma^\mu)_{\alpha\beta}P_\mu
\end{aligned} \tag{1.58}$$

Ici les $M_{\mu\nu}$ sont les 6 générateurs ($M_{\mu\nu} = -M_{\nu\mu}$) des rotations dans l'espace et des transformations de Lorentz. Les P_μ sont les générateurs des translations et les Q_α sont quatre nouveaux générateurs responsables de la supersymétrie. Deux points à remarquer concernant ces relations de commutation :

- Les 3 premières équations sont exactement les relations de commutation de l'algèbre de Poincaré. La supersymétrie est donc une extension de celle-ci.
- Les nouveaux générateurs ont des relations de commutation non triviales avec ceux du groupe de Poincaré (quatrième ligne). Il ont aussi des relations d'anti-commutation (dernière ligne) caractéristiques des algèbres Z_2 -graduées.

Comme on l'a fait pour la symétrie de Poincaré, on s'intéresse aux RI de cette super-algèbre. On montre que celles-ci sont caractérisées par un couple (m, j) où m est un réel (c'est la valeur propre de \mathbf{P}^2 qui est ici aussi un invariant) et $j \in \{0, \frac{1}{2}, 1, \dots\}$ est un nouveau nombre quantique (différent du spin). Chacune de ces RI se décompose sous l'algèbre de Poincaré en plusieurs RI de même masse mais de spins S distincts. Les opérateurs Q_α permettent de passer de l'une des RI de Poincaré à l'autre et plus précisément d'un spin S à un spin $S' = |S \pm \frac{1}{2}|$. Ainsi, en plaçant les particules du modèle standard dans ces "super-RI", on leur associe automatiquement des particules appelées partenaires supersymétriques.

Les superchamps chiraux et vectoriels

On cherche maintenant à construire un lagrangien supersymétrique. Le plus simple que l'on puisse considérer est celui de Wess et Zumino [127] donné par :

$$\mathcal{L} = -i\psi^+\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi - \partial_\mu\phi^*\partial^\mu\phi \tag{1.59}$$

où ψ est un spineur de Weyl et ϕ un champ scalaire complexe. On considère alors les transformations de supersymétries :

$$\begin{aligned}
\delta\phi &= \epsilon\psi & \delta\phi^* &= \epsilon^+\psi^+ \\
\delta\psi_\alpha &= i(\sigma^\mu\epsilon^+)_{\alpha}\partial_\mu\phi & \delta\psi_{\dot{\alpha}}^+ &= -i(\epsilon\sigma^\mu)_{\dot{\alpha}}\partial_\mu\phi^*
\end{aligned} \tag{1.60}$$

Celles-ci mélangent les champs fermioniques et bosoniques de la manière la plus simple possible en utilisant un paramètre anticommutant à deux composantes ϵ . D'autre part, elles laissent bien le lagrangien invariant mais elles n'engendrent pas des relations algébriques correctes (le produit de deux transformations ne donne pas forcément une transformation

de même type : l'algèbre ne se referme pas). Ce problème est résolu en introduisant des "champs auxiliaires" scalaires F sans terme cinétique :

$$\mathcal{L}_{\text{aux}} = F^* F \quad (1.61)$$

et en choisissant les relations de transformations :

$$\begin{aligned} \delta F &= i\epsilon^+ \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi & \delta F^* &= -i\partial_\mu \psi^+ \bar{\sigma}^\mu \epsilon \\ \delta \psi_\alpha &= i(\sigma^\mu \epsilon^+)_{\alpha} \partial_\mu \phi + \epsilon_\alpha F & \delta \psi_\alpha^+ &= -i(\epsilon \sigma^\mu)_{\dot{\alpha}} \partial_\mu \phi^* + \epsilon_\alpha^+ F^* \end{aligned} \quad (1.62)$$

Ainsi le lagrangien est parfaitement supersymétrique et les champs ϕ et ψ engendrent la plus simple RI de la super-algèbre, une RI $(0, 1/2)$ dans les notations du paragraphe précédent (On ne considère pas F qui a une équation du mouvement trivial). Ce super multiplet qui contient donc un fermion et un scalaire est appelé supermultiplet chiral.

On veut aussi construire un lagrangien supersymétrique qui puisse décrire des bosons de jauge. On considère donc des champs de jauge A_μ^a et leurs partenaires supersymétriques, les fermions λ^a , où a est l'indice de la représentation adjointe de la symétrie de jauge. Dans ce cas aussi il faut considérer un champ scalaire auxiliaire que l'on note D^a . On peut alors construire un lagrangien supersymétrique en choisissant :

$$\mathcal{L}_{\text{jauge}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - i\lambda^{a+} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a + \frac{1}{2} D^a D^a \quad (1.63)$$

où dans cette expression, D_μ et $F_{\mu\nu}^a$ ont leur signification usuelle :

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \\ D_\mu \lambda^a &= \partial_\mu \lambda^a - g f^{abc} A_\mu^b \lambda^c \end{aligned} \quad (1.64)$$

et où les transformations de supersymétries sont données par :

$$\begin{aligned} \delta A_\mu^a &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (\epsilon^+ \bar{\sigma}_\mu \lambda^a + \lambda^{a+} \bar{\sigma}_\mu \epsilon) \\ \delta \lambda_\alpha^a &= -\frac{i}{2\sqrt{2}} (\sigma^\mu \sigma^\nu \epsilon)_\alpha F_{\mu\nu}^a + \frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon_\alpha D^a \\ \delta D^a &= \frac{i}{\sqrt{2}} (\epsilon^+ \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a - D_\mu \lambda^{a+} \bar{\sigma}^\mu \epsilon) \end{aligned} \quad (1.65)$$

Les champs du lagrangien engendrent alors une RI $(0, 1)$ de la super-algèbre et le supermultiplet contenant les champs est appelé supermultiplet vectoriel.

Pour représenter ces supermultiplets de façon unifiée, on peut utiliser le formalisme des superchamps [122]. On cherche à décrire les supermultiplets par un champ Φ dont la transformation de supersymétrie serait de type :

$$\Phi \rightarrow e^{\epsilon Q} \Phi \quad (1.66)$$

Pour cela, il faut introduire des variables abstraites², dites de Grassmann, $\theta^\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ (avec $\alpha = 1, 2$) qui anticommulent et étendent l'espace-temps usuel en un super-espace. On considère alors des champs à valeurs dans cet espace-temps étendu : $\Phi = \Phi(x_\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}})$. À cause du caractère anticommutable des θ , le développement en puissance de Φ est fini et dans le cas le plus général est :

$$\begin{aligned} \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) &= f(x) + \theta^\alpha \phi_\alpha(x) + \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \bar{\chi}^{\dot{\alpha}}(x) + \theta\theta m(x) + \bar{\theta}\bar{\theta} n(x) \\ &\quad + (\theta\sigma^\mu\bar{\theta})v_\mu + \theta\theta\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\lambda^{\dot{\alpha}}(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}\theta^\alpha\psi_\alpha(x) \\ &\quad + (\theta\theta)(\bar{\theta}\bar{\theta})d(x) \end{aligned} \quad (1.67)$$

où f, n, d, m sont des champs scalaires, ψ est spinoriel et v est vectoriel. On voit alors que le supermultiplet chiral présenté précédemment est porté par les termes :

$$\phi(x) + \theta\psi(x) + \theta\theta F(x) \quad (1.68)$$

Le supermultiplet vectoriel est porté par :

$$V(x, \theta, \bar{\theta}) = -\theta\sigma_\mu\bar{\theta}A^\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x) \quad (1.69)$$

De plus, on voit que, en redéfinissant plus précisément (1.66) :

$$\Phi \rightarrow e^{i(\epsilon Q + \bar{\epsilon}\bar{Q})}\Phi \quad (1.70)$$

et, soit en identifiant cette transformation à (1.60) et (1.65), soit en tenant compte des relations de commutation de (1.58), il est possible d'expliciter les opérateurs de supersymétrie :

$$Q_\alpha = \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} - i\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu \quad \bar{Q}_{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} + \theta^\alpha\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu\partial_\mu \quad (1.71)$$

En fait, il existe une définition plus large de superchamp chiral : Φ est chiral si

$$\bar{\mathcal{D}}_{\dot{\alpha}}\Phi = 0 \quad (1.72)$$

avec \mathcal{D}_α la dérivée covariante supersymétrique :

$$\mathcal{D}_\alpha = \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} + i\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\partial_\mu \quad \bar{\mathcal{D}}_{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} - \theta^\alpha\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu\partial_\mu \quad (1.73)$$

On montre que ceci implique :

$$\Phi(x, \theta) = e^{i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu}(\phi(x) + \sqrt{2}\theta\psi(x) + \theta\theta F(x)) \quad (1.74)$$

De même, on peut définir un superchamp vectoriel par la condition de réalité (qui étend l'idée qu'un champ de jauge classique est un champ réel) :

$$V^+ = V \quad (1.75)$$

²Ces variables n'ont a priori aucune signification physique, elles ne servent qu'à construire le formalisme

Dans ce formalisme on peut aussi définir des transformations de jauge pour les superchamps qui étendent celles déjà connues. Lors de telles transformations le superchamp chiral se transforme comme :

$$\Phi \rightarrow e^{i\Lambda_a T^a} \Phi \quad (1.76)$$

et le superchamp vectoriel comme :

$$e^{gV} \rightarrow e^{-ig\Lambda^+} e^{gV} e^{ig\Lambda} \quad (1.77)$$

où les T^a sont les générateurs de la symétrie de jauge et où Λ_a sont les paramètres associés dans le cas d'une symétrie globale. Dans le cas d'une symétrie locale ces Λ_a doivent être des superchamps chiraux. On peut alors montrer que les définitions (1.75) et (1.69) sont équivalentes à une fixation de jauge près, la jauge de Wess et Zumino. Par ailleurs, les définitions générales (1.75) et (1.72) permettent de déduire que le produit de superchamps chiraux reste un superchamp chiral et que le produit $\Phi^+ \Phi$ est un superchamp vectoriel. Enfin les relations (1.62) et (1.65) montrent que les termes qui laissent invariant un lagrangien dans une transformation de supersymétrie sont les termes en facteur de $\theta\theta$ dans les superchamps chiraux ("termes F") et ceux en facteurs de $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$ dans les superchamps vectoriels ("termes D").

Interactions entre les superchamps

Le puissant formalisme des superchamps permet de construire simplement des lagrangiens plus généraux que ceux construits initialement dans la partie précédente. En plus d'être invariants supersymétriques, ils vont être invariants de jauge et vont décrire des interactions entre superchamps et donc entre les particules et leurs super-partenaires.

Dans le cas des superchamps chiraux, on a vu que les termes invariants supersymétriques sont les termes F de leurs produits (mais au maximum à l'ordre 3 pour des raisons de renormalisabilité) ainsi que les termes D du produit $\Phi^+ \Phi$. Ainsi le lagrangien le plus général contenant les champs Φ_i est donné par :

$$\mathcal{L} = -[\Phi_i^+ \Phi_i]_D + ([W(\Phi)]_F + \text{herm. conj.}) \quad (1.78)$$

$W(\Phi)$ est le superpotentiel, il contient les produits de superchamps :

$$W(\Phi) = \frac{1}{2} m^{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k \quad (1.79)$$

où m^{ij} et y^{ijk} sont des tenseurs complètement symétriques. Le terme D de ce lagrangien correspond exactement au lagrangien (1.59) :

$$[\Phi_i^+ \Phi_i]_D = i\psi_i^+ \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + \partial_\mu \phi_i^* \partial^\mu \phi_i + F_i F^{i*} \quad (1.80)$$

Et, en posant :

$$W^{ij} = \left. \frac{\partial W}{\partial \Phi_i \partial \Phi_j} \right|_{\Phi=\phi} \quad W^i = \left. \frac{\partial W}{\partial \Phi_i} \right|_{\Phi=\phi} \quad (1.81)$$

les termes F du lagrangien correspondent aux termes d'interaction :

$$[W(\Phi)]_F + \text{herm. conj.} = -\frac{1}{2}W^{ij}\psi_i\psi_j + W^i F_i + \text{herm. conj.} \quad (1.82)$$

Dans ce lagrangien avec interactions, les équations du mouvement des champs F_i deviennent $F_i = -W_i^*$. En les injectant dans le lagrangien puis en développant les différents termes, on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -i\psi_i^+ \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i - \partial_\mu \phi_i^* \partial^\mu \phi_i \\ & - \frac{1}{2}m^{ij}\psi_i\psi_j - \frac{1}{2}m^{ij}\psi_i^+\psi_j^+ \\ & - \frac{1}{2}y^{ijk}\phi_i\psi_j\psi_k - \frac{1}{2}y_{ijk}\phi^{i*}\psi^{j*}\psi^{k*} \\ & - V \end{aligned} \quad (1.83)$$

Outre les termes cinétiques, il contient un terme de masse pour le champ fermionique, des couplages de Yukawa entre scalaires et fermions et un potentiel scalaire $V = W^i W_i^*$. Il possède donc tous les ingrédients nécessaires pour contenir les fermions et le boson de Higgs du modèle standard.

Pour pouvoir considérer une extension supersymétrique complète du modèle standard, il reste à introduire des interactions de jauge. Les résultats dans le cas général sont les suivants : à partir des superchamps vectoriels V_a qui portent les bosons vecteurs de la symétrie de jauge on définit

$$V = V_a t_a \quad (1.84)$$

où t_a sont les générateurs de la symétrie de jauge. Alors le terme cinétique pour les superchamps chiraux (1.80) se généralise en

$$[\Phi^+ \Phi]_D \rightarrow [\Phi^+ e^{gV} \Phi]_D \quad (1.85)$$

Puis on construit

$$\mathcal{W}_\alpha = \frac{1}{g} \bar{D} \bar{D} e^{-gV} (\bar{D} e^{gV}) \quad (1.86)$$

qui est un superchamp chiral et qui permet de donner des termes cinétiques pour les champs de jauge dans le lagrangien final :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & [W(\Phi) + \frac{1}{64g^2 n} \text{trace}(\mathcal{W}^\alpha \mathcal{W}_\alpha)]_F + [W(\Phi^+) + \frac{1}{64g^2 n} \text{trace}(\bar{\mathcal{W}}^{\dot{\alpha}} \bar{\mathcal{W}}_{\dot{\alpha}})]_F \\ & + [\Phi^+ e^{gV} \Phi]_D \end{aligned} \quad (1.87)$$

où le facteur n dépend de la représentation de la symétrie de jauge. Ce lagrangien décrit tous les termes contenus dans le lagrangien (1.83) pour les superchamps chiraux plus les termes cinétiques pour les bosons de jauge et leur partenaires ainsi que tous les termes d'interaction de jauge usuels. Enfin, en plus du potentiel scalaire $F^i F_i^*$, apparaît aussi un nouveau terme de potentiel : $1/2 D_a D_a$ où le champ auxiliaire D_a a des équations du mouvement simples et peut s'exprimer en fonction des champs scalaires.

Brisure de la supersymétrie

Aucun super-partenaire de même masse que les particules élémentaires connues n'ayant été découvert, une supersymétrie exacte ne peut pas décrire correctement la nature. D'un autre coté, la raison principale pour introduire la supersymétrie est précisément l'existence de super-partenaires avec les mêmes couplages au Higgs (donc de même masse) qui permet de résoudre le problème de la naturalité. En fait, on montre que si la différence de masse entre ces partenaires n'est pas trop grande, de l'ordre de 100 GeV, le problème de la naturalité est aussi évité.

On peut donc considérer des brisures de supersymétries et on va naturellement essayer d'utiliser les lagrangiens que l'on vient de construire pour réaliser une brisure spontanée. Dans une supersymétrie globale, les relations de commutation (1.58) de l'algèbre imposent

$$\begin{aligned} 4\langle\psi|P^0|\psi\rangle &= \langle\psi|Q_1\bar{Q}_1 + \bar{Q}_1Q_1 + Q_2\bar{Q}_2 + \bar{Q}_2Q_2|\psi\rangle \\ &= \langle\psi|Q_\alpha Q_\alpha^* + Q_\alpha^* Q_\alpha|\psi\rangle \geq 0 \end{aligned} \quad (1.88)$$

On en déduit que l'énergie d'un état est positive et est nulle seulement si l'état est un état de vide supersymétrique. Or le potentiel présent dans un lagrangien supersymétrique tel (1.87) s'écrit :

$$\sum_i |F_i|^2 + \frac{1}{2} \sum_a D_a^2 \quad (1.89)$$

donc si l'un de ces termes F ou D est non nul dans l'état de vide, la supersymétrie est brisée spontanément. Un premier mécanisme possible est celui de Fayet et Iliopoulos [70] : dans le cas où le lagrangien possède une symétrie $U(1)$, le terme D du superchamp vectoriel est à la fois invariant de jauge et de supersymétrie et on peut donc rajouter un terme

$$\mathcal{L}_{F-I} = \kappa D \quad (1.90)$$

Ce terme conduit à une valeur non nulle dans le vide pour D et l'effet recherché est obtenu. L'autre mécanisme pour briser la supersymétrie, celui de O'Raiheartaigh [110], consiste dans le cas le plus simple à utiliser le superpotentiel

$$W = -k\Phi_1 + m\Phi_2\Phi_3 + \frac{y}{2}\Phi_1\Phi_3^2 \quad (1.91)$$

où l'ajout du terme linéaire n'est possible que si Φ_1 est un singlet de jauge. Ce terme linéaire implique que le terme F du potentiel est non nul dans le vide et donc entraîne la brisure de supersymétrie.

Ces deux mécanismes permettent donc de briser spontanément la supersymétrie et ainsi de donner des masses différentes aux partenaires d'un même supermultiplet. Néanmoins, dans les deux cas, il est impossible ou très difficile d'obtenir des valeurs de masse ou de nombres quantiques compatibles avec les résultats expérimentaux du modèle standard. De plus, dans tous les cas de brisure spontanée de supersymétrie la relation suivante reste valide (à l'ordre de l'arbre) :

$$\text{Trace}(M_{\text{scalaires}}^2) = \text{Trace}(M_{\text{fermions}}^2) \quad (1.92)$$

où M représentent les matrices de masse. Par conséquent, en moyenne, les masses des scalaires sont équivalentes à celles des fermions. Cela implique que si seules les particules de matière du modèle standard sont présentes dans la théorie, alors l'ensemble des fermions à une masse relativement faible et donc les partenaires scalaires doivent aussi avoir des masses faibles, ce qui n'est pas compatible avec les observations. Pour construire des modèles phénoménologiquement viables, on peut considérer des mécanismes de brisure dans "un secteur caché" : on admet l'existence de superchamps supplémentaires très massifs qui interagissent peu avec les autres superchamps contenant le modèle standard. La supersymétrie est brisée par les champs du secteur caché et la brisure est communiquée au "secteur visible" par un mécanisme à déterminer. Il existe deux types d'approche : communication par la gravité (la SUGRA pour super-gravité) [83] ou par les interactions de jauge (GMSB pour Gauge Mediated Supersymmetry Breaking)[81].

Dans l'approche par la gravité, on considère la supersymétrie comme une interaction de jauge locale (on autorise les paramètres des transformations de supersymétrie ϵ à dépendre des coordonnées de l'espace-temps). On montre alors que pour conserver l'invariance de la théorie il faut introduire un champ de spin 3/2 et un de spin 2 qui correspond nécessairement au graviton. La brisure de supersymétrie est réalisée grâce aux termes F d'un superchamp chiral qui n'a pas d'interaction avec le secteur visible. Cette brisure est propagée au secteur visible par les couplages de gravitation sous la forme de termes supplémentaires non invariants dans le lagrangien du secteur visible.

Dans l'approche par les interactions de jauge, le secteur caché contient des superchamps chiraux "messagers" qui ont des charges sous les symétries de jauge du modèle standard. Ils sont en interaction avec un autre superchamp chiral, singlet de jauge, dont la contribution au superpotentiel brise la supersymétrie. Dans ce cas, la brisure de supersymétrie est communiquée au secteur visible par les interactions de jauge et les particules de ce secteur acquièrent leur masse par les corrections radiatives de leurs couplages aux champs de jauge.

En pratique la brisure de la supersymétrie est rejetée dans un secteur invisible. Pour décrire les phénomènes observables, on peut se contenter d'utiliser un lagrangien effectif qui serait une restriction au secteur visible d'une théorie plus générale. Ce lagrangien contient alors des termes brisant explicitement la supersymétrie qui sont les reliquats du secteur invisible. Une contrainte sur les termes de brisure explicite est que ceux-ci doivent entraîner une brisure "douce" de la supersymétrie, c'est-à-dire qu'ils ne doivent pas réintroduire le problème de naturalité. À condition que les masses introduites ne soient pas trop élevées, les termes que l'on peut ajouter sont les suivants :

- $m_\lambda \lambda^a \lambda^a$ termes de masse pour les jauginos (partenaires des bosons de jauges),
- $a^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k$ et $b^{ij} \phi_i \phi_j$ termes de couplages trilinéaires et bilinéaires pour les scalaires,
- $(m^2)_j^i \phi^{j*} \phi_i$ termes de masse pour les scalaires.

Ce sont des termes qui sont naturellement induits par les modèles de supergravité.

Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal

Nous présentons maintenant le modèle supersymétrique le plus simple englobant le modèle standard. Ce modèle, noté MSSM, est minimal dans le nombre de champs et d'interactions introduites par rapport au modèle standard. Tout d'abord, on remarque qu'on ne peut pas classer des champs du modèle standard dans un même supermultiplet à cause d'incompatibilités entre leur nombres quantiques. Il faut donc associer à chaque champ un superpartenaire. Les fermions sont rangés dans des supermultiplets chiraux :

- pour les quarks, Q_i contient le doublet de quarks gauches, U_i et D_i contiennent les singlet de quarks droits (ce sont tous des triplets de couleur),
- pour les leptons, L_i contient le doublet de leptons gauches et E_i contient le lepton singlet droit.

Les bosons vecteurs sont rangés chacun dans un supermultiplet vectoriel qui sont notés G^a ($a=1 \dots 8$) pour les gluons, W^k ($k = 1, 2, 3$) pour les bosons de $SU(2)_L$ et B pour le boson de $U(1)_Y$. Enfin, comme il est expliqué juste après, il existe deux champs de Higgs rangés dans des supermultiplets chiraux H_1 et H_2 . Tous ces superchamps, ainsi que le nom et la notation des superpartenaires sont résumés dans le tableau 1.2.

Superchamps	Modèle Standard		Partenaire supersymétrique	
champs de matière	spin 1/2		spin 0	
L_i	leptons	$(\nu, e)_L$	sleptons	$(\tilde{\nu}, \tilde{e})_L$
E_i		e_R		\tilde{e}_R
Q_i	quarks	$(u, d)_L$	squarks	$(\tilde{u}, \tilde{d})_L$
U		u_R		\tilde{u}_R
D		d_R		\tilde{d}_R
champs de jauge	spin 1		spin 1/2	
G^a	gluons	g^a	gluinos	\tilde{g}^a
W^k	électrofaibles	W^k	wino, zino	\tilde{W}^k
B_Y	hypercharge	B_Y	bino	\tilde{B}
champs de Higgs	spin 0		spin 1/2	
H_u	Higgs	(H_u^+, H_u^0)	higgsinos	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$
H_d		(H_d^0, H_d^-)		$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$

TAB. 1.2 – Les différents superchamps du MSSM

Il existe deux raisons principales qui impliquent que le MSSM doit contenir deux doublets de Higgs :

- Les anomalies triangulaires. Lors de la quantification d'une théorie de jauge, certaines corrections quantiques peuvent ne pas respecter certaines symétries et ainsi empêcher la renormalisabilité de la théorie. Dans le modèle standard ces anomalies peuvent apparaître dans les diagrammes triangulaires avec des boucles de fermions impliquant les bosons B_Y^μ et une condition pour que la théorie soit renormalisable est que la somme des hypercharges des fermions soit nulle. Dans le MSSM apparaissent deux champs

fermioniques supplémentaires qui peuvent contribuer aux anomalies : les partenaires du doublet de Higgs, les higgsinos. Or ces deux higgsinos ont la même hypercharge puisqu'ils sont dans les supermultiplets des champs de Higgs. Par conséquent, avec un seul doublet de Higgs, la somme des hypercharges des fermions ne peut être nulle. L'introduction d'un deuxième doublet d'hypercharge opposée permet de résoudre le problème.

- D'autre part, la brisure de symétrie électrofaible doit donner leur masse aux fermions. Dans le modèle standard la masse des quarks up provient de termes de Yukawa impliquant le conjugué complexe du doublet de Higgs (cf. eq 1.40). Un tel terme n'est pas compatible avec le superpotentiel (1.79) et dans le MSSM on utilise donc un deuxième doublet pour donner une masse aux quarks up.

Le lagrangien du MSSM est donné par un lagrangien de type (1.87) où le groupe de jauge est celui du modèle standard. Le superpotentiel s'écrit, en terme de superchamps :

$$\begin{aligned}
W_{MSSM} = & \mu H_u H_d - y_e \bar{E} L H_d - y_d \bar{D} Q H_d + y_u \bar{U} Q H_u \\
& + \frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{U}_j \bar{D}_k + \mu_i L_i H_u
\end{aligned} \tag{1.93}$$

Les couplages de Yukawa y_e , y_d et y_u sont des matrices 3×3 dans l'espace des familles et les indices i, j, k sont des indices de famille. La deuxième ligne de ce superpotentiel le plus général contient des termes violant les nombres leptoniques ou baryoniques. Elle est a priori présente dans le lagrangien mais est incompatible avec une symétrie de type $U(1)$, la R-symétrie, associée aux variables de Grassman. En général, on considère plutôt une symétrie discrète dérivant directement de la R-symétrie, la R-parité qui associe 1 aux particules du modèle standard et -1 à leur partenaire supersymétrique. On peut alors soit faire l'hypothèse de la conservation de la R-parité, soit faire l'hypothèse de sa violation et dans ce cas considérer la présence des paramètres λ , λ' et λ'' dans le superpotentiel.

Le lagrangien MSSM contient aussi des termes de brisure douce de supersymétrie qui sont :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{soft} = & -\frac{1}{2}(m_1 \tilde{B} \tilde{B} + m - 2\tilde{W} \tilde{W} + m_3 \tilde{g} \tilde{g}) + \text{comp. conj.} \\
& + (m_e \tilde{e} \tilde{L} H_d + m_d \tilde{d} \tilde{Q} H_d - m_u \tilde{u} \tilde{Q} H_u) + \text{comp. conj.} \\
& - \tilde{Q}^+ m_Q^2 \tilde{Q} - \tilde{L}^+ m_L^2 \tilde{L} - \tilde{u} m_u^2 \tilde{u}^+ - \tilde{d} m_d^2 \tilde{d}^+ - \tilde{e} m_e^2 \tilde{e}^+ \\
& - m_{H_u}^2 H_u^* H_u - m_{H_d}^2 H_d^* H_d - (b H_u H_d + \text{comp. conj.})
\end{aligned} \tag{1.94}$$

Ce lagrangien est à comparer aux termes introduits à la fin du paragraphe précédent. La première ligne correspond à des termes de masse pour les jauginos de la forme $m_\lambda \lambda^a \lambda^a$. Dans la seconde ligne les paramètres m_e , m_d et m_u sont des matrices 3×3 dans l'espace des familles ; ces termes sont des couplages trilineaires de la forme $a^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k$. La troisième ligne, où les paramètres m_Q^2 , m_L^2 , m_u^2 , m_e^2 et m_d^2 sont aussi des matrices dans l'espace des familles, contient des termes de masse pour les sfermions de type $(m^2)_j^i \phi_j^* \phi_i$. Enfin, la dernière ligne contient des termes de masse et de couplage bilinéaire pour les doublets de

Higgs. Dans le cas général où ces matrices sont non diagonales, ces termes de brisure douce induisent des interactions changeant la saveur. Ainsi, par exemple, celui proportionnel à m_e^2 peut mener à la violation du nombre leptonique dans le processus $\mu \rightarrow e\gamma$ [69]. Tous ces paramètres sont donc fortement contraints par divers résultats expérimentaux.

Avec les termes de brisure douce de supersymétrie, le nombre de paramètres libres de la théorie augmente jusqu'à 105. Par souci de simplicité on peut faire des hypothèses simplificatrices : choisir les matrices de masses des squarks diagonales, choisir les matrices de couplages trilineaires proportionnelles aux couplages de Yukawa y_e , y_u et y_d du superpotentiel (1.93), choisir des phases réelles pour ces paramètres. Fixer le modèle fondamental brisant la supersymétrie dans le secteur invisible peut aussi imposer des relations entre ces paramètres et donc réduire le nombre de paramètres libres. Ainsi, dans le modèle de supergravité minimale (mSUGRA) le nombre de paramètres libres en plus du modèle standard est de 5. Ce sont, à l'échelle d'unification de la théorie : A couplage trilineaire commun, m_0 masse commune des sfermions, $m_{1/2}$ masse commune des jauginos, $\tan\beta$ rapport des valeurs moyennes dans le vide des doublets de Higgs et le signe de μ le paramètre de mélange des higgsinos.

Conclusion sur la SUSY

Nous avons donc présenté un résumé des caractéristiques d'une théorie englobant le modèle standard, la supersymétrie, et de l'un de ces modèle minimal le MSSM. En guise de conclusion, nous insistons maintenant sur les intérêts apportés par ce type de modèle.

La supersymétrie présente d'abord des intérêts théoriques :

- Comme on l'a vu au début de cette partie, il n'y a plus de problème de naturalité en supersymétrie.
- Dans cet exposé, on s'est attaché à montrer l'importance du concept de symétrie en physique des particules. La supersymétrie va bien sûr dans ce sens puisqu'elle élargit encore plus ce concept par rapport au modèle standard.
- Dans le secteur visible de ces modèles, la supersymétrie est une symétrie globale. La rendre locale implique naturellement une description de la gravitation et par conséquent la théorie résultant s'approche d'une théorie unificatrice. Et de façon plus générale, la supersymétrie est une symétrie que l'on retrouve dans les théories de membranes dont le MSSM est une théorie effective à basse énergie.

D'un point de vue de la phénoménologie, les intérêts sont les suivants :

- Le MSSM est compatible avec les résultats expérimentaux : ceux-ci ne font que contraindre des régions de l'espace des paramètres, mais sont loin d'exclure tous les scénarios. De plus ses prédictions sont souvent à portée des collisionneurs actuels ce qui explique la quantité considérable de recherche effectuée sur ce sujet (voir, par exemple [79]).
- L'évolution des constantes de couplage des groupes de jauge via les équations du groupe de renormalisation : dans le modèle standard les courbes d'évolution ne sont pas concourantes et ceci va à l'encontre d'une possibilité d'unification des interactions.

Au contraire, ces courbes se rencontrent dans le cas des modèles supersymétriques (voir figure 1.5).

- Dans le cas des modèles où la R-parité est conservée, la plus légère des particules supersymétriques (LSP) ne peut pas se désintégrer. Comme cette particule stable est très massive, elle fournit une bonne piste pour l'explication du problème cosmologique de la masse manquante de l'univers.

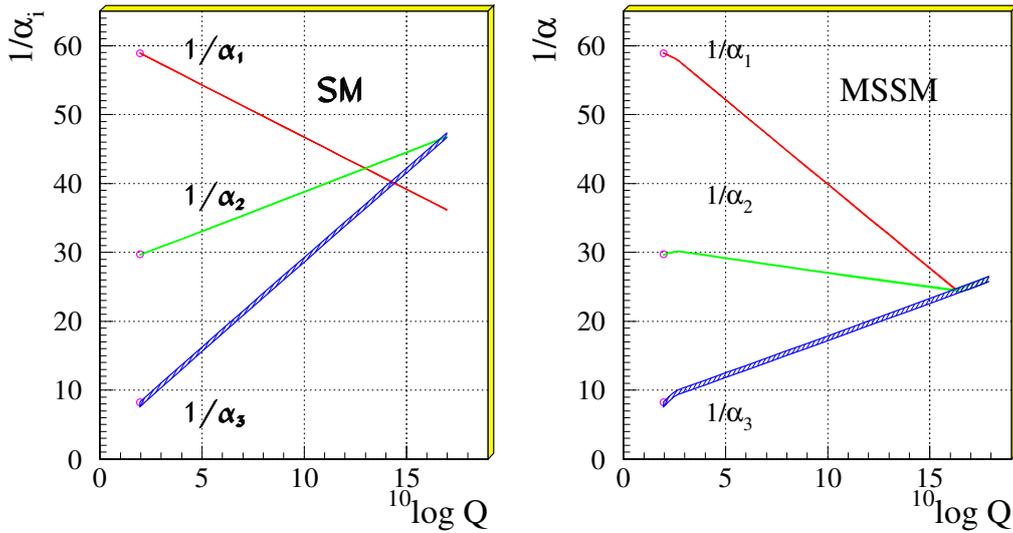


FIG. 1.5 – Évolution des constantes de couplages des groupes de jauge du modèle standard en fonction de l'échelle d'énergie Q [95].

1.4 Les modèles à deux doublets de Higgs

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés en particulier à l'extension la plus triviale du modèle standard : les modèles à deux doublets de bosons de Higgs (appelé 2HDM pour 2 Higgs Doublet Model). Dans ces modèles, comme leur nom l'indique, on suppose simplement l'existence d'un doublet boson de Higgs en plus des champs du modèle standard. L'existence d'un doublet supplémentaires a des implications phénoménologiques intéressantes. Par exemple, étant plus larges que le modèle standard, les 2HDM permettent l'existence de courants neutres changeant la saveur et la violation du nombre leptonique. Surtout, les modèles supersymétriques décrits dans la partie précédentes contiennent nécessairement deux doublets de Higgs et les 2HDM semblent donc être une bonne piste pour la recherche de phénomènes au-delà du modèle standard.

1.4.1 Les différents type des 2HDM

L'introduction d'un nouveau doublet de Higgs entraîne des modifications dans trois parties du lagrangien du modèle standard : d'abord, bien sûr dans le secteur de Higgs c'est-à-dire le potentiel scalaire et les couplages avec les bosons de jauge, mais aussi dans les couplages de Yukawa aux fermions, et éventuellement dans les interactions entre les leptons et les bosons de jauge.

Le potentiel scalaire

Dans les 2HDM, le potentiel scalaire se complexifie notablement. Dans le cadre le plus général, il faut considérer tous les opérateurs invariants de jauge susceptibles d'entrer dans le potentiel. En notant Φ_1 et Φ_2 les deux doublets, on peut construire les termes suivants :

$$\begin{aligned} & \Phi_1^+ \Phi_1 \quad \Phi_2^+ \Phi_2 \quad \text{Re}(\Phi_1^+ \Phi_2) \quad \text{Im}(\Phi_2^+ \Phi_2) \\ & \text{Re}(\epsilon_{ab} \Phi_1^a \Phi_1^b) \quad \text{Re}(\epsilon_{ab} \Phi_2^a \Phi_2^b) \quad \text{Re}(\epsilon_{ab} \Phi_1^a \Phi_2^b) \end{aligned} \quad (1.95)$$

où $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 0$ et $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$. Le potentiel scalaire est alors obtenu par une combinaison linéaire et quadratique de ces termes. Ces combinaisons entraînent donc l'existence de nombreux paramètres, en particulier pour les termes quadratiques. On peut alors imposer des contraintes au potentiel pour réduire le nombre de paramètres : on se restreint à un potentiel ne violant pas explicitement la symétrie CP, il doit posséder un minimum et ce minimum doit briser la symétrie de jauge. On peut choisir en plus un potentiel ne conduisant pas à une violation spontanée de CP, ce qui réduit encore le nombre de paramètres possibles.

On peut alors choisir comme valeurs dans le vide des doublets :

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (1.96)$$

Comme dans le cas du modèle standard, la brisure de symétrie conduit à l'apparition de 3 bosons de Goldstone (qui donneront leur masse aux bosons vecteurs) et des 8 degrés de liberté des champs de Higgs initiaux, il n'en reste que 5 qui vont correspondre à 5 champs scalaires massifs :

- 2 bosons scalaires neutres h^0 et H^0 ,
- 2 bosons scalaires chargés électriquement H^\pm ,
- 1 boson pseudo-scalaire neutre A^0 .

Toujours comme dans le modèle standard, la seule contrainte expérimentale directe que l'on peut poser sur les paramètres du secteur de Higgs vient des interactions avec les champs de jauge ; la diagonalisation de la matrice de masse en résultant donne :

$$M_W^2 = \frac{1}{4} g_2^2 (v_1^2 + v_2^2) \quad M_Z^2 = \frac{1}{4} (g_1^2 + g_2^2) (v_1^2 + v_2^2) \quad (1.97)$$

et on en déduit :

$$v_1^2 + v_2^2 = v^2 = (246)^2 \text{GeV} \quad (1.98)$$

Les 4 masses des bosons de Higgs, le paramètre α (mélange entre les états propres de jauge qui donne les états propres de masse h^0 et H^0) et le paramètre $\tan \beta = \frac{v_1}{v_2}$ dépendent toujours de seulement 6 des paramètres du potentiel scalaire. Néanmoins, cette dépendance est différente selon les contraintes que l'on choisit d'imposer au potentiel. Cela implique donc que pour des mêmes hypothèses de masses et de paramètres α et β , des potentiels différents sont possibles donc des couplages entre Higgs différents et donc des phénoménologies différentes pour ce secteur.

Les couplages de Yukawa

Les couplages de Yukawa, entre Higgs et fermion, sont aussi étendus par l'ajout du doublet supplémentaire. Dans le cas le plus général :

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y = & (Q_L^+ \Phi_1) M_1^d D_R + (Q_L^+ \tilde{\Phi}_1) M_1^u U_R + (Q_L^+ \Phi_2) M_2^d D_R + (Q_L^+ \tilde{\Phi}_2) M_2^u U_R \\
& + (L^+ \Phi_1) M_1^l e_R + (L^+ \Phi_2) M_2^l e_R + \text{herm. conj.}
\end{aligned} \tag{1.99}$$

où on a gardé des notations similaires au cas du modèle standard (cf. équations 1.37, 1.39 et 1.40), ici Q_L désigne le doublet $SU(2)$ des quarks gauches, $\tilde{\Phi} = \epsilon \Phi$ et les matrices M sont des matrices de mélange entre les générations. Dans ces hypothèses générales, les violations du nombre leptonique et les courants neutres changeant la saveur sont possibles. Pour coller au mieux aux résultats expérimentaux, on peut imposer des contraintes au lagrangien qui rendent impossible ces effets. Il y a plusieurs manières de procéder mais nous ne décrivons ici que l'une d'entre elles proposée par Weinberg et Glashow. Il s'agit d'imposer la symétrie du lagrangien sous la transformation suivante :

$$\Phi_1 \rightarrow \Phi_1 \quad \text{et} \quad \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2 \tag{1.100}$$

$$D_R \rightarrow D_R \quad (\text{ou} \quad -D_R) \quad \text{et} \quad U_R \rightarrow -U_R \tag{1.101}$$

Il y a alors deux cas :

- Si $D_R \rightarrow D_R$ alors les matrices M_1^u , M_2^l et M_2^d sont nulles. Dans ce cas Φ_1 se couple uniquement aux fermions de type down et Φ_2 aux fermions de type up. C'est le modèle de type II.
- Si $D_R \rightarrow -D_R$ alors M_1^u , M_1^d et M_1^l sont nulles et les fermions se couplent uniquement à Φ_2 . C'est le modèle de type I.

Enfin le cas général où aucune symétrie n'est imposée est appelé modèle de type III. Dans ce cas, on peut remarquer que l'on peut toujours choisir $\tan \beta = 0$. En effet, par une rotation d'angle β entre les doublets de Higgs, on peut se ramener à une configuration où $v_2 = 0$ et on peut démontrer qu'une telle rotation est physiquement cohérente³ en redéfinissant les paramètres du potentiel scalaire ainsi que les matrices de mélange des fermions. Ainsi dans les modèles de type III, il existe une paramétrisation fondamentale où seuls α et les masses des Higgs sont utilisés.

³C'est-à-dire que la configuration ($v_1, v_2 = 0$) correspond bien à un minimum et conduit aux mêmes couplages physiques

1.4.2 Le secteur leptonique dans les 2HDM

Dans les modèle de type III, contrairement au modèle standard ou aux 2HDM de type I et II, le nombre leptonique n'est pas une quantité conservée. Dans ces derniers modèles, les leptons ne se couplent qu'avec un seul doublet de Higgs et il n'y a qu'une seule matrice de mélange (à cause de l'absence des neutrinos droits). Si on note cette matrice M^l , on peut comme pour les quarks dans le modèle standard, la diagonaliser à l'aide de deux matrices unitaires : $M^l \rightarrow E_L^+ M_{\text{mass}} E_R$. On redéfinit les champs leptoniques :

$$\begin{aligned} e'_{Li} &= E_{Lij} e_{Lj} & e'_{Ri} &= E_{Rij} e_{Rj} \\ \nu'_{Li} &= E_{Lij}^+ \nu_{Lj} \end{aligned} \quad (1.102)$$

Du fait de la non existence des neutrinos droits, le choix pour la redéfinition des champs des neutrinos est libre et on a utilisé E_L^+ . Alors la matrice correspondant à la matrice de Cabbibo Kobayashi et Maskawa (cf. équation 1.41) s'écrit $V_{\text{lepton}} = E_L^+ E_L = 1$ et par conséquent les états de masse ainsi définis sont aussi états propres de jauge et il n'existe aucune interaction violant le nombre leptonique.

Au contraire, dans le modèle 2HDM type III, le couplage avec un deuxième doublet de Higgs interdit de choisir librement la redéfinition des champs des neutrinos. Il existe alors une matrice CKM non diagonale pour les leptons et des couplages aux Higgs violant le nombre leptonique apparaissent.

1.4.3 Le lien avec le MSSM

On a vu que dans le MSSM, deux doublets de Higgs sont nécessaires et que les couplages de Yukawa avec des doublets $\tilde{\Phi}$ sont incompatibles avec la supersymétrie. Ceci implique que le secteur de Higgs dans le MSSM soit un 2HDM de type II. Le potentiel scalaire s'écrit :

$$\begin{aligned} V &= (|\mu|^2 + m_{H_u}^2) H_u^\dagger H_u + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2) H_d^\dagger H_d \\ &+ b(H_u^+ H_d^- - H_u^0 H_d^0) + \text{herm. conj.} + \frac{1}{2} g_2^2 |H_d^\dagger H_u|^2 \\ &+ \frac{1}{8} (g_1^2 + g_2^2) (H_u^\dagger H_u - H_d^\dagger H_d)^2 \end{aligned} \quad (1.103)$$

Les relations obtenues au minimum du potentiel entre β et les autres paramètres sont :

$$|\mu|^2 + m_{H_d}^2 = b \tan \beta - \frac{m_Z}{2} \cos 2\beta \quad (1.104)$$

$$|\mu|^2 + m_{H_u}^2 = b \cot \beta + \frac{m_Z}{2} \cos 2\beta \quad (1.105)$$

$$(1.106)$$

et après diagonalisation des matrices de masse :

$$m_{A^0}^2 = \frac{2b}{\sin 2\beta} \quad (1.107)$$

$$m_{h^0, H^0}^2 = \frac{1}{2}(m_{A^0}^2 + m_Z^2) \pm \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2) - 4m_{A^0}^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \quad (1.108)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_W^2 \quad (1.109)$$

Dans ce cas particulier de 2HDM type II, il y a donc seulement deux paramètres libres⁴ et il est d'usage d'utiliser m_{A^0} et $\tan\beta$. En effet, contrairement au cas des modèles de type III, il n'est pas possible de choisir $\tan\beta = 0$. Dans le cas des modèles de type II, le nombre restreint de paramètres dans le potentiel scalaire ne donne pas la liberté de faire les redéfinitions de paramètres nécessaires pour choisir $\tan\beta = 0$.

⁴Il y a trois paramètres supplémentaires par rapport aux modèle standard μ , m_{H_u} et m_{H_d} mais seulement 2 sont indépendants à cause de la contrainte $v^2 = v_1^2 + v_2^2$

Chapitre 2

Le Fermilab et l'expérience DØ

Le Fermi National Accelerator Laboratory, ou Fermilab, est situé à près de 60 km à l'ouest de Chicago aux États-Unis d'Amérique. Depuis sa création en 1967, ce laboratoire est un très important centre de recherche en physique des hautes énergies. Il a été le lieu d'importantes découvertes expérimentales pour le modèle standard : en 1977 le quark b a été mis en évidence dans la résonance de la particule Upsilon [63], en 1995 l'existence du quark top a été confirmée par les expériences DØ et CDF [32, 52] et en 2000 le neutrino tau a été observé lors de l'expérience DONUT [49]. C'est dans ce laboratoire qu'a lieu l'expérience DØ, cadre expérimental de cette thèse. Dans ce chapitre, nous décrivons le complexe d'accélération de Fermilab, le détecteur DØ et la manière dont sont reconstruits les événements enregistrés.

2.1 Les accélérateurs de Fermilab

Les collisions détectées dans le détecteur DØ sont obtenues grâce au système d'accélérateurs du Fermilab (des informations générales sont consultables dans [13, 1]). Celui-ci est constitué d'un accélérateur de type *Cockcroft-Walton* de 750 kV, d'un accélérateur linéaire le *linac*, d'un synchrotron de 8 GeV le *booster*, d'un synchrotron de 150 GeV le *Main injector* et enfin du collisionneur proton/antiproton, le Tevatron qui atteint une énergie de 1.96 TeV dans le centre de masse. Une vue aérienne du site de Fermilab est présentée figure 2.1 et dans la figure 2.2 on montre le schéma général de fonctionnement des accélérateurs.

2.1.1 La source de protons

La production des protons commence à Fermilab par la création d'un faisceau d'ions H^- [15]. Dans une cavité baignée d'un champ électrostatique, des atomes d'hydrogènes sont ionisés. Les protons résultants sont attirés par le champ électrique sur une plaque de césium où ils s'agglutinent jusqu'à ce que le choc avec un nouveau proton arrivant les libèrent. Les protons libérés arrachent facilement 2 électrons au césium et le champ électrique expulse les ions H^- ainsi formés à l'opposé de la plaque de césium (voir la figure

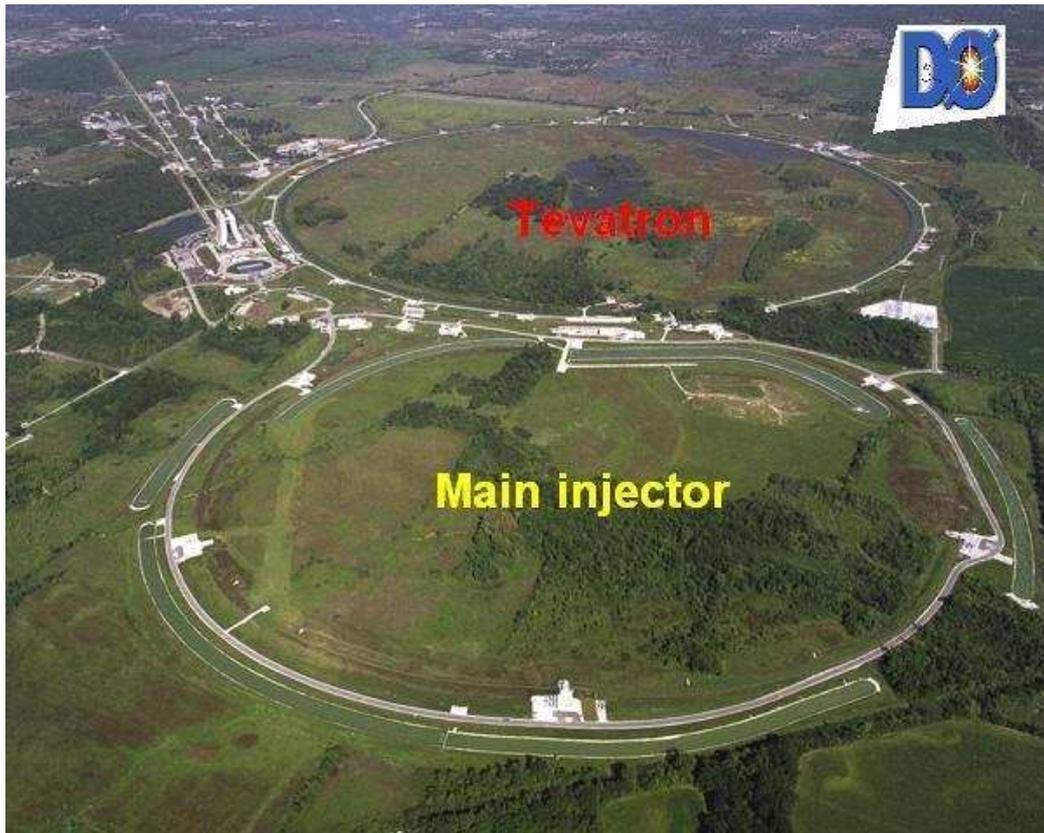


FIG. 2.1 – Le site de Fermilab. Sur la gauche de la figure au dessus du *Main injector*, on voit le bâtiment principal du Fermilab. Entre ce bâtiment et le *Main injector* on distingue le *booster* et l’anneau de stockage des antiprotons

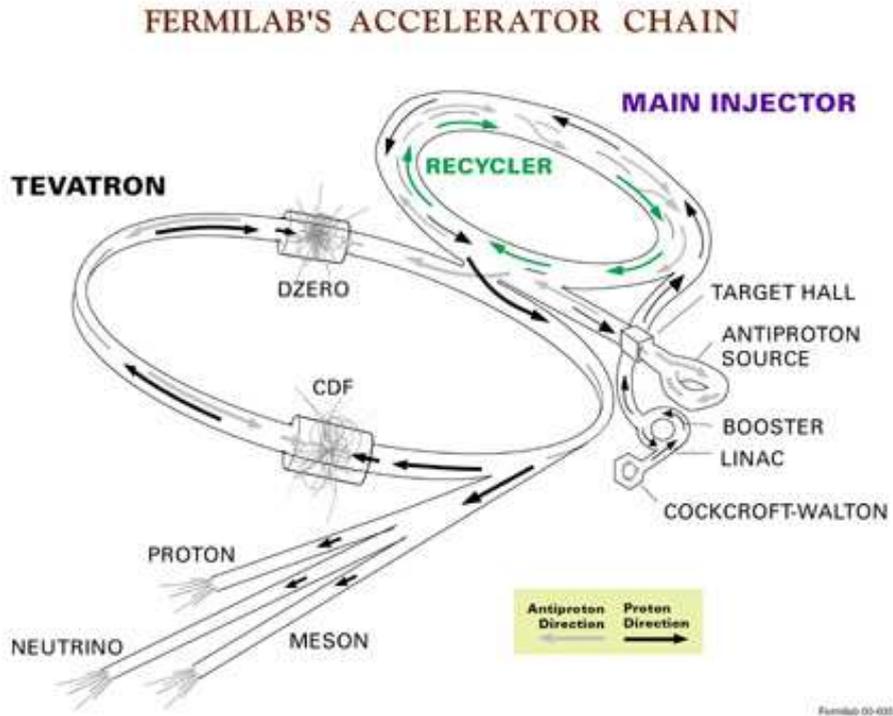


FIG. 2.2 – Schéma des accélérateurs du Fermilab. Le trajet des protons est indiqué par les flèches noires, celui des antiprotons par les flèches grises.

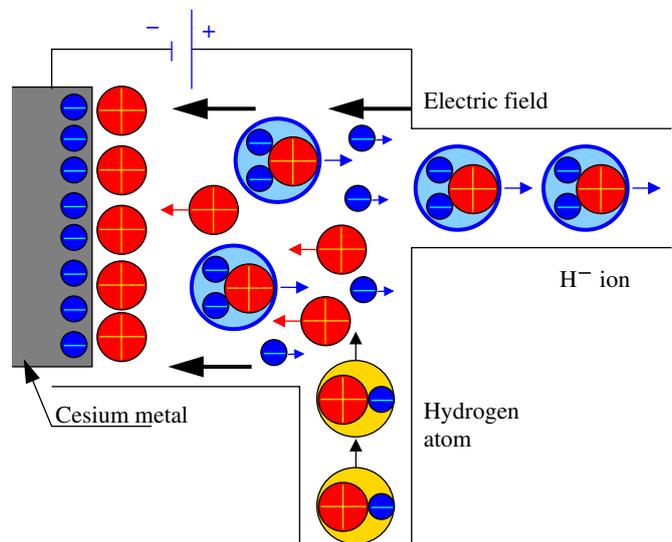
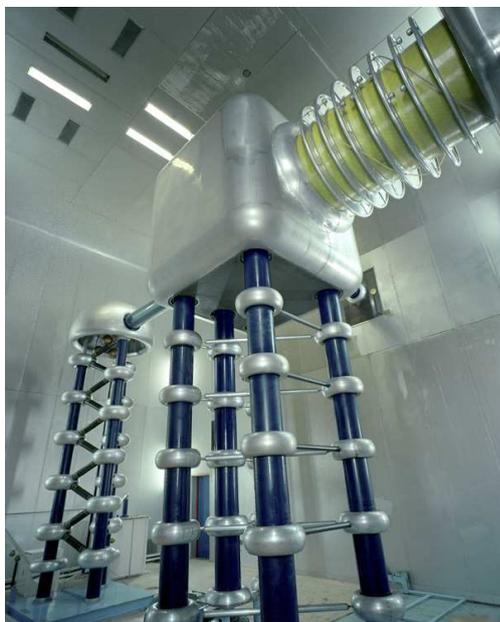


FIG. 2.3 – L' accélérateur Cockcroft-Walton et le schéma de fonctionnement de la source d'ions H^- .

2.3 pour le schéma de fonctionnement). Les ions H^- sont ensuite accélérés jusqu'à 750 MeV par le champ électrostatique d'un accélérateur de type Cockcroft-Walton dont la photographie est donnée figure 2.3.

À la sortie du Cockcroft-Walton, les ions H^- passent par le *linac* [6]. Il s'agit d'un accélérateur linéaire à cavité radio-fréquence long de 130 m. Il produit un faisceau structuré en paquets espacés de 5 ns et contenant 6.3×10^{12} ions. Ces paquets sont eux-mêmes regroupés en super-paquets (*pulse*) s'étendant sur 50 μs . Une première partie de l'accélérateur porte l'énergie de ces ions à 116 MeV et une deuxième partie, plus récente et délivrant des champs plus intenses, les portent à 400 MeV.

Après le linac, les ions H^- sont envoyés vers le booster selon le schéma 2.4. Un aimant courbe leur trajectoire de manière à les injecter dans le circuit du booster qui ne contient que des protons. Le booster est un synchrotron de 450 m de circonférence équipé de 17 cavités radio-fréquence. La fréquence de résonance des cavités est de 1 GHz et celles-ci peuvent accélérer les protons de 400 MeV à 8 GeV. Mais avant d'entamer un tour du booster, les ions rencontrent une feuille de carbone suffisamment fine pour ne pas perturber la trajectoire des protons et permettant d'arracher les électrons des ions H^- : les protons résultants continuent ainsi leur trajectoire dans le booster. Les pulses du linac durent entre

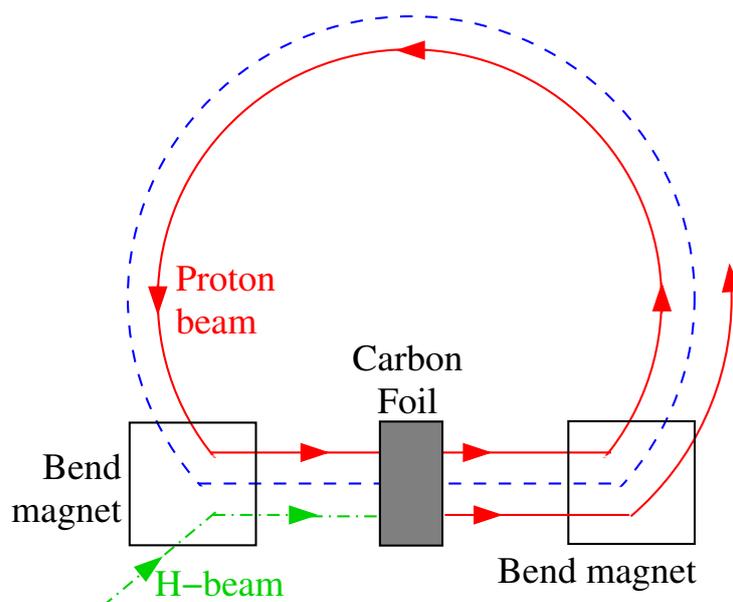


FIG. 2.4 – Le principe d'injection des ions H^- dans le booster

20 et 40 μs et les protons font un tour du booster en 2.2 μs , par conséquent la plupart des protons d'un pulse font plusieurs tours du booster avant que celui-ci ne soit rempli. Le dispositif d'injection permet donc de remplir le booster sans perturber le faisceau de proton y circulant. Une fois que le nombre de protons est suffisant (5×10^{12} au maximum), le faisceau est dirigé vers le *main injector* ou "injecteur principal".

2.1.2 L'injecteur principal

Il s'agit d'un synchrotron d'un kilomètre de diamètre construit pour le Run II [7] et qui remplace l'injecteur principal du Run I (*main ring*) qui était situé dans l'anneau du Tevatron (et dont le tube traversait le calorimètre hadronique de DØ). L'injecteur principal joue plusieurs rôles :

- Il sert à la production des antiprotons en accélérant les protons jusqu'à 120 GeV avant leur envoi vers la cible de nickel (*c.f.* paragraphe suivant).
- Il permet d'augmenter l'énergie des protons jusqu'à 150 GeV avant leur injection dans le Tevatron.
- De même, il peut accélérer les antiprotons jusqu'à 150 GeV avant leur injection dans le Tevatron mais il peut aussi les décélérer de 150 GeV à 8 GeV. Cette étape servira pour alimenter le recycleur, un anneau de stockage qui permettra de réutiliser les antiprotons non utilisés dans le Tevatron.
- Enfin, il peut aussi diriger le faisceau de protons à 120 GeV vers les expériences à cibles fixes.

2.1.3 La source d'antiprotons

Le Tevatron est un collisionneur $p\bar{p}$. En très court résumé, l'utilisation d'antiprotons confère l'avantage d'une plus grande simplicité dans la conception des accélérateurs (par exemple, on utilise le même système d'aimant pour les protons et les antiprotons) et l'inconvénient est que la production d'antiprotons devient le facteur limitant de la luminosité : au Fermilab il faut utiliser en moyenne 50 000 protons pour produire 1 antiproton.

La production d'antiprotons nécessite plusieurs étapes[14]. Dans la première, l'injecteur principal dirige le faisceau de protons à 120 GeV vers une cible de nickel et de cuivre de 2 cm d'épaisseur. Ces collisions engendrent un flot de particules qui est focalisé par une lentille au lithium et dirigé vers des aimants. Ces aimants agissent comme un spectromètre et permettent de sélectionner des antiprotons d'environ 8 GeV parmi le flot de particules.

Le debuncher

Les antiprotons ont alors une importante dispersion en énergie. Le *debuncher* a pour rôle de réduire cette dispersion. Il s'agit d'un "anneau" triangulaire contenant une cavité radio-fréquence. Dans le debuncher, les antiprotons de moindre énergie ont une trajectoire plus courte et réciproquement. Ainsi, lors de leur passage dans la cavité radio-fréquence les antiprotons voient une phase différente et donc subissent une accélération différente selon leur énergie. Ce mécanisme, qui dure environ 100 ms, permet donc d'uniformiser leur énergie mais il implique aussi leur dispersion spatiale. Durant le temps restant avant le prochain tir contre la cible (toutes les 1.5 secondes), le faisceau subit un refroidissement stochastique destiné à uniformiser les impulsions des antiprotons.

L'accumulateur

Avant chaque tir de protons sur la cible, le booster est vidé dans l'accumulateur qui est un anneau de stockage des antiprotons situé dans le même tunnel que le debuncher. Là, les antiprotons circulent pendant plusieurs heures attendant d'être en nombre suffisant pour être injectés (de l'ordre de 10^{12}) dans le Tevatron. L'accumulateur permet aussi de rendre au faisceau d'antiprotons une structure en paquet.

2.1.4 Le Tevatron

Une fois les antiprotons produits, les faisceaux de protons et d'antiprotons sont injectés dans le Tevatron [8]. Celui-ci est l'accélérateur principal du Fermilab, il mesure 6.28 km de circonférence et peut accélérer les faisceaux jusqu'à 980 GeV grâce à 8 cavités radio-fréquences et 772 aimants supraconducteurs délivrant un champ magnétique de 4.33 Teslas.

Après avoir reçu de l'injecteur principal les protons puis les antiprotons accélérés à 150 GeV, le Tevatron augmente l'énergie de chaque faisceau à 980 GeV. Le processus d'injection dure environ 2 heures et la durée de vie du faisceau dans le Tevatron varie de 8 à 12 heures. Dans le tableau 2.1 les caractéristiques du faisceau sont détaillées pour les différentes phases de fonctionnement du Tevatron et la figure 2.5 montre la structure du

Caractéristique	Run I	Run IIa		Run IIb
Période	1992-96	2001-04	2005	> 2005
Nombre $p \times \bar{p}$	6×6	36×36	104×103	104×103
Nombre de p /paquet	2.3×10^{11}	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}
Nombre de \bar{p} /paquet	5.5×10^{10}	3.0×10^{10}	4.0×10^{10}	1.0×10^{11}
Taux de production de \bar{p} /heure	6.0×10^{10}	1.0×10^{11}	4.2×10^{12}	1.1×10^{13}
Emittance des p ($mm - mrad$)	23π	20π	20π	20π
Emittance des \bar{p} ($mm - mrad$)	13π	15π	15π	15π
Longueur des paquets (m)	0.6	0.37	0.37	0.37
Temps entre 2 paquets (ns)	3500	396	396	396
Énergie/faisceau (GeV)	900	980	980	980
Luminosité instantanée ($\times 10^{32} cm^2 s^{-1}$)	0.16	0.86	2.1	5.2
Luminosité intégrée ($pb^{-1}/semaine$)	3.2	17	42	105
Angle de croisement (μrad)	0	0	136	136
Nombre d'interactions/croisements	2.6	2.3	1.9	4.8

TAB. 2.1 – Les principaux paramètres du Tevatron et leur évolution au cours des différents Runs [13]

faisceau dans le Tevatron pour le Run IIa. On voit que le faisceau est composé de trois super-paquets séparés de $2.6 \mu s$ et eux-mêmes composés de 12 paquets espacés de 396 ns. Enfin on peut regretter que certains objectifs initiaux concernant ces caractéristiques ne seront pas atteints. Par exemple, il était initialement prévu que l'espacement entre deux

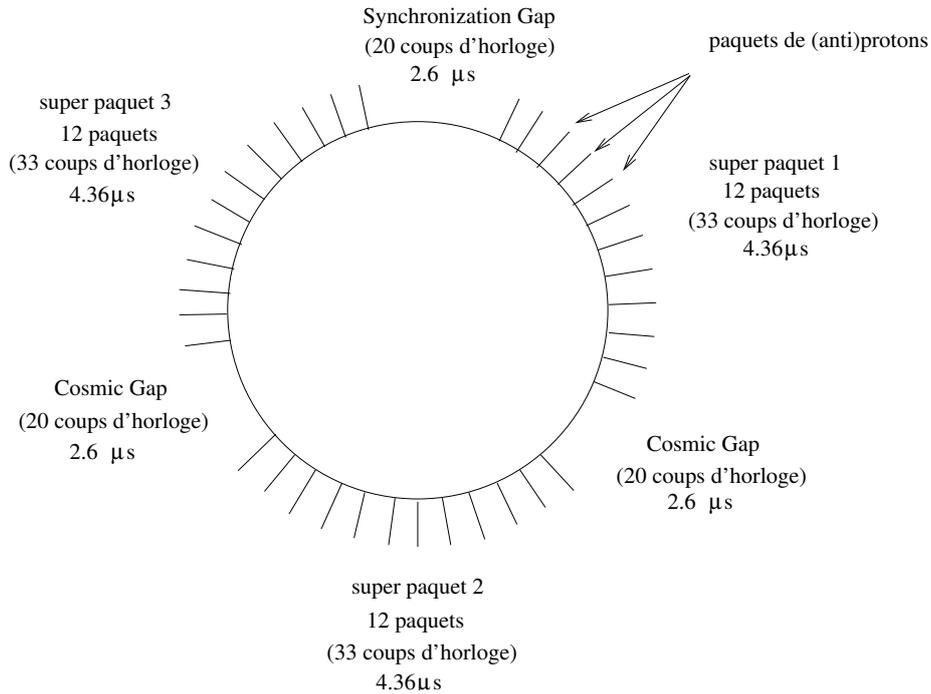


FIG. 2.5 – Structure en paquets du faisceau dans le Tevatron pour le Run IIa

paquets serait de 132 ns dès la fin du Run IIa ou que le nombre de paquets en circulation passerait de 36×36 au Run IIa à 140×105 au Run IIb.

2.1.5 Le recycleur

Le recycleur est un système de stockage d'antiprotons construit pour le Run II. C'est un anneau à aimant permanent conçu pour des antiprotons de 8 GeV et situé dans le tunnel de l'injecteur principal. Il doit pouvoir récupérer les antiprotons de l'accumulateur pendant que celui-ci démarre un nouveau cycle ainsi que les antiprotons restant dans le Tevatron à la fin d'une période de collision. Le recycleur n'est pas encore en service et devrait augmenter la luminosité du Tevatron d'un facteur 2 ou 3 une fois démarré.

2.2 Le détecteur DØ

À la station de contrôle DØ du Tevatron est situé le détecteur du même nom. Construit à partir de 1984, il est dédié à l'étude de la physique des particules à haute énergie. Lors du Run I du Tevatron, il a permis d'obtenir de nombreux résultats de physique [12], et en particulier a contribué à la découverte du quark top. Aujourd'hui, plus de 600 physiciens de 18 pays travaillent sur un détecteur amélioré pour le Run II du Tevatron.

En effet, l'amélioration du système d'accélération de Fermilab et les changements sur les conditions de prises de données en résultant ont rendu nécessaire de nombreuses mo-

difications du détecteur par rapport à sa configuration du Run I [51]. Tout en conservant ses points forts, un excellent calorimètre et de bons détecteurs à muons, les modifications apportées ont permis d'améliorer les performances de DØ . Les modifications essentielles sont :

- un nouveau détecteur de traces centrales composé d'un détecteur de vertex, d'un détecteur de traces à fibres scintillantes et d'un solénoïde,
- de nouveaux détecteurs de muons,
- des détecteurs de pied de gerbe,
- une nouvelle électronique de lecture du calorimètre,
- un nouveau système de déclenchement.

Le détecteur central permet désormais d'étiqueter les jets provenant de quark b et d'améliorer l'identification et la mesure des muons et des électrons.

Une vue en coupe de DØ est donnée dans la figure 2.6 Partant du centre du détecteur, on voit les principaux sous-systèmes : le détecteur de vertex, le détecteur de traces à fibres, l'aimant solénoïdal, le calorimètre et les trois couches du détecteur de muons ainsi que son aimant toroïdale.

Système de coordonnées et grandeurs utilisées

Dans DØ , la convention de repérage est la suivante :

- l'axe z est dirigé selon la direction du faisceau et dans le sens des protons,
- l'axe y est vertical et dirigé vers le haut,
- l'axe x est donc horizontal et dirigé vers l'extérieur de l'anneau,
- l'angle azimutal ϕ est dans le plan xOy ($\phi = 0$ le long de l'axe x , $x > 0$),
- l'angle polaire θ est tel que $\theta = 0$ sur l'axe z pour $z > 0$.

Par ailleurs, dans les collisions $p\bar{p}$, l'interaction physiquement intéressante a lieu entre deux partons du proton et de l'antiproton. Ces partons ne portent qu'une fraction non déterminée de l'impulsion totale et ceci a deux conséquences. D'abord, l'énergie totale de la collision détectée n'est pas connue et n'est donc pas une quantité conservée intéressante en pratique; on utilise plutôt la projection de l'impulsion totale sur le plan transverse (l'impulsion transverse) car l'impulsion transverse des partons initiaux est quasiment nulle. L'autre conséquence est que l'interaction n'a pas lieu au repos dans le référentiel du laboratoire. Or l'angle θ n'est pas un invariant relativiste et il est plus pratique d'utiliser la pseudo-rapacité η définie par

$$\eta = -\ln \frac{\theta}{2} \quad (2.1)$$

qui est l'approximation ultra-relativiste ($E \gg m$) de la rapidité

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.2)$$

Au Tevatron, la coordonnée z du point d'interaction (ou vertex primaire) est une gaussienne centrée en $z = 0$ et d'écart-type $\sigma = 25$ cm. Pour une interaction, η est calculé à

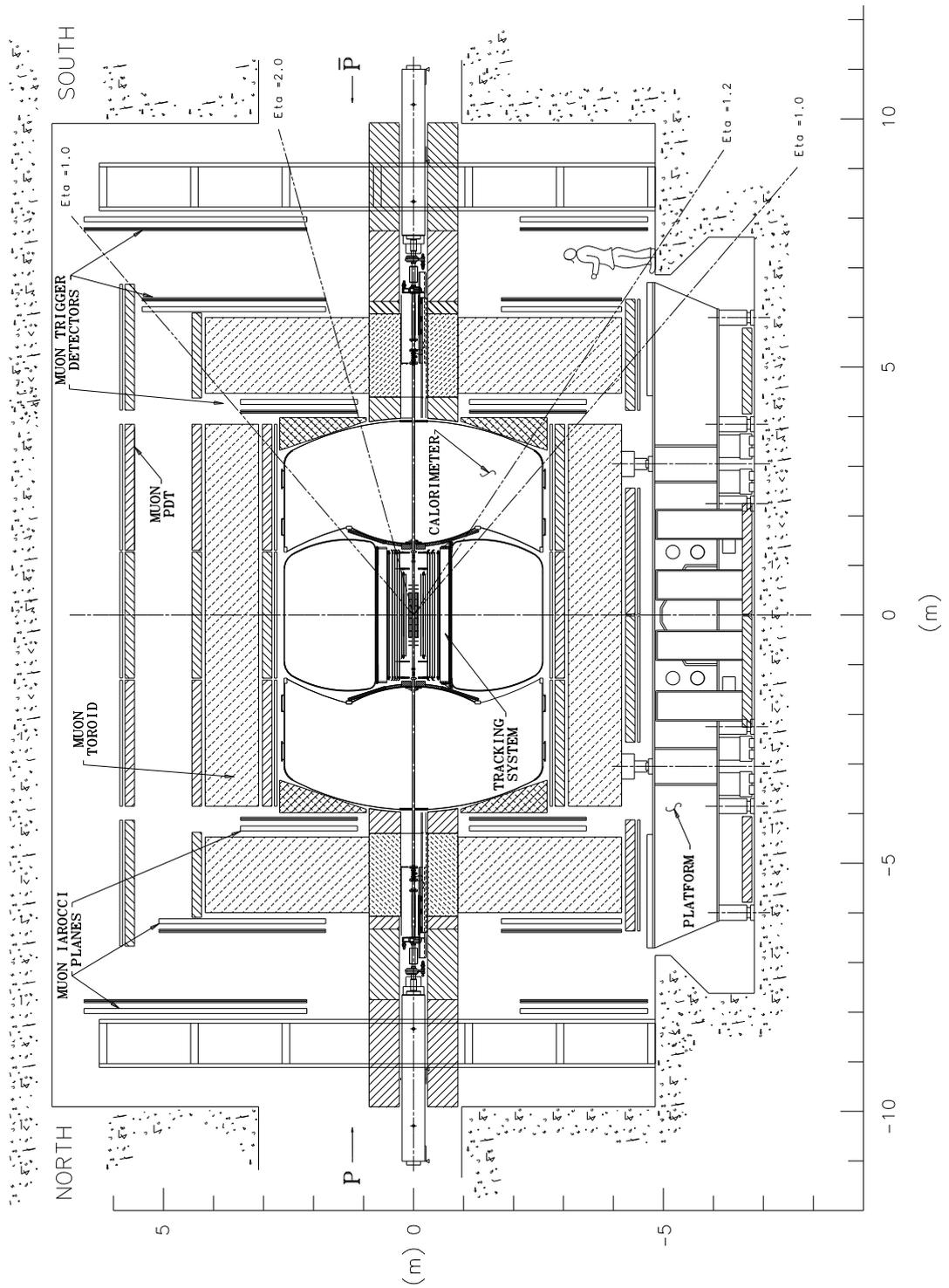


FIG. 2.6 – Vue en coupe longitudinale du détecteur au Run II

partir du vertex primaire et il est donc a priori distinct de $\eta_{\text{détecteur}}$ qui est la coordonnée calculée à partir de $z = 0$. Dans la suite de cette thèse, en particulier dans le chapitre 3, la notation η désignera $\eta_{\text{détecteur}}$.

2.2.1 Détecteurs de traces centrales

Le détecteur de traces centrales a été entièrement renouvelé pour le Run II. Il est constitué d'un détecteur de vertex au silicium (Silicon Micro Tracker), d'un détecteur à fibres scintillantes (Center Fiber Tracker) et d'un aimant solénoïdal. Une vue d'ensemble de ces détecteurs est donnée figure 2.7.

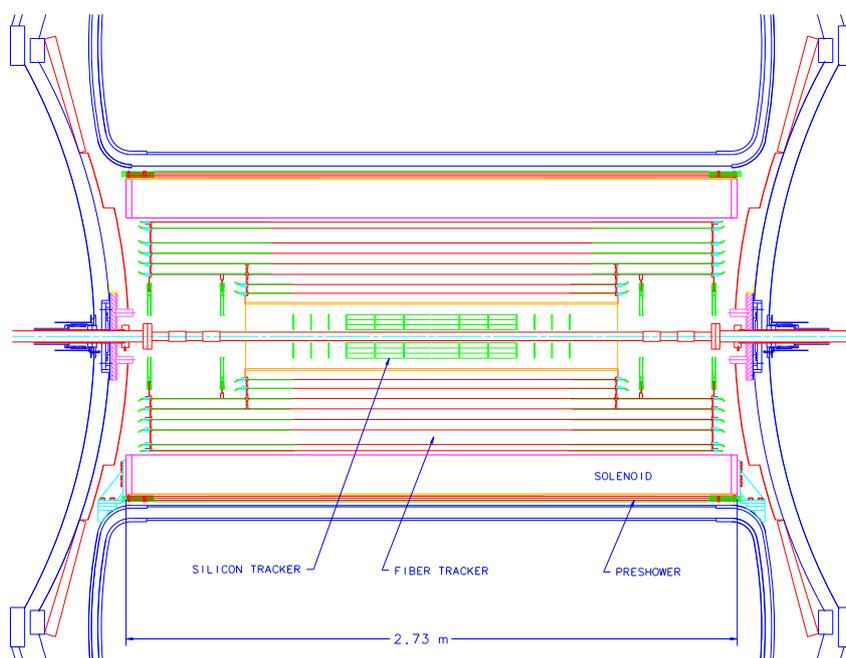


FIG. 2.7 – Le détecteur de traces central vu en coupe longitudinale

Le détecteur de vertex (ou SMT)

Comme son nom l'indique, le rôle de ce détecteur est d'abord d'identifier les points d'interaction : le vertex primaire mais aussi les éventuels vertex déplacés dus à la production de quarks b [75, 2]. Évidemment, le SMT est aussi utilisé pour identifier les traces des particules chargées.

La structure du détecteur est visible sur la figure 2.8 : le détecteur est composé de 6 tonneaux (*barrels*) alignés le long du faisceau et séparés des disques F, puis en s'éloignant encore du centre on trouve encore 3 disques F et 2 disques H. Cette structure a été conçue

pour permettre la détection des vertex dans la partie centrale (*i.e.* $|\eta| < 1.5$) avec une bonne couverture angulaire (jusqu'à $|\eta| < 3$). L'élément de base de ces constituants est une plaquette de silicium parcourue de micro-pistes espacées de $50 \mu\text{m}$. Ces plaquettes peuvent être simple ou double faces et les pistes peuvent avoir un angle stéréo (par rapport au faisceau) de 2 ou 90 degrés.

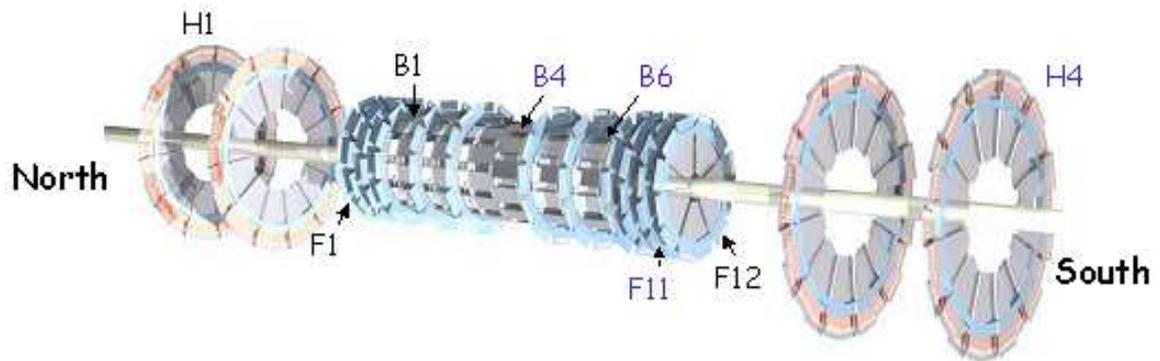


FIG. 2.8 – Vue en 3D du détecteur de vertex

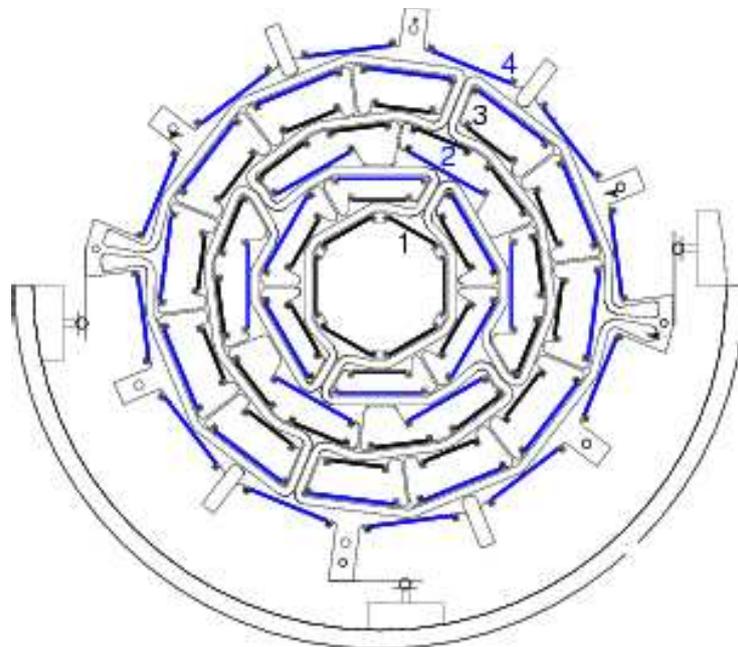


FIG. 2.9 – Coupe transverse d'un tonneau du SMT

- Les tonneaux font chacun 12 cm de long et ont un rayon externe de 9.4 cm. Ils sont formés de 4 couches portant les modules et arrangées de manière à optimiser la couverture angulaire en ϕ , voir figure 2.9.

- Les disques F sont placés de 6.4 cm à 54.8 cm de $z = 0$ et ont un rayon de 10.5 cm.
- Les disques H sont situés à 110 et 120 cm de $z = 0$ et ont un rayon de 26 cm.

Le SMT est refroidi autour de -5 degrés par un mélange eau-glycérol circulant dans les supports des modules en silicium. Il est prévu pour résister aux radiations jusqu'à une dose correspondant à $2\sim 3 \text{ fb}^{-1}$ de luminosité du Tevatron et il était donc aussi prévu de le changer pour le démarrage du Run IIb, malheureusement cela ne sera pas possible pour des raisons principalement budgétaires.

Enfin, les performances du SMT pour la reconstruction des vertex sont les suivantes :

- pour le vertex primaire : précision de $35 \mu\text{m}$ selon z et $15\text{-}30 \mu\text{m}$ dans le plan transverse,
- pour le vertex secondaire : précision de $100 \mu\text{m}$ selon z et $\sim 40 \mu\text{m}$ dans le plan transverse.

Le détecteur à fibres scintillantes (CFT)

Ce détecteur [3] a pour objectif de repérer les traces des particules chargées et de mesurer leur courbure pour pouvoir estimer l'impulsion des particules. Il est aussi suffisamment rapide pour être utilisé par le système de déclenchement de niveau 1[25].

Ce détecteur est constitué de 77000 fibres scintillantes réparties en 8 cylindres concentriques de rayons variant de 15 à 51 cm. La longueur des 2 cylindres internes est de 1.66 m et celle des 6 autres de 2.52 m ce qui permet de couvrir une région angulaire jusqu'à $|\eta| < 2$. Chaque cylindre contient 2 couches de fibres parallèles à l'axe du faisceau, les couches étant décalées d'un rayon de fibre les unes par rapport aux autres. Un cylindre sur deux possède un autre doublet de couches dont les fibres font un angle de ± 2 degrés par rapport au faisceau, ce qui permet de déterminer la position en z des impacts des particules chargées.

Lorsque une particule chargée traverse une fibre, celle-ci émet des photons de 530 nm de longueur d'onde. La lumière produite est collectée par un guide d'onde de 11 m de long qui l'amène au système de lecture. Il s'agit de photodétecteurs, les VLPC (*Visible Light Photon Counter*), possédant une efficacité quantique de 70% et un gain de 20 000. Ceux-ci sont maintenus à une température d'une dizaine de Kelvin par un cryostat à hélium liquide.

Le CFT permet de reconstruire les traces avec une précision de $100 \mu\text{m}$ dans le plan transverse avec une efficacité de détection supérieure à 98%.

L'aimant solénoïdal

Un élément important pour les performances de détection de $D\bar{O}$ est la présence d'un champ magnétique dans le détecteur de traces qui permet de mesurer l'impulsion des particules chargées. Le champ est généré par un aimant solénoïdal entourant le SMT et le CFT, de 1.42 m de diamètre et de 2.73 m de long. Il est composé d'un alliage supraconducteur de cuivre, aluminium, niobium et titane et peut générer un champ magnétique parallèle à l'axe z de 2 Teslas. Le champ est uniforme à 0.5 % près dans le détecteur de traces. Enfin, le

solénoïde est enfermé dans un cryostat qui le maintient à sa température de fonctionnement de 10 K.

Les performances globales

En combinant le SMT et le CFT la résolution en impulsion transverse du détecteur de traces est :

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} \sim \sqrt{0.015^2 + (0.0014P_T)^2} \quad (2.3)$$

La figure 2.10 montre cette résolution en énergie ainsi que la résolution sur le paramètre d'impact en fonction de η .

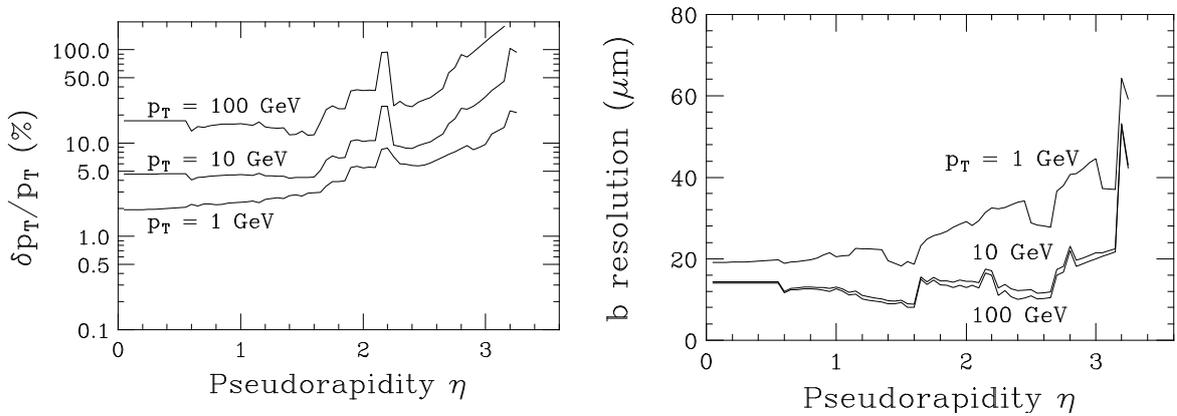


FIG. 2.10 – Performance du détecteur de traces centrale. À gauche la résolution sur l'impulsion transverse et à droite sur le paramètre d'impact en fonction de η

2.2.2 Détecteur de pieds de gerbe et inter-cryostats

Les détecteurs de pieds de gerbes

Ces détecteurs assurent plusieurs rôles. D'abord, ils aident à améliorer l'identification et le déclenchement des électrons. Ils permettent d'affiner la mesure de l'énergie des particules électromagnétiques qui est dégradée par le passage dans le solénoïde (ajout de deux longueurs de radiation au trajet). Enfin il permet de distinguer les pions neutres des photons.

Il existe deux types de détecteur de pieds de gerbe (*preshower*) : une partie centrale (*Central PreShower*) [23] et une partie "avant" (*Forward PreShower*) [18]. Ces deux parties fonctionnent sur le même principe : comme le montre la figure 2.11, elles contiennent des couches fibres scintillantes de coupe triangulaire (les particules traversent ainsi plus de fibres et la résolution sur la position est améliorée). Ces fibres scintillantes sont lues par des photodétecteurs VLPC.

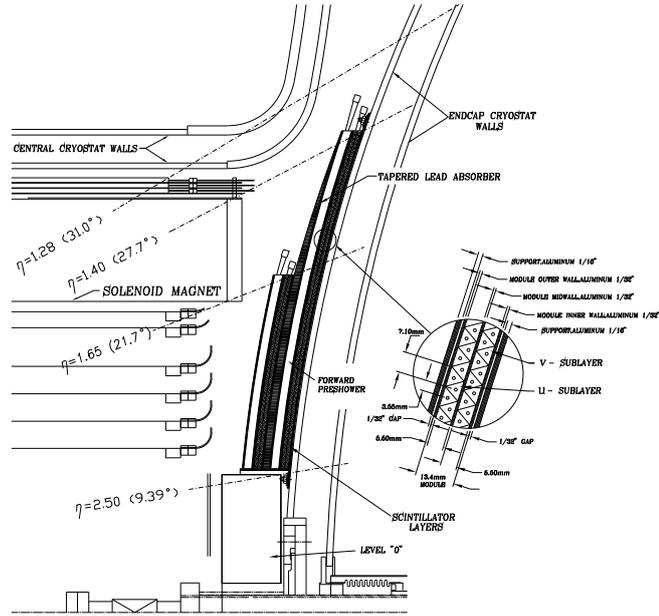


FIG. 2.11 – Structure des détecteurs de pieds de gerbe

Le CPS est situé entre le solénoïde et le cryostat du calorimètre central. C'est un cylindre de 53 cm de rayon et de 270 cm de long. Il couvre la région angulaire $|\eta| < 1.2$. Il possède une couche de fibres parallèles au faisceau et deux couches ayant un angle stéréo de ± 23 degrés. Une couche de plomb entre le solénoïde et le CPS tient lieu d'absorbeur. Enfin le CPS compte environ 7700 voies de lecture.

Les FPS sont situés sur les bouchons du calorimètre (voir figure 2.11). Ils couvrent la région $2.0 < |\eta| < 2.5$ et sont constitués d'une couche de plomb de 2 longueurs de radiation entourée de deux couches de fibres. Cette structure permet de faire la distinction entre les électrons, les photons et les particules hadroniques. Les FPS comptent environ 8000 voies de lecture pour chacun des deux détecteurs.

La résolution en position de ces détecteurs est de $600 \mu\text{m}$ pour un muon et de 1.4 mm pour un électron.

Les détecteurs inter-cryostats

Ces détecteurs sont situés dans la région $1.1 < |\eta| < 1.4$ entourant le FPS. Ils ont pour but d'aider à améliorer la résolution sur l'énergie des jets et sur l'énergie transverse manquante en couvrant des régions peu instrumentées. Ils sont constituées de plaque de scintillateurs d'une granularité en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de 0.1×0.1 .

2.2.3 Calorimètres

Le calorimètre est l'un des points forts du détecteur DØ . C'est le même appareil qu'au Run I [51] et lors de cette phase de fonctionnement, les détecteurs de traces étaient bien plus rudimentaires ; pour compenser ces faiblesses un très bon calorimètre a été conçu. Comme tous les calorimètres, son rôle est de mesurer l'énergie des électrons, photons et jets de particules hadroniques issus des collisions. C'est un calorimètre à échantillonnage, c'est-à-dire avec un milieu passif qui est de l'uranium (ou du cuivre ou de l'acier dans les couches externes) et un milieu actif, de l'argon liquide. Ceci lui confère les avantages d'être uniforme et stable au cours du temps, ce qui facilite sa calibration, et d'être résistant aux radiations.

Nous donnons d'abord une description générale du calorimètre. Il est constitué d'un ensemble de cellules élémentaires dont le schéma est donné figure 2.12. Elles sont constituées d'une plaque d'absorbeur de longueur dépendant de la position dans le calorimètre séparée par 2.3 mm d'argon liquide d'une électrode de lecture. Cette dernière est portée à un potentiel de l'ordre de 2 kV permettant ainsi la dérive des électrons d'ionisation dans l'argon liquide. Les cellules ont en général une taille en $\eta \times \phi$ de 0.1×0.1 et sont organisées en tours pseudo-projectives selon le schéma 2.13. Dans le plan transverse, les tours de cellules sont

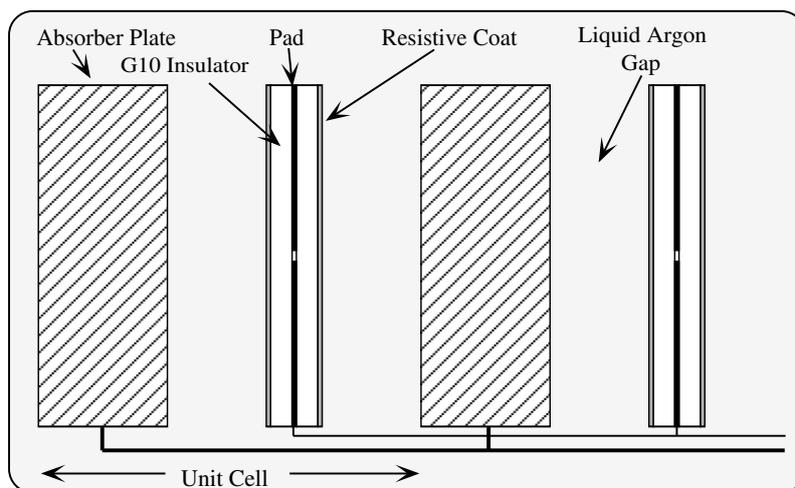


FIG. 2.12 – Schéma d'une cellule de calorimètre.

regroupées par deux dans 32 modules (ou 16 pour la partie hadronique du calorimètre).

Le calorimètre a trois qualités essentielles. D'abord, comme on vient de le voir, le calorimètre possède une bonne granularité. Ensuite, le choix de l'uranium et de l'argon liquide permet au calorimètre d'avoir une bonne compensation, c'est-à-dire que la réponse électromagnétique et la réponse hadronique sont proches. Dans DØ , ce rapport e/π est inférieur à 1.05 [21]. Enfin, le calorimètre est très hermétique et ne possède que deux failles principales dans cette herméticité : d'une part pour l'accès aux détecteurs centraux il est nécessaire de le diviser en trois parties (deux avant, une centrale) et il existe entre ces parties une zone "morte" $0.9 < \eta < 1.2$ (d'où l'intérêt du détecteur inter-cryostat situé

dans cette zone). D'autre part, les zones entre les modules sont inactives et les particules les traversant sont mal reconstruites et identifiées. La figure 2.14 donne une vue d'ensemble

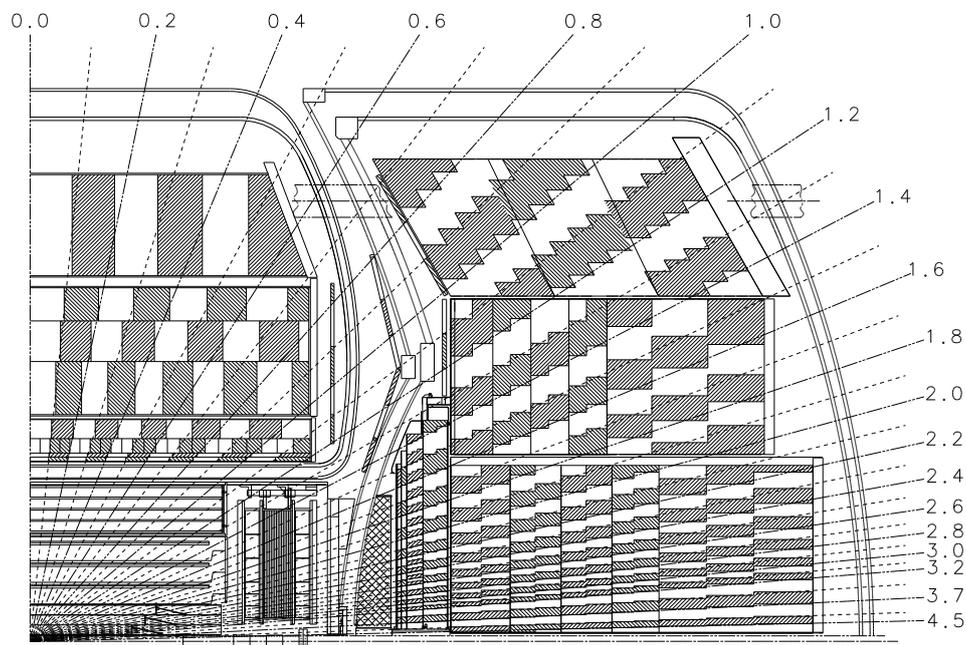


FIG. 2.13 – Vue en coupe longitudinale d'un quart de calorimètre montrant la structure pseudo-projective des cellules.

du calorimètre. Outre les séparations entre parties centrale et avant, on distingue aussi les portions électromagnétiques et hadroniques. Le tableau 2.2 donne les caractéristiques des différentes parties du calorimètre.

Parties électromagnétique et hadronique

Le calorimètre est conçu pour mesurer l'énergie de deux types de particules : les particules électromagnétiques, photons et électrons, auxquelles est dédiée la partie EM (*ElectroMagnrtic*) du calorimètre et les particules hadroniques auxquelles sont dédiées deux parties, une partie fine FH (*Fine Hadronic*) et une partie grossière (*Coarse Hadronic*).

En traversant la matière, les photons et électrons perdent leur énergie lors d'interaction électromagnétique (bremsstrahlung pour les électrons et production de paires pour les photons). La longueur après laquelle les électrons d'une gerbe ont perdu 63% de l'énergie de l'électron initial est appelée longueur de radiation X_0 . Pour l'uranium $X_0 \sim 0.32$ cm et il faut environ 8 cm pour contenir 99% de l'énergie de la gerbe. La partie EM du calorimètre de $D\emptyset$ est donc située au plus près du centre du détecteur et est profonde d'environ 21 longueurs de radiations.

Les particules hadroniques interagissent avec la matière par des interactions nucléaires et les gerbes qu'elles développent sont plus complexes. La longueur caractéristique est

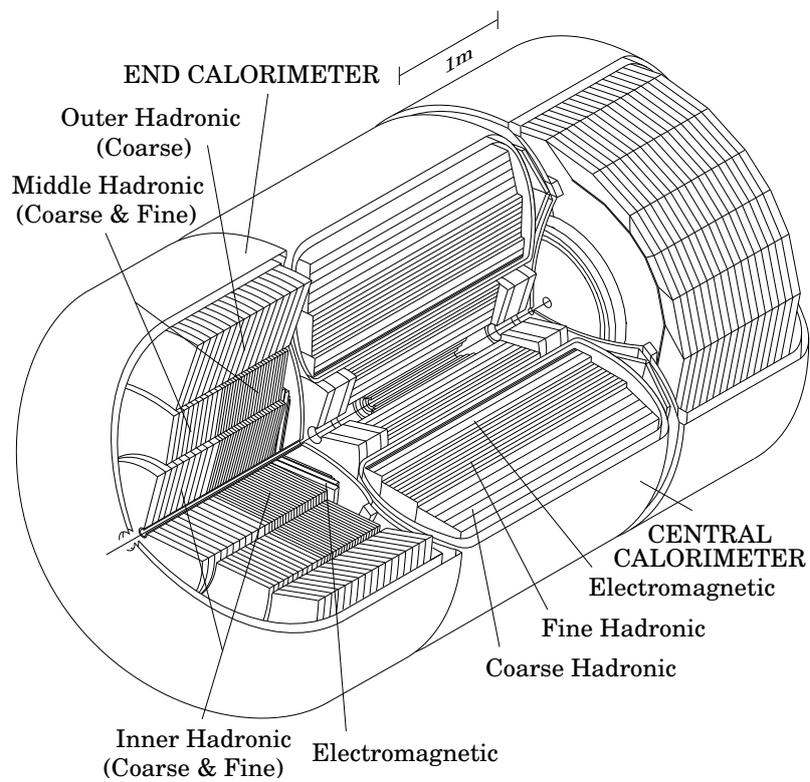


FIG. 2.14 – Vue d'ensemble du calorimètre

la longueur d'interaction λ_I qui correspond au libre parcours moyen avant une interaction inélastique. Pour l'uranium, $\lambda_I \sim 10.5$ cm ce qui est supérieur à la profondeur du calorimètre EM. La partie hadronique constitue donc les couches extérieures du calorimètre, les parties CH et FH sont toutes deux profondes de 3.2 longueurs de d'interaction.

Le calorimètre central

La partie électromagnétique du calorimètre central est composée de 4 couches longitudinales notées EM1, EM2, EM3 et EM4. Au Run I, les gerbes électromagnétiques atteignaient leur maximum de développement dans la couche EM3 et celle-ci a donc une segmentation plus fine que dans le reste du calorimètre (0.05×0.05 au lieu de 0.1×0.1). Au Run II, l'ajout de matériel supplémentaire, essentiellement le solénoïde, a déplacé ce maximum vers la couche EM2.

La partie hadronique centrale est composée de 3 couches pour la partie FH (FH1, FH2 et FH3) et d'une seule couche pour la partie CH. Dans cette dernière sous-partie, l'absorbeur n'est pas de l'uranium mais du cuivre.

Les calorimètres avant

Dans les calorimètres avant, les couches le constituant sont transverses. La structure de la partie EM est la même que dans le calorimètre central, la seule différence étant que les plaques d'absorbeurs sont un peu plus épaisses. Par ailleurs, pour les grandes valeurs, de η la granularité est moins bonne : la couche EM3 passe en 0.1×0.1 pour $|\eta| > 2.6$ et toutes les couches passent en 0.2×0.2 pour $|\eta| > 3.2$.

Les parties hadroniques sont subdivisées en trois : une région interne (*inner*) , une moyenne (*middle*) et une externe (*outer*), *c.f.* figure 2.14. Les deux premières régions comportent une partie FH et une partie CH dont l'absorbeur est de l'acier inoxydable, la dernière région est formée d'une couche CH avec de l'acier inoxydable.

Détecteurs "massless gap"

Dans le but d'améliorer encore la mesure de l'énergie des particules passant dans la zone inter-cryostat, des détecteurs dits *massless gap* ont été mis en place. Ils se situent dans les cryostats des calorimètres central et avant, entre les modules et la paroi des cryostats dans la zone $0.8 < \eta < 1.4$. Ce sont des cartes de lectures plongées dans l'argon liquide qui utilisent les cryostats comme milieux absorbeurs.

Performances du calorimètre

Pour le Run I, la réponse des modules du calorimètre à des faisceaux de pions et d'électrons a été testée [53]. La résolution sur l'énergie des particules s'écrit :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 \quad (2.4)$$

Calorimètre	CCEM	CCFH	CCCH	ECEM	ECInner		ECMiddle		EC outer CH
					Inner FH	Inner CH	Middle FH	Middle CH	
# modules	32	16	16	1	1	1	16	16	16
# de niveaux	4	3	1	4	4	1	4	1	1
épaisseur d'absorbeur	3 mm Ur	6 mm Ur	46.5 mm Cu	4 mm Ur	6 mm Ur	46.5 mm Inox	6 mm Ur	46.5 mm Inox	46.5 mm Inox
épaisseur des niveaux	2,2,7 et 10 X_0	1.3, 1 et 0.9 λ_I	3.2 λ_I	0.3, 2.6, 7.9, 9.3 X_0	1.2 λ_I chacun	3.6 λ_I	1 λ_I chacun	4.1 λ_I	7 λ_I
X_0 totale	20.5	96	32.9	20.5	121.8	32.8	115.5	37.9	65.1
λ_I totale	0.76	3.2	3.2	0.95	4.9	3.6	4	4.1	7
fraction échantillonnage	11.79 %	6.79 %	1.45 %	11.9 %	5.7 %	1.5 %	6.7 %	1.6 %	1.6 %
# voies de lecture	10368	3000	1224	7488 × 2	4288 × 2	930 × 2	1430 × 2	1340 × 2	1340 × 2
acceptance	< 1.2	< 1	< 0.6	1.4-4	1.6-4.5	2-4.5	1-1.7	1.3-1.9	0.7-1.4

TAB. 2.2 – Résumé des caractéristiques des différentes parties du calorimètre : Ur = uranium appauvri, Cu = cuivre et Inox = acier inoxydable

où E est l'énergie mesurée, C est le terme constant dû aux erreurs d'intercalibration, S est le terme d'échantillonnage dû aux fluctuations des gerbes et N est le terme de bruit dû à l'électronique et à l'uranium. Dans le calorimètre central, les mesures suivantes ont été obtenues pour les électrons (à gauche) et les pions (à droite) :

$$\begin{array}{ll} C = 0.003 \pm 0.002 & C = 0.032 \pm 0.004 \\ S = 0.157 \pm 0.005 \text{ GeV}^{1/2} & S = 0.41 \pm 0.04 \text{ GeV}^{1/2} \\ N = 0.140 \text{ GeV} & N = 0.128 \text{ GeV} \end{array}$$

Au Run II, l'électronique de lecture a changé et de nouveaux matériaux ont été installés devant le calorimètre. Ceci dégrade la résolution. Actuellement, des études Monte-Carlo estiment la résolution sur les électrons à [4] :

$$\begin{array}{l} C = 0.004 \pm 0.002 \\ S = 0.23 \pm 0.01 \text{ GeV}^{1/2} \\ N = 0.202 \pm 0.006 \text{ GeV} \end{array}$$

Le travail continue pour améliorer encore ces résultats.

2.2.4 Spectromètres à muons

Les muons sont les seules particules détectables à pouvoir traverser entièrement les autres détecteurs centraux et le calorimètre. Elles sont identifiées grâce au sous-détecteur le plus externe de $D\bar{O}$, le spectromètre à muons [46, 92]. Il est composé de deux parties : un système central quasiment inchangé depuis le Run I appelé WAMUS (*Wide Angle MUon System*) couvrant la région $|\eta| < 1$ et un système avant appelé FAMUS (*Forward Angle MUon System*) nouveau pour le Run II et couvrant la région $1.0 < |\eta| < 2.0$. Ces deux systèmes sont composés de 3 couches de détection et d'un aimant toroïdal en fer capable de délivrer un champ de 1.8 Teslas. Il permet ainsi de mesurer l'impulsion des muons. Mais les interactions multiples dans le fer limitent la résolution de cette mesure et il faut utiliser l'information du système de traces centrales pour atteindre une résolution de 15%. La figure 2.15 montre la disposition de l'aimant et des trois couches A, B et C pour le WAMUS.

Le détecteur central

Les 3 couches du WAMUS sont constituées de chambres à dérive appelées PDT (*Proportional Drift Tubes*). Il y a 94 PDT de dimension $2 \times 1 \text{ m}^2$ pour une épaisseur de 0.2 m. Elles sont constituées de couches de tubes d'aluminium de section rectangulaire $10 \times 5 \text{ cm}^2$. Ces tubes contiennent un mélange gazeux de 80% d'argon, 10% de méthane et 10% de CF_4 . Ils possèdent deux cathodes sur leur faces internes et ils sont parcourus en leur centre par un fil anodique. Ce système permet ainsi la dérive des électrons d'ionisation du gaz en un temps d'environ 500 ns. La résolution sur la position est de l'ordre de 500 μm .

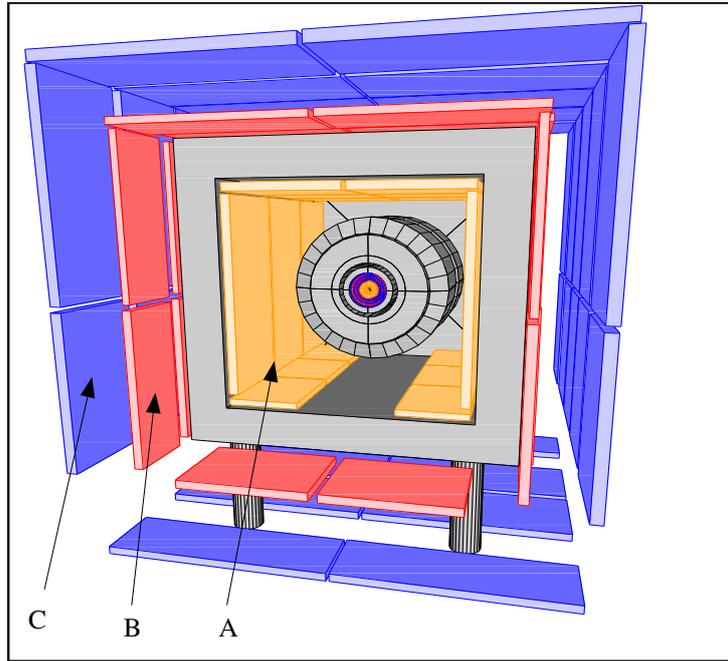


FIG. 2.15 – Le détecteur à muons central. Le large carré gris correspond à l’aimant toroïdal.

À chaque couche de PDT sont associées des couches de scintillateurs (les scintillateurs associés aux couches A et B n’existaient pas au Run I). Leur très court temps de réponse leur permet d’être utilisés pour le déclenchement en association avec le CFT, de servir de temps de référence pour calculer le temps de dérive et de rejeter les muons cosmiques.

Les détecteurs avant

Le système de détection à l’avant est similaire au système central. Néanmoins, des chambres PDT n’auraient pas pu supporter les radiations dues à la haute luminosité du Run II. Elles ont donc été remplacées par d’autres chambres à dérive, les MDT (*Mini Drift Tubes*). Elles sont composées de tubes de section carrée de taille $0.1 \times 0.1 \text{ m}^2$ remplis d’un mélange gazeux de 90% de CF_4 et de 10% de CH_4 . Le temps de dérive dans les MDT est de 60 ns. Elles ont l’avantage d’être résistantes aux radiations et d’avoir une efficacité de déclenchement proche de 100%. La précision sur la position est de 0.7 mm environ.

Les 3 couches de MDT sont chacune associées à une couche de scintillateurs. Ceux-ci sont disposés en plan de pixel ayant une segmentation en $\eta \times \phi$ de 0.12×0.78 . Ils jouent le même rôle que les scintillateurs de la partie centrale.

2.2.5 Les luminomètres et le calcul de la luminosité

Dans un collisionneur, le taux d'évènements attendus est proportionnel à la section efficace de réaction des particules entrant en collision :

$$R = \mathcal{L}\sigma_{p\bar{p}} \quad (2.5)$$

Au Tevatron, la luminosité instantanée délivrée est donnée par la formule [13]

$$\mathcal{L} = \frac{fN_pN_{\bar{p}}B}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} F(\sigma_l/\beta^*) \quad (2.6)$$

où f est la fréquence de révolution dans le Tevatron, N_p et $N_{\bar{p}}$ le nombre de protons et d'antiprotons dans un paquet, B le nombre de paquets en circulation, σ la dispersion transversale des faisceaux au point d'interaction et F une fonction dépendant du rapport σ_l , longueur d'un paquet, sur β^* , longueur caractéristique dépendant de la configuration des aimants du Tevatron. La luminosité dépend donc des caractéristiques intrinsèques aux paquets et ces caractéristiques ne sont pas connues précisément à DØ . La luminosité est donc mesurée à DØ grâce à des détecteurs spéciaux.

2.2.6 Les moniteurs de luminosité

Il y a deux moniteurs placés sur les parois des calorimètres avant. Ils sont situés à environ $z = \pm 140$ cm, au centre des détecteurs de pied de gerbes FPS. Ils sont formés de 24 scintillateurs disposés en disque et couvrent la région $2.7 < |\eta| < 4.4$. Ils sont représentés sur la figure 2.16.

Ces moniteurs sont utilisés pour signer l'occurrence d'une interaction unique ou multiple lors d'un croisement de faisceau. Ils détectent le passage des particules déviées lors de ces interactions. Ils ont une précision temporelle de 0.2 ns environ [108] et ceci leur permet de distinguer le signal venant d'une interaction, où les partons résultants atteignent les deux moniteurs en même temps, du signal d'une particule issue du halo du faisceau qui met environ 9 ns pour traverser le détecteur entre les deux moniteurs. Comme expliqué dans le paragraphe suivant, le nombre d'occurrences d'interaction permet de calculer la luminosité.

Le calcul de la luminosité

Chaque coup compté dans les moniteurs de luminosité correspond à une interaction inélastique $p\bar{p}$. La section efficace de ce processus est connue, elle a été mesurée au Run I et extrapolée pour le Run II, elle vaut $\sigma_{\text{inel}} = 57.55 \pm 1.7$ mb. Le nombre de coups compté dans les luminomètres permet donc de mesurer la luminosité [116, 118, 117, 91].

La probabilité d'avoir n interactions inélastiques par croisement de paquets est donnée par une loi de Poisson

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (2.7)$$

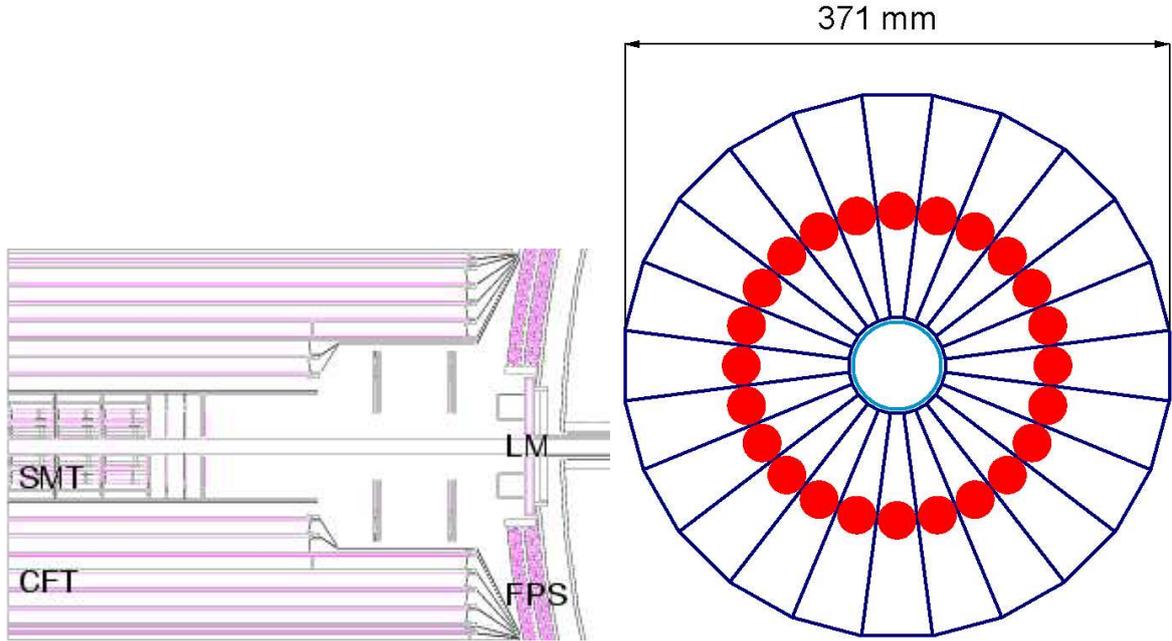


FIG. 2.16 – Moniteurs de luminosité. Sur la figure de gauche, ils sont notés LM.

μ est le nombre d'interaction par croisement de paquets. Il n'est pas directement mesurable mais est relié à la probabilité d'avoir au moins une interaction lors d'un croisement par la formule

$$\mu = -\ln(1 - P(n > 0)) \quad (2.8)$$

et cette probabilité est simplement donnée par le rapport entre le nombre de coups compté dans le luminomètre par celui où il y aurait pu avoir interaction : $P(n > 0) = N_{LM}/N_{ticks}$. Ce dernier nombre est noté N_{ticks} car il y a un croisement potentiel par *ticks* (voir figure 2.5). Par ailleurs, le nombre moyen d'interaction par seconde, $\mu f = dN/dt$ est lié à la luminosité par $dN/dt = \mathcal{L}\sigma_{\text{eff}}$, où σ_{eff} est obtenue à partir de σ_{inel} en tenant compte de l'acceptance et de l'efficacité du détecteur de luminosité ($\sigma_{\text{eff}} = 43.26 \pm 2.07$). On a donc

$$\mathcal{L} = -\frac{f}{\sigma_{\text{eff}}} \ln\left(1 - \frac{N_{LM}}{N_{ticks}}\right) \quad (2.9)$$

Cependant cette formule n'est valable que si tous les croisements sont strictement identiques, ce qui est faux puisque les caractéristiques des paquets peuvent varier. Il faut donc calculer indépendamment la luminosité pour chaque croisement potentiel et sur des temps suffisamment courts pour que les paquets varient peu. On calcule donc la luminosité par périodes appelées "blocs de luminosité" durant au maximum 60 s. Pour un tel bloc, la luminosité s'écrit :

$$\mathcal{L} = -\frac{f/159}{\sigma_{\text{eff}}} \sum_{i=1}^{159} \ln\left(1 - \frac{N_{i LM}}{N_{ticks}/159}\right) \quad (2.10)$$

Il faut aussi tenir compte de la disponibilité du système d’acquisition. Les algorithmes du niveau 1 du système de déclenchement (décrit section suivante) peuvent ne pas être actifs ou inactifs en même temps. Par exemple, certains “triggers” pour les jets ne fonctionnent que pour les premiers paquets de super-paquets ou un trigger ayant une haute probabilité de déclencher et peut bloquer le système d’acquisition. Pour ces raisons, il faut calculer la luminosité pour chacun des 128 algorithmes trigger de niveau 1 disponibles et donc calculer pour chacun d’entre eux et pour chaque croisement potentiel un facteur d’exposition. Ceci représente 128×159 facteurs à calculer et la mise en oeuvre matérielle que cela implique est onéreuse. On a donc regroupé ces algorithmes en 8 “groupes d’exposition” qui ont des sources d’inactivité communes corrélées aux faisceaux. La formule finale s’exprime pour l’algorithme de niveau 1 numéro n

$$\mathcal{L}(n) = -\frac{f/159}{\sigma_{\text{eff}}} \frac{N_n \text{ décorrélé}}{N_{\text{ticks}}} \sum_{i=1}^{159} \frac{N_i \text{ groupe exp } n}{N_{\text{ticks}}} \ln\left(1 - \frac{N_i \text{ LM}}{N_{\text{ticks}}/159}\right) \quad (2.11)$$

où $N_i \text{ groupe exp } n$ est le nombre de croisements auquel le groupe de l’algorithme n a été exposé en tenant compte des sources d’inactivité corrélées et $N_n \text{ décorrélé}$ le nombre de croisements auquel l’algorithme n a été exposé en tenant compte uniquement des sources d’inactivité décorrélées. La luminosité reçue par DØ en septembre 2003 est montrée sur la figure 2.17. Il est à noter que l’efficacité de la prise de donnée est en constante augmentation depuis le début de la prise de données.

2.2.7 Le système d’acquisition et de déclenchement

Le taux d’évènements au Tevatron (équation 2.5) est très important à cause de la forte luminosité et de la forte section efficace d’interaction. Il est impossible d’enregistrer tous ces évènements et bon nombre d’entre eux ne présentent pas d’intérêt physique. Le système de déclenchement (ou *trigger*) [5, 30] permet de trier les évènements au fur et à mesure qu’ils se produisent dans le détecteur pour ne garder que les plus intéressants.

Le système de déclenchement fonctionne en 4 étapes dont la première, L0, est une simple détection d’interaction dans les moniteurs de luminosité. Le taux d’évènements à traiter par les trois niveaux suivants (L1, L2 et L3) est de 2.5 MHz à l’entrée du niveau 1, et en sortie du niveau 3 ce taux est réduit à 50 Hz. Pour le Run II, le système a été renouvelé, en particulier l’étape 2 n’existait pas au Run I, et commence juste à être pleinement opérationnel. Le schéma de fonctionnement général du système est donné figure 2.18

Le niveau 1

Pour prendre une décision, le déclenchement de niveau 1 [9] utilise l’information du CFT, des détecteurs de pieds de gerbes (CPS et FPS), du CFT, des scintillateurs et des chambres à muons. Ces différents sous-détecteurs communiquent au système de niveau 1 grâce à des bits d’informations appelés termes “AND/OR”. Le niveau 1 peut traiter 128

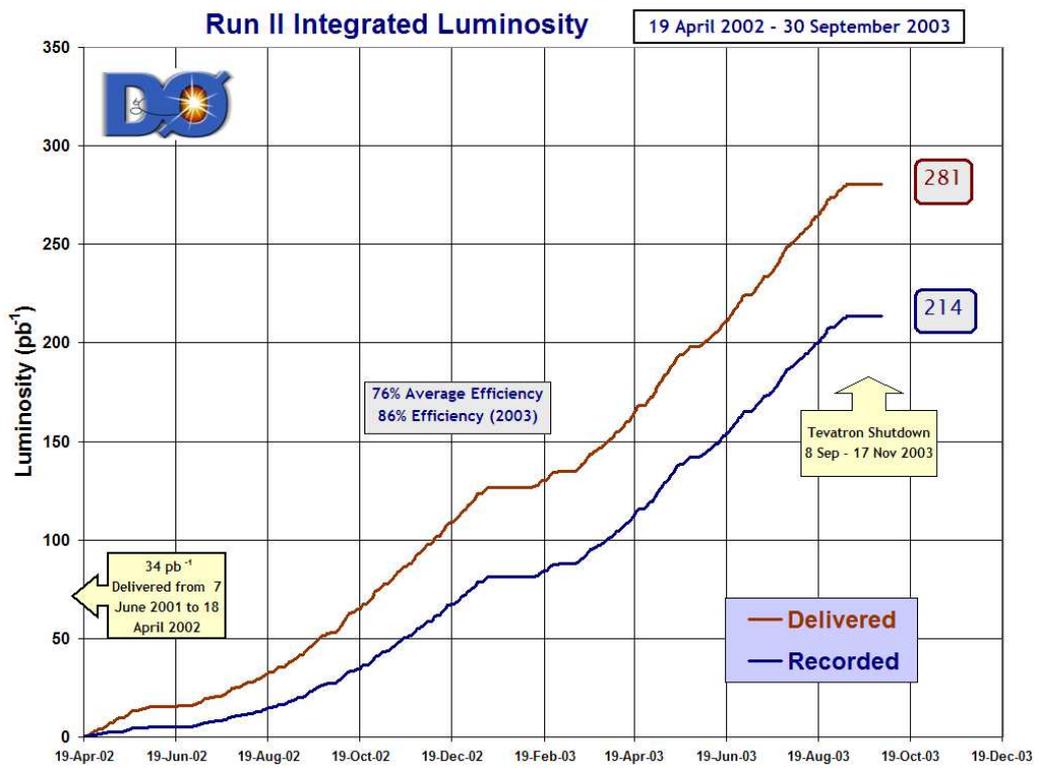


FIG. 2.17 – Luminosité reçue à DØ

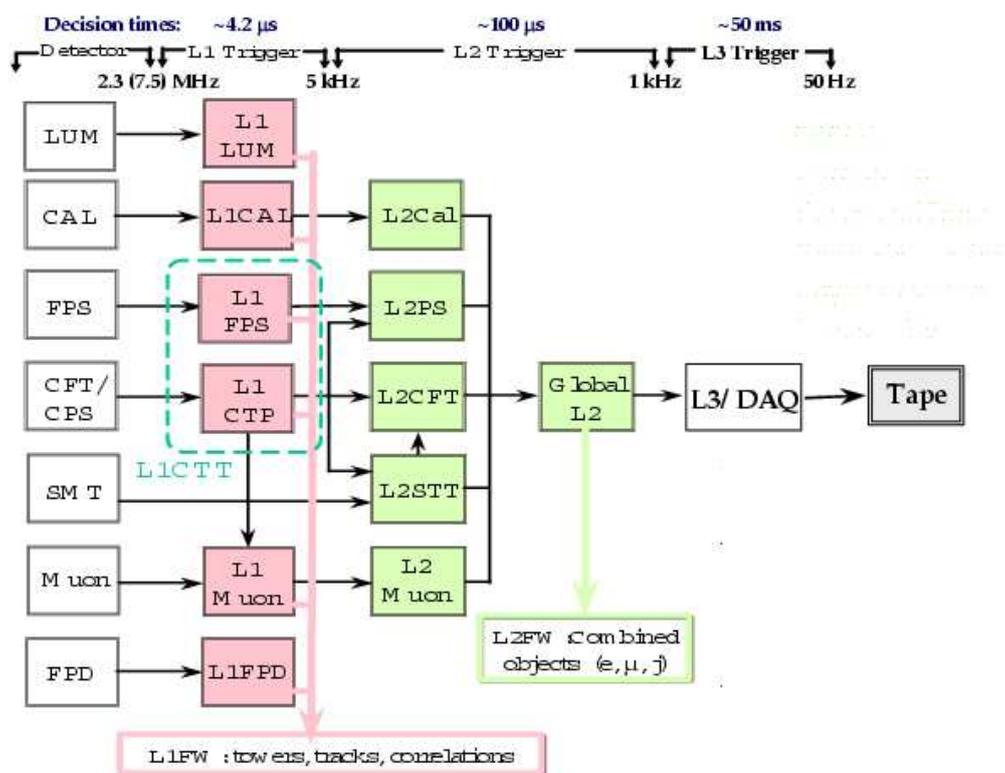


FIG. 2.18 – Schéma de l'architecture du système de déclenchement de DØ

combinaisons de tels termes et si l'une d'entre elles est positive, l'information sera traitée par le niveau 2. Le système doit prendre une décision toutes les 132 ns, il a suffisamment de mémoire pour retenir l'information de 32 croisements ce qui lui permet d'avoir un temps de décision de $4.2 \mu\text{s}$.

Pour le calorimètre, le niveau 1 utilise l'information venant de zones du calorimètre : des tours de taille $\eta \times \phi = 0.2 \times 0.2$ ou des tuiles de taille $\eta \times \phi = 0.8 \times 1.6$. On peut déclencher sur des dépôts localisés dans de telles zones ou sur des configurations globales comme par exemple une certaine quantité d'énergie transverse totale.

Le CFT permet de déclencher au niveau 1 sur la présence de traces. A ce niveau, les traces ne sont reconstruites que dans le plan transverse par un algorithme rudimentaire qui compare la compatibilité d'ensemble d'impacts avec ceux qu'auraient laissé des traces de différents P_T . L'information peut aussi être combinée à celle des détecteurs de pieds de gerbes pour signer une association trace/dépôt d'énergie.

Pour les muons, le niveau 1 utilise l'information des chambres à dérive et des scintillateurs. Des algorithmes spéciaux pour le trigger niveau 1 sont utilisés pour reconstruire des traces et utilisent l'information du CFT pour estimer leurs impulsions. Ceci permet de déclencher sur des 4 seuils d'impulsion différents.

Le niveau 2

Quand un événement a été accepté par le niveau 1 les informations du système de déclenchement sont envoyées au niveau 2 [88, 10]. Elles sont alors traitées en deux étapes : dans la première, un système de "préprocesseurs" traite séparément l'information des sous-détecteurs afin de construire des "pré-objets" de physique. Cette phase est limitée à une durée de $50 \mu\text{s}$. Dans une deuxième étape, les pré-objets sont utilisés conjointement pour calculer de nouvelles caractéristiques de l'évènement (masses invariantes ou séparation angulaire par exemple) puis des critères de qualité sont appliqués et une sélection est effectuée. Le taux d'évènements est réduit de 10 kHz à l'entrée, à 1000 Hz en sortie du niveau 2 et le temps de décision est de 50 à $75 \mu\text{s}$.

Pour le calorimètre, trois préprocesseurs sont utilisés pour construire trois types d'objet : des particules électromagnétiques, des jets et de l'énergie transverse manquante. Tous trois utilisent l'information des tours triggers du niveau 1.

Au niveau 2, l'information du détecteur de vertex SMT est aussi disponible. Deux préprocesseurs sont dédiés au traitement des traces : le premier, le CTT, utilise l'information niveau 1 du CFT et du détecteur de pieds de gerbes CPS. Le deuxième STT construit des traces avec un ajustement entre les traces niveau 1 du CFT et des impacts dans le SMT.

Un préprocesseur est utilisé pour traiter spécifiquement les détecteurs de pieds de gerbes. Des clusters sont reconstruits et éventuellement associés à des traces dans le CFT (pour le détecteur central).

Le préprocesseur pour les muons répète les calculs faits au niveau 1 de manière plus précise et en utilisant des informations supplémentaires. Les pré-objets reconstruits per-

mettent au niveau 3 de ne récupérer l'information du détecteur que dans les zones entourant ces pré-objets.

Le niveau 3

Quand un événement passe le niveau 2, l'information délivrée par tous ces détecteurs est lue et utilisée par le système de déclenchement de niveau 3 [17, 16]. Toute cette information ainsi que celle issue des niveaux 1 et 2, permet une reconstruction assez précise des objets physiques contenus dans l'événement. Ce travail est effectué par une ferme de micro-ordinateurs (sous *Linux*). La seule limitation sur les algorithmes employés est leur temps d'exécution : pas plus de 70 ms. Certains algorithmes utilisés dans la reconstruction différée peuvent être appliqués (comme ceux pour les muons, voir section suivante) sinon des versions simplifiées et plus rapides sont employées. Les objets de physique utilisés pour les sélections sont donc similaires à ceux reconstruits en différé et on envisage également de créer des filtres plus spécifiques encore (capables par exemple de trier les événements Z ou W). Le flot d'entrée de 1000 Hz est finalement réduit à 50 Hz : 50 événements par seconde sont enregistrés sur bandes magnétiques pour analyse ultérieure.

2.3 La reconstruction des événements

Une fois les données issues du détecteur enregistrées dans les systèmes de stockage, elles peuvent être traitées par le programme DORECO. Celui-ci traduit l'information délivrée par les sous-détecteurs en une information utilisable pour les analyses physiques. Le programme est composé de nombreux sous-programmes et se déroule en différentes étapes. D'abord, les événements physiques s'étant produits dans les sous-détecteurs (par exemple, dépôt d'énergie dans le calorimètre ou impacts dans les détecteurs de traces) sont retrouvés à partir de l'information issue de la lecture des voies de ces sous-détecteurs. À cette étape, on applique aussi différentes procédures de calibration. Puis les traces des particules chargées sont reconstruites et à partir de ces traces, le vertex primaire d'interaction ainsi que les éventuels vertex secondaires. Enfin, les objets physiques sont reconstruits en utilisant l'information déjà obtenue : les particules électromagnétiques dans le calorimètre, les muons, les jets et l'énergie transverse manquante de l'événement.

2.3.1 Les traces et les vertex

Dans $D\emptyset$, 3 algorithmes sont proposés pour reconstruire les traces des particules chargées à partir de 10^4 à 10^6 impacts dans les détecteurs de traces centraux. Nous résumons leur principe de fonctionnement [123] :

- “Global Track Finder” [85] (algorithme par défaut). Les détecteurs de traces centraux sont divisés en 4 régions en η . Dans ces 4 régions, l'algorithme construit des “routes” à partir d'impact dans les surfaces les plus externes des détecteurs puis les extrapole vers le centre du détecteur.

- “Histogram track Finding” [96]. Cet algorithme utilise le principe de la transformée de Hough qui est une transformation de l’espace des paramètres que l’on applique au plan transverse puis au plan (r, z) . On effectue ensuite un ajustement de Kalman pour reconstruire les traces.
- “Alternative Algorithm”. A partir des combinaisons de 3 impacts dans les couches supérieures du SMT, l’algorithme extrapole les traces vers le CFT.

Dans les prochaines versions du programme de reconstruction, l’algorithme par défaut devrait être une combinaison des deux derniers évoqués.

Une fois les traces obtenues, on peut rechercher les vertex de l’interaction [66]. Avec une luminosité de l’ordre de $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, on attend 2.5 interactions de biais minimum supplémentaires. Parmi les vertex reconstruits, il faut alors pouvoir distinguer le vertex de l’interaction dure (celle physiquement intéressante) des autres. L’algorithme d’identification procède comme suit. On considère toutes les traces de faible paramètre d’impact et on effectue plusieurs recherches successives de leur origine commune par ajustement. À chaque étape, la trace contribuant le plus au χ^2 de l’ajustement est éliminée ; lorsque $\chi^2 < 10$ on considère qu’un vertex est identifié et on réitère la procédure avec les traces restantes jusqu’à épuisement de celles-ci. Le vertex primaire est alors sélectionné en comparant les impulsions transverses des traces qui en sont issue.

2.3.2 La reconstruction des particules électromagnétiques

Les objets électromagnétiques sont issus de l’information récoltée dans le calorimètre et plus particulièrement du calorimètre électromagnétique. Associée à l’information sur les traces et celle donnée par les détecteurs de pied de gerbes, elle permet d’identifier les électrons et les photons et de les distinguer du signal dû à des particules hadroniques.

L’algorithme de reconstruction par défaut est basé sur les caractéristiques générales des électrons ou photons à haute énergie issus des collisions dures. Ceux-ci forment des gerbes compactes, essentiellement localisées dans le calorimètre EM et ont une forme caractéristique de goutte d’eau (“tear drop”). À partir d’une tour de cellule contenant une énergie $E_T > 0.5 \text{ GeV}$, on considère l’ensemble de cellules situé dans un cône centré sur la tour et de rayon angulaire $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.4$. Cet ensemble est appelé *cluster* et on ne sélectionne que ceux vérifiant [74] :

- $E_T > 9 \text{ GeV}$,
- EM fraction ≥ 0.9 . Cette variable est le rapport entre l’énergie du cône contenue dans la partie EM du calorimètre et l’énergie totale.
- isolation ≤ 0.2 . Où l’isolation est le rapport entre l’énergie d’un cône de rayon 0.2 centré dans le cône de rayon 0.4 et l’énergie de ce cône.

Les clusters sélectionnés sont appelés candidats EMparticle. On leur associe une impulsion en considérant leur énergie, la position du centre de gravité dans la couche EM3 et la position du vertex primaire.

Ces candidats peuvent être associés à des clusters reconstruits dans les détecteurs de pieds de gerbes et/ou à des traces du CFT. Dans ce cas, on tient compte de l’information

supplémentaire pour corriger l'énergie et l'impulsion du candidat.

Deux autres algorithmes peuvent être utilisés pour créer les clusters sur lesquels on fait la sélection. Le premier, *CellNN*[102], reconstruit les clusters à partir d'une étude couche par couche des cellules du calorimètre. L'autre, *SEMReco*[68], est optimisé pour identifier les électrons de basse énergie : il part de traces reconstruites qu'il extrapole et qu'il cherche à associer à des dépôts dans le calorimètre électromagnétique.

Enfin, la collaboration a défini des critères précis et plus stricts que la sélection effectuée sur les clusters pour identifier de bons candidats électromagnétiques[4]. Ces critères sont ceux déjà décrits mais aussi d'autres comme celui de la matrice H [22], qui est reliée à la forme de la gerbe dans le calorimètre, ou celui de la proximité d'un bord de module.

2.3.3 La reconstruction des muons

La première étape de cette reconstruction commence par l'étude des impacts enregistrés dans les chambres à dérives. Par ajustement, on reconstruit pour chaque couche (A, B et C) des segments locaux contenant des impacts. Puis on ajuste les segments des couches B et C de manière à former des segments plus longs (ce qui est possible, ces deux couches étant situées du même côté de l'aimant toroïdal). Ensuite, ces segments sont combinés avec l'information des scintillateurs et enfin un ajustement tenant compte de l'aimant est réalisé pour les associer avec les segments de la couche A. Si des segments des couches B et C ne peuvent être associés, ils sont rejetés. Au contraire, on garde les segments de la couche A non associés car ils peuvent correspondre à des muons qui ont été piégés par l'aimant[11].

Parmi les traces reconstituées, on ne conserve que celles pointant vers le vertex central. Grâce à l'aimant toroïdal, il est possible de calculer l'impulsion du muon. Enfin, si l'extrapolation de la trace correspond à une trace du détecteur central, on utilise cette information pour affiner la mesure de l'impulsion.

2.3.4 La reconstruction des jets et de l'énergie transverse manquante

Les jets hadroniques sont un ensemble de particules provenant de l'hadronisation d'un quark ou d'un gluon. Ils déposent leur énergie essentiellement dans la partie hadronique du calorimètre et deux types d'algorithmes[78] sont utilisés pour les identifier à partir de ce dépôt. Les algorithmes de cônes [20] utilisent l'énergie déposée dans les tours du calorimètre et se déroulent en trois étapes. On part d'abord de tours calorimétriques de 2 cellules sur 2 cellules et d'énergie transverse supérieure à 1 GeV ; celles-ci définissent une direction initiale. Puis on construit autour d'elles des cônes de rayon angulaire ΔR (on utilise couramment $\Delta R = 0.5$ ou $\Delta R = 0.7$) et on calcule le quadri-vecteur associé à ce

cône :

$$\begin{aligned}
P &= (E, \vec{p}) = \sum_{\text{cell. dans cône}} (E^i, \vec{p}^i) \\
y &= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \\
\phi &= \tan^{-1} \frac{p_y}{p_x}
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Si la nouvelle direction ainsi calculée est trop éloignée de la direction initiale, on recalcule un cône autour de la nouvelle direction. On réitère le processus jusqu'à ce que la direction calculée soit stable (en général, 2 ou 3 itérations). Au candidat jet ainsi constitué on applique différents critères de qualité portant sur l'énergie transverse du jet (≥ 8 GeV), sa fraction d'énergie dans le calorimètre CH ou EM, la répartition de l'énergie à l'intérieur du jet.

Un autre type d'algorithme de jets, dit de k_T [56], consiste en une itération d'agrégation de cellules où il y a eu un dépôt d'énergie. Cet algorithme a l'avantage de mieux prendre en compte les caractéristiques des gerbes hadroniques, mais il est en revanche très sensible aux paramètres qu'il utilise ou aux bruits dans le calorimètre.

Lorsque des particules indétectables telles des neutrinos (ou d'éventuelles particules au-delà du modèle standard) sont issues d'une collision elles portent une impulsion transverse qui n'est pas repérée dans le détecteur. La présence d'impulsion transverse manquante signe donc la présence de telles particules. L'impulsion transverse totale étant conservée et nulle, une impulsion transverse non-nulle dans le calorimètre (compte tenu de la présence éventuelle de muons) correspond à de l'énergie transverse manquante. L'énergie transverse est obtenue en effectuant la somme vectorielle des énergies par cellule ou par tour calorimétrique. Les points délicats de cette reconstruction sont les seuils minimum en énergie à imposer pour la prise en compte des tours ou cellules et l'élimination des "cellules chaudes" effectuée par l'algorithme NADA[77, 67]. Enfin, il faut noter que le mécanisme de *zero suppression* (voir partie 3.1.2) a une forte influence sur le calcul de l'énergie transverse manquante.

Chapitre 3

L' inter-calibration du calorimètre de DØ

3.1 Les différentes étapes de calibration

Afin d'obtenir la meilleure précision possible sur les différentes grandeurs mesurées dans le calorimètre (énergies et positions des particules électromagnétiques, des jets, énergie transverse manquante), plusieurs étapes de calibration sont nécessaires. Celles-ci se font au niveau de l'électronique de lecture du calorimètre (on dit "on line") mais aussi au niveau des objets reconstruits après analyse des données ("off line"). Dans cette partie nous décrivons d'abord la chaîne de lecture du calorimètre puis les méthodes de calibration utilisées autres que l'intercalibration en ϕ .

3.1.1 La pureté de l'argon liquide

L'argon liquide, le milieu actif du calorimètre, est bien sûr le premier élément déterminant de la réponse du détecteur. Pour avoir une bonne sensibilité, il est essentiel que le liquide soit le plus pur possible : si d'autres éléments sont présent dans l'argon, ceux-ci peuvent réabsorber une partie des électrons libérés par le passage d'une particule et donc diminuer la charge récoltée et mesurée. La figure 3.1 illustre l'effet de la pollution par des molécules d'O₂. L'argon liquide utilisé pour le Run I a été conservé et est réutilisé dans le Run II. En effet, des mesures de pureté ont été réalisées en étudiant la réponse de l'argon à des sources radioactives alpha et bêta et en la comparant à la réponse d'autres échantillons pollués. Le faible niveau de pollution, inférieur à 0.5 ppm, a justifié la réutilisation de l'argon pour le Run II [57].

3.1.2 La chaîne de lecture

On a vu dans la partie 2.2 que le calorimètre utilisé au Run II est le même que celui du Run I. Néanmoins deux différences entre les conditions de prises de données entre le Run II et le Run I ont entraîné la nécessité de renouveler entièrement l'électronique de

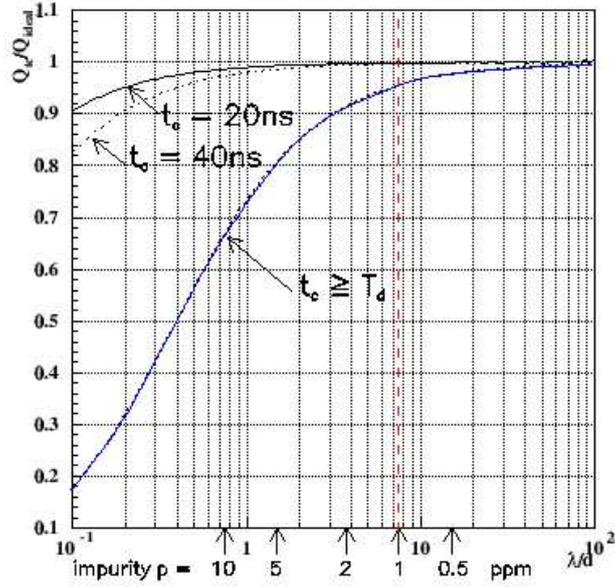


FIG. 3.1 – Effet de la pollution mesurée en ppm sur le rapport signal/signal optimal.

lecture du calorimètre. Ces deux différences sont d'une part la luminosité qui, entre le Run I et le Run II, doit augmenter d'un facteur 20 environ, passant de $2.5 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ à $5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ au Run IIb et d'autre part, le temps de croisement entre deux paquets qui diminue de $3.5 \mu\text{s}$ à 396 ns puis éventuellement à 132 ns au Run IIb. Les changements de l'électronique ont essentiellement porté sur :

- la réduction du temps de mise en forme et de lecture du signal,
- la possibilité de stocker le signal le temps que le système de déclenchement de niveau 1 rende sa décision.

Malheureusement cette nouvelle électronique n'est pas encore maîtrisée de façon optimale. Au Run I, la source principale de bruit était la radioactivité de l'uranium et le bruit total était de $\sim 10 - 15 \text{ MeV}$ par cellule dans le calorimètre électromagnétique. Au Run II le but est de garder la contribution électronique au terme de bruit inférieure à 2% mais cet objectif n'est pas encore atteint puisque justement la source de bruit principal est devenue l'électronique et le bruit total est maintenant de $\sim 15 - 50 \text{ MeV}$ par cellule électromagnétique [131].

Pour suivre la description de la lecture du signal physique, on se reportera à la figure 3.2 qui montre le schéma de l'électronique de la chaîne de lecture du calorimètre et la figure 3.3 qui montre le schéma logique de la partie calorimètre du système d'acquisition. Le signal physique est généré par la dérive des charges dans l'argon liquide des cellules du calorimètre. Les cellules sont regroupées en zones $\eta \times \phi = 0.2 \times 0.2$ auxquelles sont associés 2 câbles de 24 voies chacun qui récoltent le courant des 48 cellules correspondantes et le transmettent hors du cryostat où se trouvent tous les composants électroniques. À la sortie du cryostat, le signal passe par les préamplificateurs qui délivrent une tension proportionnelle à la charge

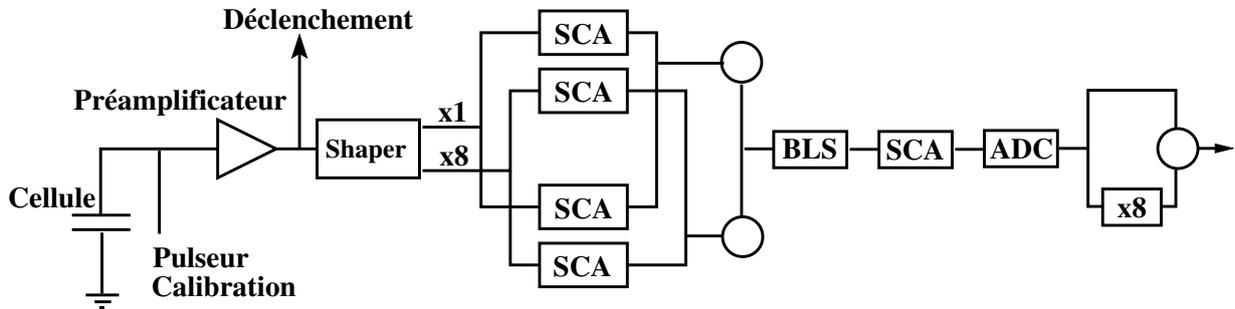


FIG. 3.2 – Électronique de lecture du calorimètre

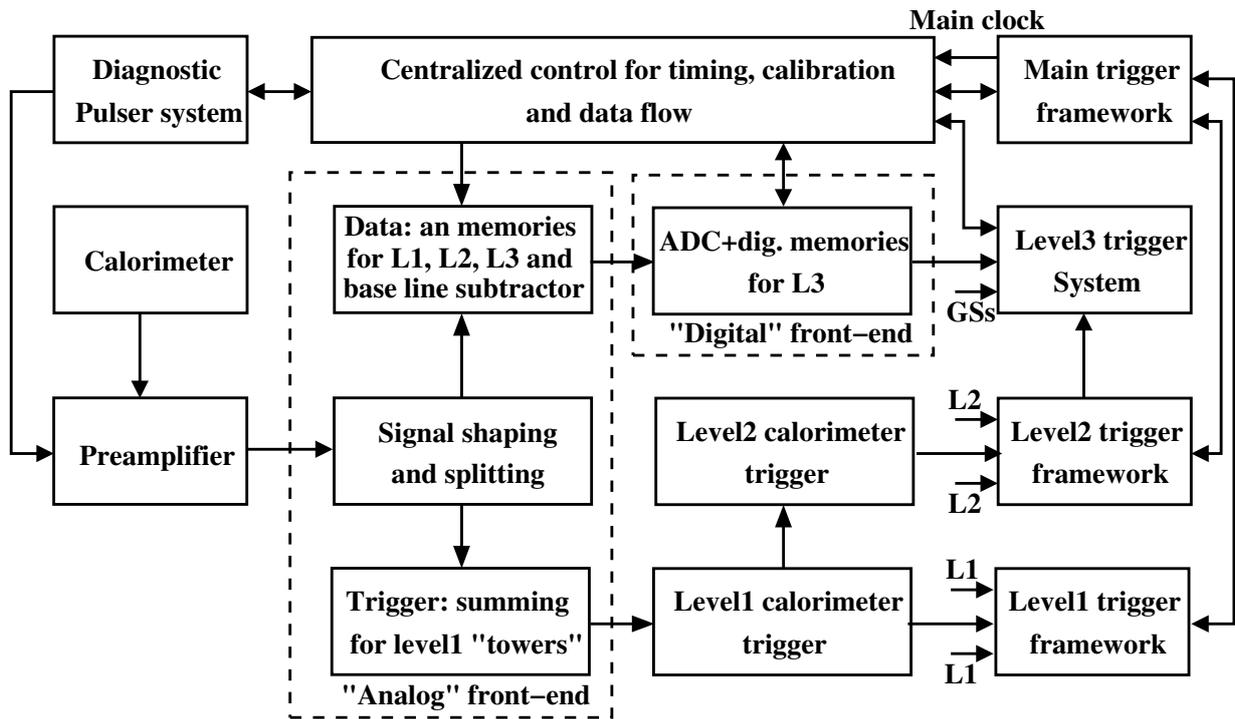


FIG. 3.3 – Schéma logique du flux de données pour le calorimètre

injectée. La géométrie du calorimètre et de ses cellules entraîne que celles-ci n'ont pas toutes les mêmes valeurs de capacité et on a donc prévu 14 types de préamplificateurs pour tenir compte des 14 types de cellules. Le signal en sortie des préamplificateurs est alors presque identique pour chacune des cellules. A ce niveau, le temps de montée du signal est de 400 ns et son temps de descente de $\sim 15 \mu\text{s}$. Pour tenir compte des fréquences élevées de croisement, un "shaper" met en forme le signal de manière à réduire le temps de montée à 320 ns et celui de descente à 500 ns.

En sortie du shaper, le signal est dupliqué et l'une des voies augmentée d'un facteur 8 et les 2 signaux résultants ($\times 1$ et $\times 8$) sont envoyés vers les SCA (Switched Capacity Array). Dans les SCA, le signal physique est lu toutes les 132 ns : la tension mesurée est stockée dans un condensateur pendant que le déclenchement de niveau 1 décide ou non de garder l'évènement. Les SCA possèdent 48 condensateurs par canal ce qui permet au déclenchement de fonctionner sans temps mort et d'atteindre un taux de sortie de 10 kHz. Si l'évènement passe le niveau 1, l'un des signaux, $\times 1$ ou $\times 8$, est sélectionné.

A cause de son long temps de descente après le préamplificateur, le signal peut accumuler de l'information venant de plusieurs croisements de paquets. Pour corriger cela, les BLS (Base Line Subtractor), déduisent du signal la valeur stockée dans les SCA 3×132 ns plus tôt (ce qui correspond au croisement précédent si le temps de croisement est 396 ns).

Le signal est ensuite stocké dans un nouveau SCA pour attendre la décision du déclenchement de niveau 2. Enfin le signal est digitalisé par les ADC (Analogic Digital Converter). Les ADC ont une précision de 12 bits mais grâce à la possibilité de choisir un facteur 8 au niveau du shaper, on l'étend à l'équivalent d'une précision de 15 bits.

Au niveau des ADC, est aussi effectuée l'opération de *zéro suppression*. Régulièrement, c'est-à-dire en théorie dès qu'il n'y a plus de faisceau dans le Tevatron, des prises de données de piédestaux sont effectuées : on mesure les distributions de chaque cellule au repos. La valeur moyenne de ces distributions constitue le piédestal et l'écart-type σ est le bruit naturel de la cellule. L'opération de zéro suppression consiste pour chaque cellule à soustraire du signal la valeur du dernier piédestal enregistré et à ne conserver pour l'acquisition que les cellules dont le signal résultant est supérieur en valeur absolue à 1.5σ (une autre zéro suppression à 2.5σ est appliquée offline par le programme de reconstruction).

3.1.3 Les calibrations électroniques

Le système de pulser

Un système de calibration a été prévu à la conception de la nouvelle électronique du Run II. L'idée est d'ajouter un système électronique capable de générer des pulses de courant électrique au départ de la chaîne de lecture, ceci afin d'étudier la réponse de la chaîne à un signal connu. Cette méthode n'a pas été retenue dans cette configuration car elle nécessite d'introduire de nouveaux câbles et composants dans le cryostat. En fait, le système de calibration est branché à l'extérieur du cryostat avant le passage dans les

préamplificateurs. L'ensemble des voies du calorimètre est ainsi relié à seulement 12 unités de pulser.

Le fait que le système de calibration ne délivre pas son signal au niveau des cellules du calorimètre implique (à cause d'un effet de réflexion dans les cellules) que la chaîne de lecture réponde différemment à ce signal qu'au signal physique. Le travail de calibration [62] a consisté à modéliser la chaîne de lecture avant le préamplificateur en terme de résistance, capacité et inductance puis, après mesure de la réponse au signal de calibration, à extraire ces paramètres par ajustement du modèle (cf. figure 3.4).

Il est alors possible de simuler le signal physique et donc de calculer le rapport entre la charge déposée dans la cellule et la valeur du signal au point d'échantillonnage.

En pratique, ces travaux n'ont été utilisés que récemment pour prendre en compte la différence entre la hauteur du pic du signal physique et celui du signal de calibration qui peut varier de voie à voie.

Calibration en temps

Un autre élément important pour avoir la meilleure réponse possible, est que le moment d'échantillonnage corresponde au maximum de la courbe du signal. Des études sont donc menées pour optimiser ce temps en tenant compte des différences entre les cellules (qui sont importantes entre les parties électromagnétiques et hadroniques). Cette optimisation doit être faite aussi bien pour le signal de physique que celui de calibration.

Corrections de non-linéarités et de gain

De nombreuses imprécisions dans la lecture de l'énergie des cellules peuvent venir des composants situés entre le shaper et la digitalisation du signal. Les pulsers sont aussi utilisés pour corriger et calibrer cette partie de l'électronique de lecture. Pour chacune des voies du calorimètre, le nombre de coups ADC lus en réponse à un signal de pulser, c'est-à-dire un nombre de coups DAC (Digital Analogic Converter), est mesuré. La relation ADC vs DAC doit être linéaire (voir figure 3.5) mais des mesures ont montré que des écarts à cette linéarité, dus aux SCA, peuvent aller jusque 500 MeV. Les paramètres associés à ces non-linéarités ont été calculés et sont maintenant utilisés dans des corrections effectuées au niveau du programme de reconstruction[130].

Les pentes ADC-DAC varient d'une voie à l'autre (ainsi que pour les gains $\times 1$ et $\times 8$) comme le montre la figure 3.6. Les corrections de non-linéarités appliquent donc aussi un coefficient multiplicateur à chacune de ces pentes afin d'uniformiser la réponse des cellules associées au même pulser.

3.1.4 Calibrations intermédiaires

Deux aspects de la calibration du calorimètre peuvent être qualifiés d'intermédiaire dans le sens où ils n'interviennent pas à un niveau spécifique de la chaîne électronique et ne

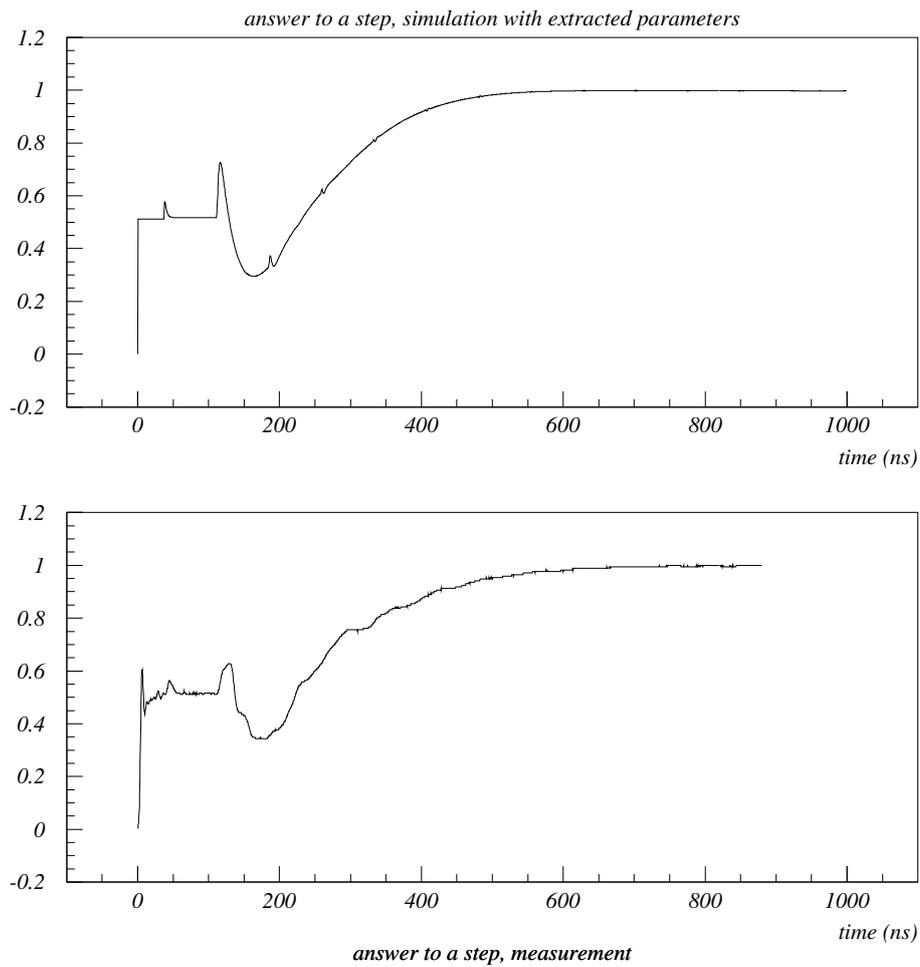


FIG. 3.4 – La simulation à partir des paramètres extraits (en haut) est tout à fait comparable à la mesure de la réponse au pulser (en bas).

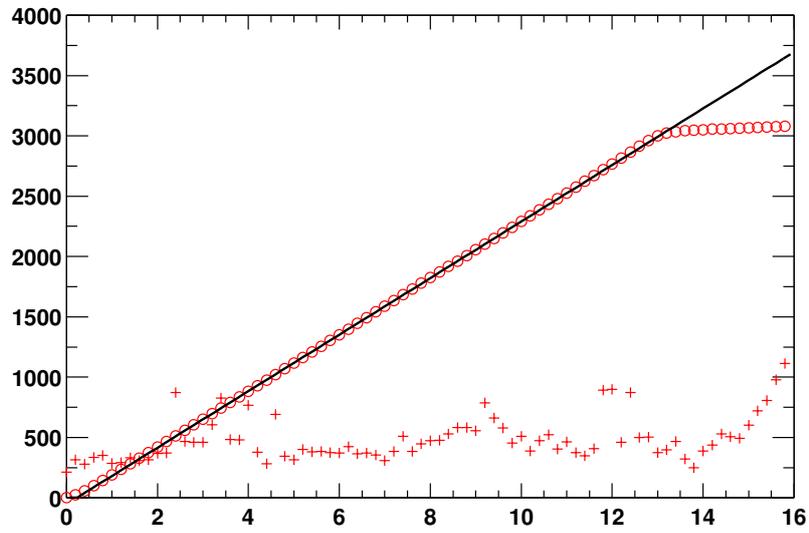


FIG. 3.5 – Réponse ADC versus DAC. Les croix marquent la valeur du bruit $\times 100$

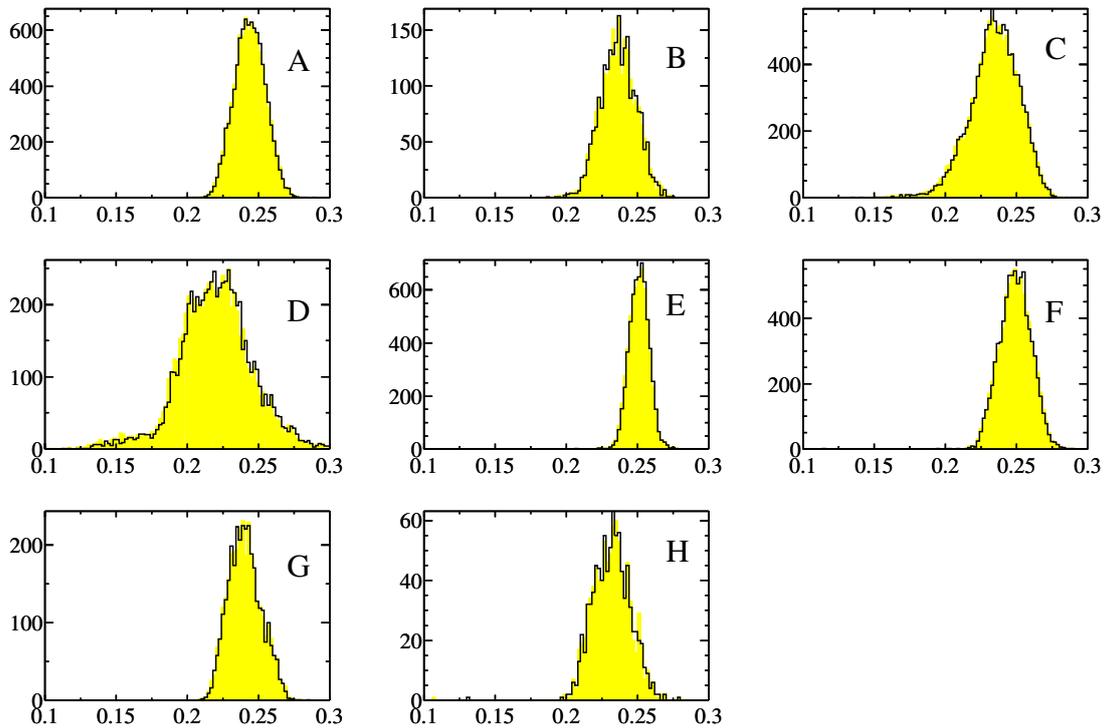


FIG. 3.6 – Distribution des pentes ADC vs DAC pour les gain $\times 8$ pour les différents types de préamplificateurs

concernent pas non plus des objets reconstruits du calorimètre. Il s’agit de l’intercalibration en ϕ , qui sera décrite en détail plus loin, et du calcul des poids par couche, les “calweights”.

Cette dernière méthode vise à optimiser la résolution en énergie des particules détectées dans le calorimètre[60][61]. A cause de la longueur croissante parcourue dans la matière du détecteur, le comportement des gerbes électromagnétiques peut varier selon la couche du calorimètre. Pour compenser cet effet, on applique des coefficients multiplicatifs aux quantités d’énergie déposées couche par couche. Le calcul des coefficients se fait en considérant la réponse du calorimètre à des électrons et des photons d’énergies connues dans des simulations Monte-Carlo. On minimise la grandeur :

$$\sum_{particules} (E_{vraie} - \sum_i a_i L_i)^2 \quad (3.1)$$

où L_i désigne l’énergie de la particule dans la couche i et a_i est le calweight que l’on recherche pour cette couche.

3.1.5 La calibration géométrique

La calibration électronique et l’intercalibration en ϕ permettent de calibrer les cellules du calorimètre par rapport au pulser et les unes par rapports aux autres. Avec la calibration en η , on change de niveau de description : on s’intéresse désormais à la totalité de l’énergie déposée par les particules électromagnétiques dans le calorimètre. Il existe en effet d’autres facteurs que la mesure des énergies des cellules qui peuvent affecter la résolution sur les particules électromagnétiques :

- Selon son angle d’incidence par rapport au faisceau, une particule rencontre plus ou moins de matière, et donc perd plus ou moins d’énergie, avant d’arriver dans le calorimètre (cet effet est en partie corrigé par l’application des “calweights”).
- Les particules qui passent par les bords du calorimètre (entre les cryostats, ou entre deux modules) sont moins bien mesurées.

En utilisant des événements issus de la simulation Monte-Carlo, on peut calculer la différence entre l’énergie retrouvée par les algorithmes de reconstruction et celle de la particule incidente. La figure 3.7 montre cette différence en fonction de η de la particule pour des électrons de 20 GeV. En réalisant des ajustements en fonction de η ou de ϕ de ces différences à partir de plusieurs lots d’électrons (d’énergie comprise entre 5 GeV et 250 GeV), des corrections ont été calculées[42]. D’après les simulations Monte-Carlo, l’application de ces corrections doit améliorer le terme constant et celui en $1/E$ de la résolution en énergie des électrons comme indiqué ci-dessous.

	Avant correction	Après correction
terme en $1/\sqrt{E}$	0.21 ± 0.01	0.202 ± 0.006
terme en $1/E$	0.44 ± 0.09	0.23 ± 0.10
terme constant	0.010 ± 0.001	0.004 ± 0.002

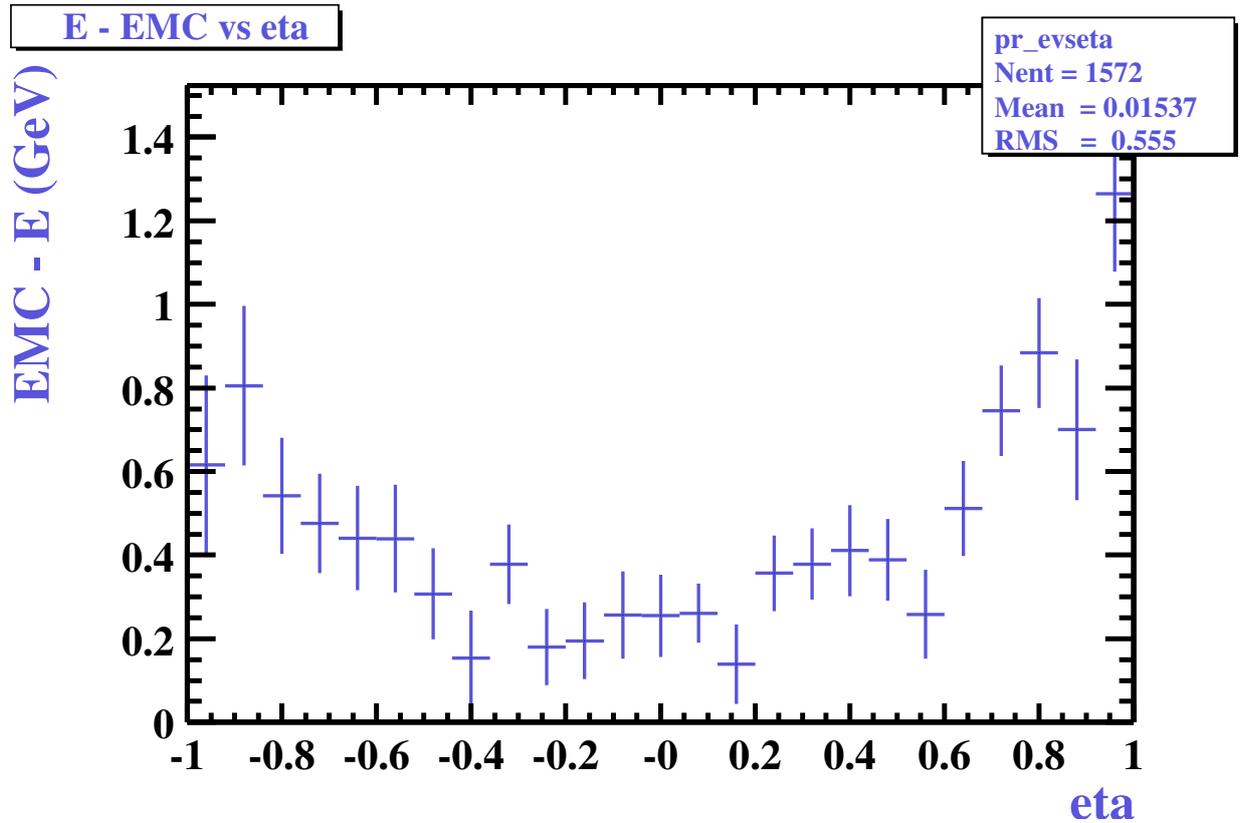


FIG. 3.7 – Perte d'énergie pour des électrons de 20 GeV en fonction de η

3.1.6 Calibration de l'échelle d'énergie

Comme les modules du calorimètre ne sont pas passés par une phase de test en faisceau entre le Run I et le Run II, l'échelle d'énergie (c'est-à-dire le rapport exact entre MeV déposés et nombre de coups ADC lus) ne repose que sur les estimations du Run I et la calibration des cellules par rapport aux pulsers. A ce point, on ne peut donc être certain que de l'échelle d'énergie relative des différentes parties du calorimètre. L'étude de processus physiques connus précisément peut alors permettre d'obtenir une échelle absolue d'énergie.

Dans $D\bar{O}$ une calibration sur la masse du boson Z^0 à été entreprise[54]. On divise le calorimètre en plusieurs zones de calibration et on suppose que dans chacune de ces zones l'énergie mesurée d'une particule électromagnétique est donnée par :

$$E_{\text{mesurée}} = (1 + \epsilon_k) E_{\text{réelle}} \quad (3.2)$$

où k est indice désignant la zone où la particule est détectée. Par ailleurs un ajustement sur la distribution de masse invariante di-électrons calculée sur un lots d'évènements MC $Z \rightarrow e^+e^-$ est utilisée pour définir une fonction de vraisemblance. Dans les données, un lot d'évènements di-électrons est sélectionné; après les coupures de qualité, les masses invariantes sont reconstruites en tenant compte des ϵ_k et sont appliquées à la fonction

de vraisemblance. Les paramètres ϵ retenus sont ceux qui maximisent cette fonction. En théorie, chaque zone de calibration doit correspondre à un pulser car dans ces zones, après toutes les calibrations précédentes, toutes les cellules doivent répondre exactement de la même façon. Cette calibration sur la masse du Z^0 revient donc à appliquer un facteur global dans chaque zone de pulser de manière à régler l'échelle des énergies mesurées sur les énergies réelles des particules. Par manque temporaire de statistique, seulement 6 zones ont été calibrées jusqu'à maintenant et les coefficients suivants ont été mesurés :

Zone de calibration	valeurs du paramètre ϵ
$z(\text{cm}) < -150$	-0.027 ± 0.003
$-150 < z(\text{cm}) < 0 \cos \phi < 0$	0.0 ± 0.003
$-150 < z(\text{cm}) < 0 \cos \phi > 0$	0.0 ± 0.003
$0 < z(\text{cm}) < 150 \cos \phi < 0$	-0.017 ± 0.003
$0 < z(\text{cm}) < 150 \cos \phi > 0$	-0.007 ± 0.003
$150 < z(\text{cm})$	-0.007 ± 0.003

3.1.7 Correction de l'énergie des jets

Les corrections décrites jusqu'à présent permettent en théorie d'obtenir une calibration de l'énergie des particules électromagnétiques détectées dans le calorimètre. Néanmoins, elles ne sont pas adaptées pour fournir une bonne précision sur l'énergie des jets hadroniques et des corrections spécifiques aux jets sont donc prévues[58] [19]. La formule synthétisant ces corrections est :

$$E_{\text{jet}}^{\text{part}} = \frac{E_{\text{jet}}^{\text{calo}} - E_{\text{sj}}}{\mathcal{R}_{\text{jet}} \times \mathcal{F}_{\text{S}}} \quad (3.3)$$

Elle permet de retrouver l'énergie du jet de particule $E_{\text{jet}}^{\text{part}}$ en fonction de l'énergie déposée dans le cône dans le calorimètre $E_{\text{jet}}^{\text{calo}}$. Les corrections appliquées sont :

- E_{sj} : l'énergie sous-jacente au jet (qui vient du bruit de fond de la radioactivité et de l'électronique, des partons spectateurs venant de la même collision $p\bar{p}$ et des résidus des collisions précédant ou suivant celle dont est issu le jet). Cette énergie est estimée en étudiant les densités d'énergies transverses enregistrées lors d'évènements de biais minimum.
- \mathcal{R}_{jet} : la réponse du calorimètre à une gerbe hadronique. Celle-ci est différente de la la réponse électromagnétique mais cette dernière étant connue grâce aux corrections décrites précédemment, on peut l'estimer en étudiant des évènements réels $\gamma+1$ jet. Dans de tels évènements, les énergies transverses du jet et du photons doivent être identiques et donc la mesure d'énergie transverse manquante marque une réponse insuffisante du calorimètre et permet de calculer la correction.
- \mathcal{F}_{S} : la fraction d'énergie contenue dans le cône de reconstruction. Ce cône de reconstruction peut contenir des particules n'appartenant pas au jet ou, au contraire, exclure des particules du jets (à cause d'un rayon de cône trop petit ou d'effets du champ magnétique). Des études statistiques ont été menées sur des évènements contenant des jets isolés : les rapports de l'énergie du cône de reconstruction sur celle d'un

cône plus large (dépendant de la position en η et de l'énergie du jet) permettent de déterminer le facteur de correction.

3.2 Principes et méthodes de l'intercalibration en ϕ

3.2.1 introduction

Un élément qui n'a pas été utilisé dans les méthodes de calibration présentées jusqu'à maintenant est la symétrie de la physique des collisions à $D\bar{O}$. Dans les collisions protons-antiprotons, tous les processus sont symétriques par rotation autour de l'axe du faisceau, comme le calorimètre possède lui aussi cette symétrie, toutes les grandeurs physiques moyennes mesurées dans une de ses parties doivent être identiques à celles mesurées dans une autre partie obtenue par simple rotation. Les éventuelles différences observées ne peuvent donc venir que de biais instrumentaux.

Le calorimètre ne mesure que des énergies et sa réponse est théoriquement linéaire, par conséquent les études des variations en ϕ des mesures ne peuvent servir qu'à détecter les non-uniformités et à uniformiser uniquement les rapports énergies mesurées sur énergies déposées. On va donc considérer un ensemble de parties symétriques en ϕ (typiquement un anneau de cellules dans une couche du calorimètre) et prendre pour hypothèse que dans une partie, l'énergie mesurée est donnée par :

$$E_{\text{mesurée}} = \alpha_i E_{\text{réelle}} + \beta_i \quad (3.4)$$

où i est un indice désignant la partie considérée et α_i et β_i les constantes responsables des non-uniformités. Il y a plusieurs choix possibles pour les parties étudiées, celles ci peuvent être :

- Des modules de calorimètre : c'est le choix qui a été fait pour le Run I.
- Des particules électromagnétiques repérées par leur positions dans le calorimètre : cette possibilité a été envisagée et testée, voir la partie 3.5.
- Des cellules individuelles ou des ensembles restreints de cellules : c'est essentiellement ce sur quoi a porté notre travail.

Dans les deux premiers cas, on effectue une correction globale sur des mesures dépendant de plusieurs paramètres et la source des non uniformités n'est pas vraiment définie. Dans le cas des cellules individuelles, on peut discuter la source des décalibrations¹ : les corrections électroniques de non-linéarités et de gains doivent en principe uniformiser la réponse ADC des cellules au pulser auquel elles sont raccordées. Les différences de comportement entre pulser peuvent donc être une première source de décalibration du signal physique mais il y en a seulement 12 pour tout le calorimètre. Après la digitalisation, le traitement de l'information est logiciel par conséquent, sauf bug, aucune non uniformité n'est introduite. Les différences entre signal de calibration et signal physique, étudiées lors de la calibration

¹nous appelons décalibration la non-uniformité venant des coefficients α et β , pour la distinguer d'autres éventuelles non-uniformités, dues par exemple à des défauts d'électroniques, qui ne sont pas forcément linéaires

électronique, n'étaient pas corrigées dans les données que nous avons traitées et peuvent donc être une source de décalibration. Néanmoins, de récentes études ont montré que leurs effets sont mineurs par rapport aux corrections de gain. Enfin, les dernières sources de décalibration possibles restent en amont de l'électronique de lecture. Les réponses individuelles des cellules au passage d'une particule ionisante, qui ne peuvent pas être testées (aucun test en faisceau depuis le Run I), peuvent varier : certaines cellules ont des configurations physiques légèrement différentes, par exemple pour laisser passer des câbles, et il peut y avoir des non-uniformités induites par le matériel situé avant le calorimètre.

3.2.2 Les méthodes d'intercalibration étudiées

Le principe de la calibration est simple : mesurer des grandeurs moyennes dans des parties symétriques en ϕ et les comparer à une référence (les mêmes grandeurs pour l'ensemble de ces parties) pour en extraire les paramètres de décalibration. Nous avons envisagé et affiné différentes méthodes que nous présentons maintenant.

Nous nous sommes d'abord inspirés des 3 méthodes testées au Run I [82] [129] qui se résument ainsi :

- Comparaison de nombres d'évènements dépassant un seuil d'énergie choisi dans chaque partie à calibrer par rapport au seuil de référence.
- Rapport de moyennes d'énergie mesurée dans les parties à calibrer.
- Ajustement linéaire du logarithme du nombre d'évènements enregistrés dans les parties à calibrer. Cette méthode fait donc l'hypothèse que la distribution en énergie des évènements enregistrés est exponentielle.

Au Run I les zones de calibration sur lesquelles ces méthodes ont été appliquées étaient les modules complets du calorimètres. Dans le but d'être le plus générale possible, en particulier de pouvoir choisir n'importe quelle zone de calibration, nous avons choisi d'ignorer la troisième méthode et de nous concentrer sur des méthodes qui ne requièrent aucune hypothèse sur les distributions d'énergie.

Quelques méthodes simples

Nous commençons par décrire les calculs permettant d'obtenir les constantes de calibration recherchées. Nous avons d'abord supposé que les coefficients β étaient négligeables. Si on note f la distribution des enregistrements en fonction de l'énergie et que l'on normalise de manière à ce que :

$$\int_{E_s}^{\infty} f(E)dE = N(E_s) \quad (3.5)$$

où $N(E_s)$ est donc le nombre d'enregistrements ayant une énergie supérieure à l'énergie seuil E_s . Considérons une partie de calorimètre à calibrer, une cellule par exemple, dotée d'une constante α_i : elle mesure l'énergie $E' = \alpha_i E$. En moyenne, elle contient donc une distribution g telle que $g(E')dE' = f(E)dE$ et on a :

$$N_i(E_i) = \int_{E_i}^{\infty} g(E')dE' = \int_{E_s}^{\infty} f(E)dE = N(E_s) \implies E_i = \alpha_i E_s \quad (3.6)$$

En pratique, on calcul $N(E_s)$ dans un ensemble de référence (toutes les cellules d'une même couche à η donné), on choisit E_i de manière à trouver $N(E_i) = N(E_s)$ et on extrait alors facilement la valeur de la constante (nous désignons cet algorithme par "méthode N").

On peut faire un raisonnement similaire en considérant la grandeur :

$$S(E) = \int_{E_s}^{\infty} E f(E) dE \quad (3.7)$$

qui correspond à la somme des énergies des enregistrements ayant une énergie supérieure au seuil. Dans ce cas on a :

$$S_i(E_i) = \alpha_i S(E) \implies E_i = \alpha_i E_s \quad (3.8)$$

Il suffit alors de trouver E_i tel que $S_i(E_i)/S(E) = E_i/E$ pour obtenir α_i (c'est la "méthode E").

Enfin une troisième méthode est obtenue en considérant la moyenne des énergies mesurées au dessus du seuil dans une cellule. En faisant le rapport avec la moyenne obtenue dans l'ensemble de référence on obtient une approximation de α_i . Ce n'est qu'une approximation car la moyenne calculée dépend du seuil et la comparaison au seuil dépend de α_i . On utilise ensuite cette approximation pour recalculer la moyenne dans la cellule et on réitère le processus pour faire converger le calcul.

Ces trois méthodes ont été évaluées de la manière suivante : on génère un anneau virtuel de 64 cellules, c'est-à-dire qu'on réalise un tirage aléatoire de 64 distributions décalibrées avec des constantes connues (à l'époque nous n'avions pas encore de distributions issues des données et nous avons donc généré des distributions selon une loi exponentielle) . Puis on applique chacune des méthodes pour reconstruire les constantes. On évalue la précision de chaque méthode par l'écart-type de $(1 - \alpha_{rec}/\alpha_{généralé})$ sur les 64 cellules. La figure 3.8 montre cette "résolution" sur les constantes en fonction de l'énergie seuil E_s utilisée :

- Les deux premières méthodes décrites (méthodes N et E) utilisent des flux : le nombre total d'enregistrements et l'énergie totale déposée dans chacune des cellules. Elles sont aussi, contrairement à la troisième méthode, sans effet de seuil puisque celui-ci est choisi précisément pour correspondre à la valeur correcte de la constante.
- L'énergie moyenne de la distribution est dans ce cas de 5 GeV. Il faut comparer les méthodes au-delà de cette énergie moyenne car on va chercher à réaliser l'intercalibration pour les hautes énergies.

Au vu de ces résultats nous avons donc privilégié les méthodes de flux qui se montrent plus appropriées, surtout à haute énergie, que la méthode de moyenne. Ces comparaisons ont plus tard été effectuées sur des distributions d'énergie issues des données et des résultats semblables retrouvés.

Amélioration des méthodes

Pour bien voir l'influence de la décalibration sur les grandeurs enregistrées nous avons aussi utilisé le critère de l'écart-type des flux (de particule ou d'énergie) dans une cellule

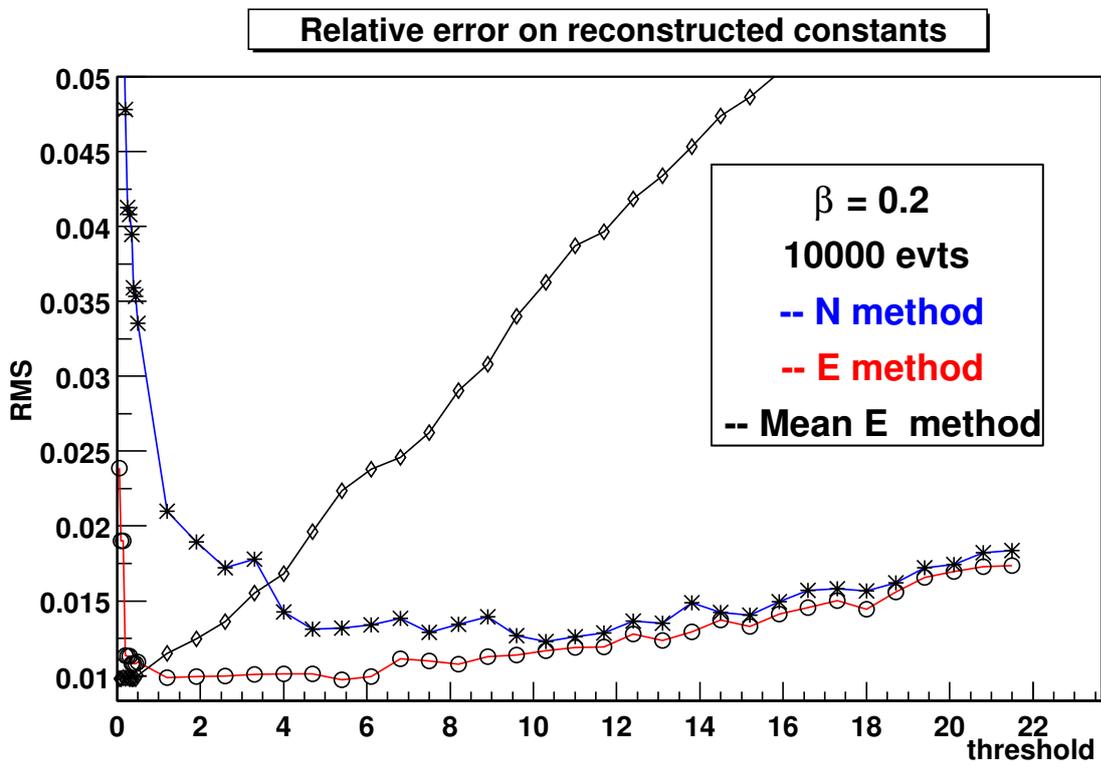


FIG. 3.8 – Comparaison de 3 méthodes de calibration. Précision de reconstruction obtenue en fonction du seuil de référence.

par rapport à la moyenne de ces flux dans un anneau de calibration. Sur la figure 3.9 on voit bien l'effet sur l'écart-type : le flux d'énergie est bien moins dispersé après la calibration. Néanmoins sur certains lots de données, les méthodes présentées précédemment étaient

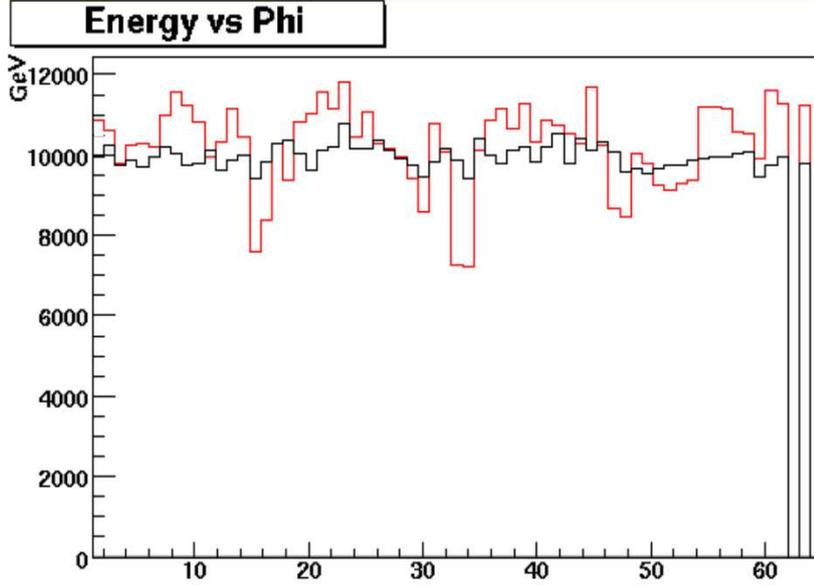


FIG. 3.9 – Flux d'énergie dans les 64 cellules d'un anneau du calorimètre pour les premiers lots de données étudiés. En gris avant calibration, en noir après.

incapables de réduire ces écart-types. Ceci nous a poussé à considérer le cas plus général où les constantes β sont a priori non nulles pour tester leur influence sur nos méthodes de calibration. Enfin nous avons aussi mis au point une nouvelle méthode tenant compte de ces constantes β : la relation (3.6) se généralise :

$$N_i(E_i) = N(E_{ref}) \implies \begin{cases} E_i = \alpha_i E_{ref} + \beta_i \\ S_i(E_i) = \alpha_i S(E_{ref}) + N(E_{ref})\beta_i \end{cases} \quad (3.9)$$

Par conséquent, les paramètres sont donnés par :

$$\alpha_i = \frac{E_i N_i(E_i) - S_i(E_i)}{E_{ref} N(E_{ref}) - S(E_{ref})} \quad \beta_i = E_i - \alpha_i E_{ref} \quad (3.10)$$

Cette méthode a été testée et comparée aux autres méthodes : les distributions tests ont été générées à partir des distributions des données de $D\bar{O}$ et les constantes α_i et β_i selon des lois gaussiennes centrées respectivement sur 1 et 0 GeV. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.1. Ils montrent que des petites déviations à la linéarité (de l'ordre de quelques dizaines de MeV, à comparer à la valeur du seuil utilisé pour la calibration : 1.2 GeV) rendent inefficaces nos premières méthodes de flux. La méthode tenant compte des deux paramètres est au contraire d'une bonne efficacité en ce qui concerne la résolution sur

Dispersion des constantes	après décalibration	Après calibration			
		méthode E		méthode à 2 paramètres	
	écart-type	écart-type	résolution	écart-type	résolution
$\sigma_\beta = 0.05 \quad \sigma_\alpha = 0.05$	8.85%	8.85%	4.5%	4.85 %	2.87 %
$\sigma_\beta = 0.05 \quad \sigma_\alpha = 0.03$	7.50%	7.97%	4.35%	5.10 %	2.53 %
$\sigma_\beta = 0.03 \quad \sigma_\alpha = 0.05$	6.97%	6.0%	3.4%	3.3 %	2.42 %
$\sigma_\beta = 0.03 \quad \sigma_\alpha = 0.03$	6.08%	5.7%	3.10%	3.6 %	2.57 %

TAB. 3.1 – Effets de la décalibration et de calibration sur l'écart-type du flux d'énergie. Comparaison entre 2 méthodes pour différentes hypothèses de décalibration.

les constantes α ainsi que sur l'écart-type du flux d'énergie. Elle est par contre incapable de reconstruire efficacement les constantes β , ce qui n'est pas surprenant étant donné la différence d'énergie entre ces constantes et les seuils utilisés pour le calcul.

Méthodes retenues

Les méthodes de flux sont théoriquement très efficaces mais ont un désavantage dans leur application aux données. On verra en effet dans une partie suivante que nous avons dû tenir compte des défauts du système de déclenchement et il est envisageable que ces défauts entraînent que les flux enregistrés dans les cellules soient non-uniformes en ϕ alors que la forme des distributions le soit (par exemple dans le cas où une cellule ait simplement enregistré plus d'évènements qu'une autre). Les méthodes de flux ne fourniront pas les bons résultats dans ce cas alors que les méthodes de moyennes ne seront pas affectées. Nous avons donc écrit 2 nouvelles méthodes de moyennes d'énergie.

La première, que nous appellerons simplement "méthode 1", est une version complexifiée de celle déjà présentée. Pour chaque distribution à calibrer on calcule la quantité :

$$M_i(E_s) - \frac{N_{ref}(E_s)}{N_i(E_s)} E_i \quad (3.11)$$

où $M(E_s)$ désigne la moyenne dans la cellule i des énergies mesurées supérieures au seuil E_s (ce seuil est commun à l'anneau de cellule). Ce calcul est effectué un nombre pour n seuils séparés d'un pas e . On ajuste linéairement les valeurs obtenues avec celles calculées pour l'ensemble de référence ce qui permet d'obtenir une approximation (toujours à cause des effets de seuils) de la constante α_i . On réitère une fois le processus en utilisant l'approximation de α_i dans les calculs. Quelques remarques à propos de cette méthode :

- Dans le calcul des moyennes, des effets de seuils entrent en compte : $M_i(E_s) = \alpha_i M_{ref}(E_s) + \epsilon(\alpha_i)$. Ces effets $\epsilon(\alpha_i)$ peuvent être importants et c'est pourquoi la méthode (3.11) utilise le terme $N_{ref}(E_s)/N_i(E_s)$ qui introduit lui même un effet de seuil. Le terme en ϵ se trouvent donc compensé et les calculs sont corrects. On note qu'en omettant cette soustraction la méthode devient inefficace.

- Le fait que l’on effectue un ajustement linéaire et que les seuils utilisés soient hauts en énergie protègent cette méthode des effets de coefficients β non nuls.
- L’efficacité de cette méthode dépend fortement des paramètres n , e et du premier seuil utilisé. Par conséquent, l’algorithme de calibration qui utilise cette méthode procède systématiquement à des tests de chacun des paramètres sur des anneaux virtuels afin de choisir ceux qui optimisent la méthode pour une distribution donnée.

Quand les paramètres optimum de cette méthodes sont trouvés, la résolution sur les constantes qu’elle permet d’obtenir est comparable à celle obtenue par les autres méthodes de flux. Elle peut même être considéré comme meilleure car sa résolution optimale est obtenue pour des valeurs d’énergies de seuil élevées (de l’ordre de 2 GeV) par rapport aux seuils des autres méthodes.

La deuxième méthode, “méthode 2”, reprend exactement l’idée de la méthode de flux décrite dans (3.9). Exprimée en termes de moyennes cette équation s’écrit :

$$M_i(E_i) = \alpha_i M(E_{ref}) + \beta_i \implies E_i = \alpha_i E_{ref} + \beta_i \quad (3.12)$$

Il suffit donc de trouver dans chaque zone, E_i tel que :

$$\frac{M_i(E_i)}{M(E_{ref})} - \frac{E_i}{E_{ref}} = 0 \quad (3.13)$$

Cette méthode combine les avantages de notre 3ème méthode de flux : pas d’effet de seuil et prise en compte des constantes β . En outre, sa résolution optimale est aussi obtenue pour des valeurs de seuil élevé (2 GeV).

Conclusion

Nous avons au total testé une dizaine de méthodes de calibration toutes basées sur les principes présentés précédemment. Celles que nous avons choisi d’utiliser et de comparer sur les données de $D\bar{O}$ sont les deux dernières présentées. Les raisons en sont qu’elles sont a priori moins sensibles aux défauts de déclenchement, ont une bonne efficacité à haute énergie (ce qui comme on le verra plus loin est aussi un critère important) et enfin elles permettent des calculs corrects des constantes α malgré la présence d’éventuels effets d’offsets (dus par exemple à des fluctuation des piédestaux). Pour terminer cette partie, la figure 3.10 illustre l’effet de l’application de la méthode 1 sur les coefficients de décalibration et on voit l’amélioration typique apportée par l’intercalibration dans le resserrement du pic de la distribution. Dans la figure 3.11, les comportements de ces deux méthodes sont comparés en fonction de la décalibration appliquée. La distributions utilisée pour générer les anneaux virtuels utilisés dans pour cette figure ont été générés à partir d’une distribution d’énergie enregistrée dans un anneau de la première couche du calorimètre pour une statistique correspondant à 3.8 millions d’évènements.

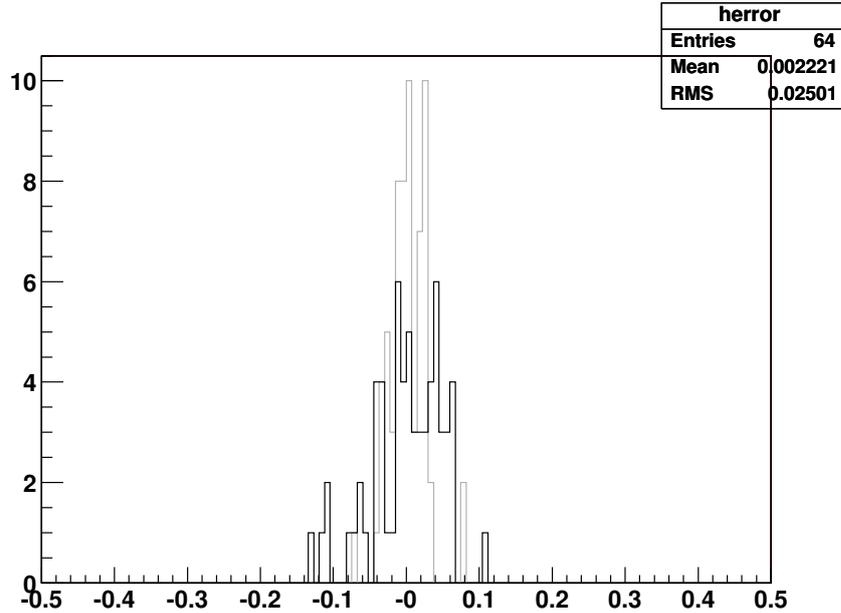


FIG. 3.10 – Distribution de la grandeur $1 - \alpha_i / \alpha_{rec}$ avant (noir) et après (gris) la calibration.

3.3 Simulation des effets de l’intercalibration

Afin de comprendre ce que pouvait apporter l’intercalibration à la résolution en énergie du calorimètre, nous avons réalisé quelques tests sur l’effet de décalibration et de calibration sur la largeur du pic de masse du boson Z^0 pour des événements Monte-Carlo. Nous présentons ces résultats dans cette partie en commençant par quelques calculs sur la résolution en énergie des particules électromagnétiques.

3.3.1 Effets attendus sur la résolution en énergie des électrons

L’énergie des électrons détectés dans le calorimètre est obtenue à partir de l’énergie déposée dans un ensemble de cellules qui ont été associées à une gerbe électromagnétique. Par conséquent, des éventuelles constantes de calibration vont jouer un rôle important dans la résolution en énergie. L’énergie finale de l’électron reconstruit est donc basée sur la somme des énergies déposées dans les cellules correspondantes :

$$E_{\text{Totale}}^2 = \sum_i E_i^2 + 2 \sum_{i < j} E_i E_j \quad (3.14)$$

où E_i est l’énergie déposée dans la cellule i . On suppose que l’énergie mesurée dans une cellule s’écrit simplement :

$$E_{\text{mesurée}} = \alpha E' \quad (3.15)$$

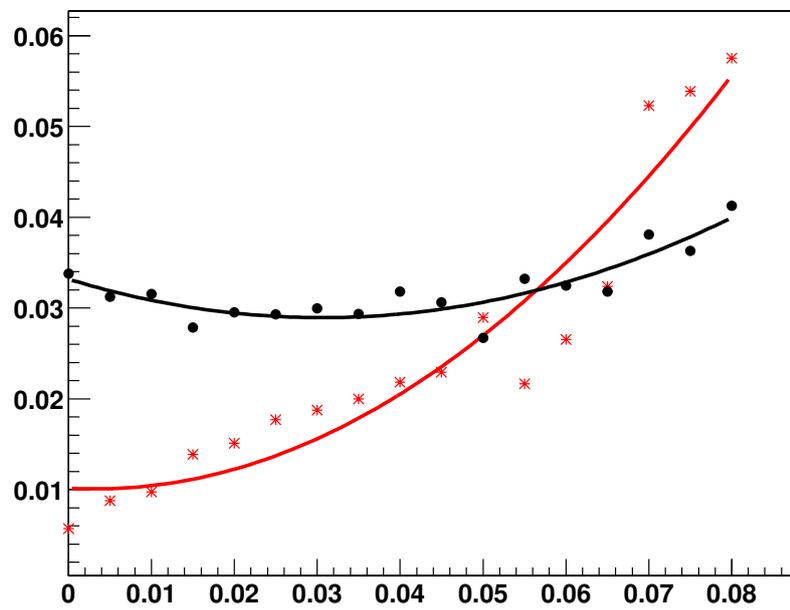


FIG. 3.11 – Précision obtenue sur les constantes de calibration en fonction de la dispersion sur la décalibration. En gris, la 1^{ère} des 2 méthodes retenues, en noir la 2^{ème} (les incertitudes, non représentées sur le schéma varient avec la dispersion de 0.001 à 0.006 pour la 1^{ère} méthode et sont à peu près constantes autour de 0.002 pour la 2^{ème}).

où E' représente la réponse individuelle de la cellule à l'énergie déposée E et α est la décalibration relative aux autres cellules de l'anneau. Alors la résolution en énergie des électrons sera une moyenne de la grandeur :

$$\begin{aligned} (E_{\text{Tot mesurée}} - E_{\text{Tot réelle}})^2 &= \sum_i \alpha_i^2 (E'_i)^2 + \sum_i \alpha_i^2 E_i^2 - 2 \sum_i \sum_j \alpha_i E'_i E_j \\ &+ 2 \sum_{i < j} (\alpha_i \alpha_j E'_i E'_j) + 2 \sum_{i < j} E_i E_j \end{aligned} \quad (3.16)$$

En séparant les facteurs α^2 en $(\alpha^2 - 1) + 1$ et en moyennant sur un grand nombre d'évènements, on obtient :

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \sum_i [(\alpha_i^2 - 1) \overline{E_i'^2}] + 2 \sum_{i < j} (\alpha_i \alpha_j - 1) \overline{E'_i E'_j} \\ &- 2 \sum_i \sum_j (\alpha_i - 1) \overline{E'_i E'_j} + \sigma_{\text{calibré}}^2 \end{aligned} \quad (3.17)$$

Dans cette équation, le terme " $\sigma_{\text{calibré}}$ " contient tous les effets autres que ceux de la décalibration et correspond à la résolution d'un détecteur parfaitement calibré. En faisant une moyenne sur la position ϕ de la particule, on obtient :

$$\begin{aligned} \langle \alpha_i \alpha_j - 1 \rangle &= 0 \\ \langle \alpha_i - 1 \rangle &= 0 \\ \langle \alpha_i^2 - 1 \rangle &= \sigma_{\text{décal}}^2 \end{aligned} \quad (3.18)$$

Si on suppose que la décalibration est uniformément répartie sur le calorimètre, $\sigma_{\text{décal}}$ est constant et on peut écrire :

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{décal}}^2 \left(\sum_i \overline{E_i'^2} \right) + \sigma_{\text{calibré}}^2 \quad (3.19)$$

Par ailleurs, la grandeur $\overline{E_i'^2}$ peut s'écrire

$$\overline{E_i'^2} = E_i^2 + \sigma_{\text{cell}}^2 \quad (3.20)$$

où σ_{cell} représente les incertitudes sur l'énergie de la cellule autres que celles venant de la décalibration. Enfin, on peut faire l'estimation grossière : $\sum \overline{E_i'^2} \sim E_{\text{Totale}}^2/n$ où n est le nombre de cellules contribuant à l'énergie de la particule. On en déduit finalement :

$$\boxed{\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{1 + \sigma_{\text{cell}}^2 n}{n}} \sigma_{\text{décal}} \oplus \frac{\sigma_{\text{calibré}}}{E}} \quad (3.21)$$

La décalibration contribue donc au terme constant de la résolution du détecteur.

Pour évaluer l'effet de la calibration on peut refaire ces mêmes calculs en utilisant des constantes corrigées α' . Dans ce cas la moyenne sur ϕ diffère. L'intercalibration corrige les

constantes par rapport à une constante moyenne sur un anneau à η donné. En écrivant donc $(\alpha_i^2 - 1) = (\alpha_i^2 - \alpha_\eta^2) + (\alpha_\eta^2 - 1)$, la moyenne sur ϕ donne :

$$\langle \alpha_i^2 - 1 \rangle = \sigma_{IC}^2 + (\alpha_\eta^2 - 1) \quad (3.22)$$

où σ_{IC} est la précision de la méthode de calibration. On peut aussi estimer : $(\alpha_\eta^2 - 1) \sim \sigma_{\text{décal}}^2/64$. Ce qui donne finalement

$$\boxed{\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{1 + \sigma_{\text{cell}}^2 n}{n}} (\sigma_{\text{décal}}/8 \oplus \sigma_{IC}) \oplus \frac{\sigma_{\text{calibré}}}{E}} \quad (3.23)$$

On voit donc que l'intercalibration peut apporter un effet bénéfique à la résolution en énergie du calorimètre dès que la résolution sur les constantes d'intercalibration est suffisamment bonne :

$$\sigma_{IC} < \frac{\sqrt{63}}{8} \sigma_{\text{décal}} \quad (3.24)$$

La figure 3.11 nous permet donc de penser qu'avec une statistique suffisante et si le calorimètre est effectivement décalibré, l'intercalibration peut jouer un rôle important. La résolution en énergie influant directement sur la largeur mesurée du pic de masse du Z^0 , nous avons cherché à confirmer ces calculs en simulant la décalibration et l'intercalibration sur des évènements Monte-Carlo.

3.3.2 Simulation de l'intercalibration sur des évènements Monte-Carlo

Pour réaliser en toute rigueur une simulation de l'intercalibration, il aurait fallu effectuer le travail suivant :

- Générer un lot d'évènements dans la chaîne complète de simulation de $D\bar{O}$ en modifiant le programme de reconstruction afin qu'il introduise des constantes de décalibration connues.
- Appliquer nos méthodes sur ce lot pour reconstruire les constantes de calibration.
- Appliquer ces corrections sur un lot d'évènements $Z \rightarrow e^+e^-$ décalibrés pour en mesurer l'efficacité.

La première étape est impossible à réaliser : pour avoir une bonne précision sur le calcul des constantes il faut un nombre élevé d'enregistrements dans les cellules et pour cela il aurait été nécessaire de générer des millions d'évènements. Cela aurait demandé beaucoup trop de ressource et de temps.

Nous avons donc travaillé uniquement à partir d'un lot d'évènement $Z \rightarrow e^+e^-$ simulé avec PYTHIA et reconstruit avec la version p11.05.00 de d0reco. Nous avons aussi utilisé le programme "em_utils" qui permet, entre autres, d'appliquer les corrections de non-linéarité et de géométrie aux données. Nous avons modifié ce programme de manière à pouvoir appliquer des constantes de décalibration et, de façon indépendante, les corrections à ces constantes. Nous avons donc eu la démarche suivante :

- Nous générons des constantes de décalibration α selon une loi gaussienne centrée sur 1 et dont la largeur mesure notre hypothèse de décalibration.
- A chaque constante de décalibration α , on associe une constante de correction grâce à un tirage aléatoire centrée sur α et de largeur fixée qui simule la précision de la reconstruction des constantes.

Dans chaque évènement, on considère les électrons qui passent les coupures de certification officielles des particules électromagnétiques, qui ne sont pas dans les parties mortes du calorimètre et qui ont une énergie transverse supérieure à 25 GeV. Parmi ces électrons, on choisit les deux plus énergétiques et on reconstruit la masse invariante associée.

Pour comparer les effets de décalibration et des corrections apportées, nous avons choisi la méthode du “ σ effectif” : on réalise un premier ajustement gaussien de la distribution de masse invariante entre 70 et 110 GeV. Puis, partant de la valeur centrale obtenue M_0 , on considère l’intervalle $[M_0 - \sigma, M_0 + \sigma]$ qui contient 68% des évènements sélectionnés : σ est la grandeur recherchée.

Résultats

Dans notre étude, 879 évènements sont sélectionnés dans la distributions de masse invariante. La figure 3.12 montre le σ effectif obtenu en fonction de la largeur de la gaussienne de décalibration. Le pic du Z s’élargit de 1.4 GeV dans l’hypothèse d’une décalibration de 10%. Nous avons ensuite étudié l’amélioration qu’apporte l’intercalibration pour différentes hypothèses de décalibration : les figures 3.13 et 3.14 montrent les résultats obtenus. La première chose à noter est que quelque soit l’hypothèse de décalibration, les courbes obtenues sont quasiment identiques. Elles sont aussi presque identiques à la courbe de la figure 3.12 ce qui confirme qu’une mauvaise précision de reconstruction des constantes de calibration a le même effet qu’une dispersion comparable de ces constantes. En revanche, les lignes en pointillés confirme aussi qu’une bonne précision sur la reconstruction améliore considérablement la résolution.

Il ne faut donc pas appliquer de constantes de correction si l’on n’est pas certain de leur précision. Nous avons tracé la courbe qui donne la précision minimale à obtenir pour ne pas dégrader le signal, en fonction de la décalibration. Cette courbe est donnée dans la figure 3.15, elle est quasiment droite ce qui est cohérent avec la formule (3.24).

Effets des constantes β

L’effet des constantes β sur la largeur effective du Z est montré sur la figure 3.16. Nous nous sommes restreints à des valeurs proches du bruit électronique : la soustraction des piédestaux des cellules devrait normalement empêcher l’apparition de ce type de constantes. L’effet n’est pas complètement négligeable mais malheureusement, les méthodes de calibration sont incapables de corriger des constantes de cet ordre de grandeur.

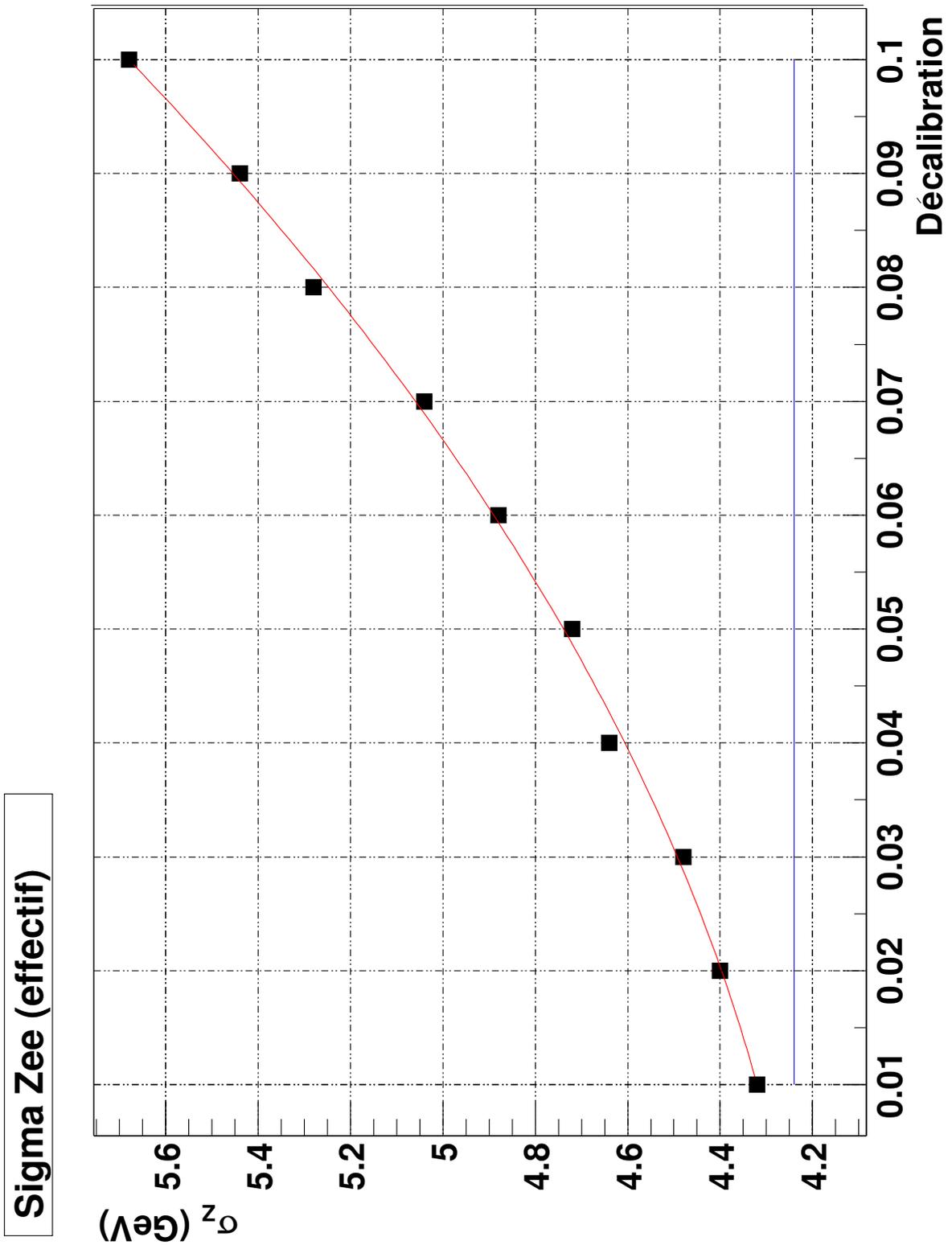


FIG. 3.12 – Effets de la décalibration sur le sigma effectif. La ligne horizontale correspond à une décalibration nulle.

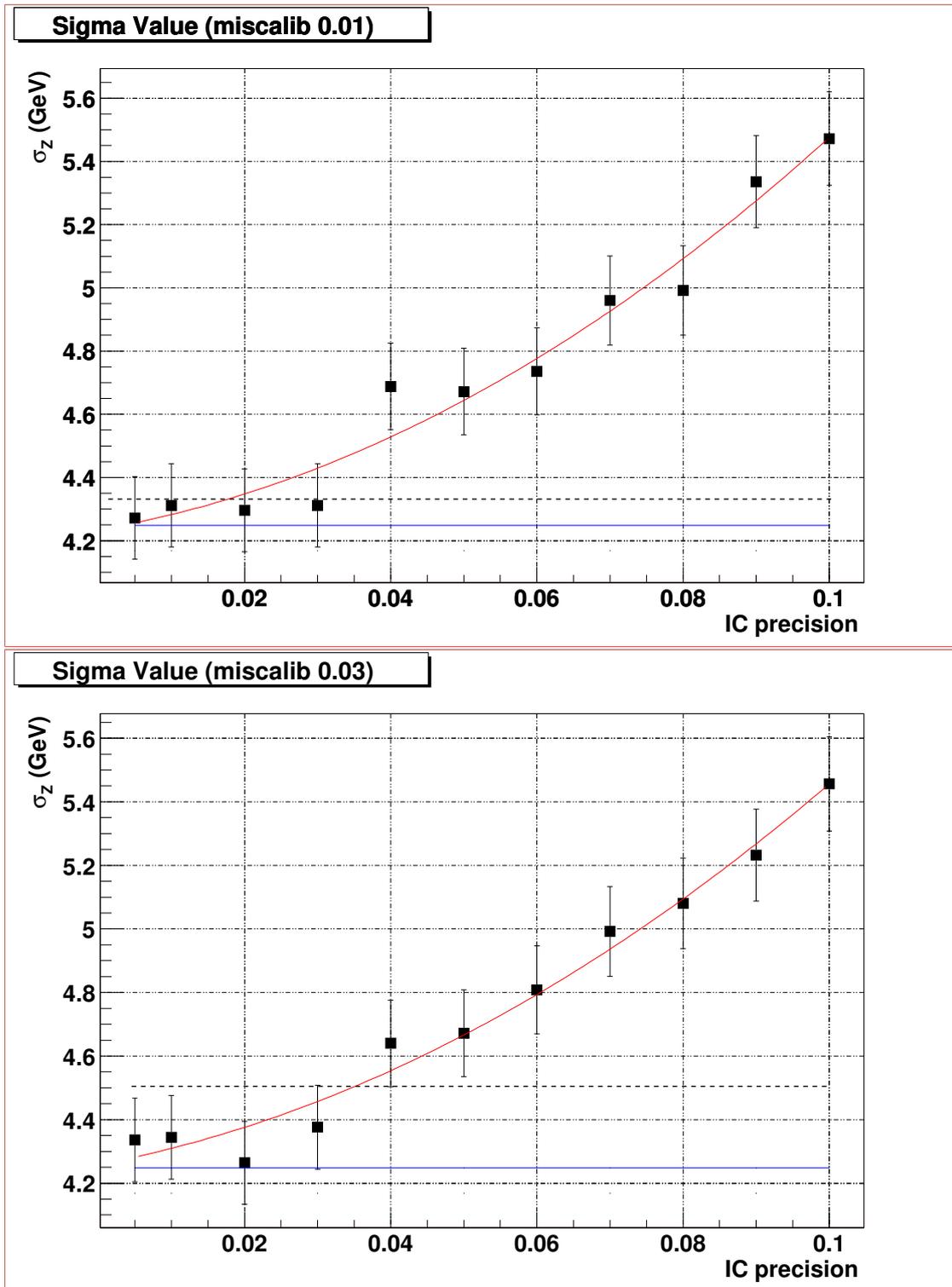


FIG. 3.13 – Sigma effectif en fonction de la précision attendue sur les constantes de calibration. La ligne pointillée indique le sigma obtenu sans correction et celle continue celui sans décalibration.

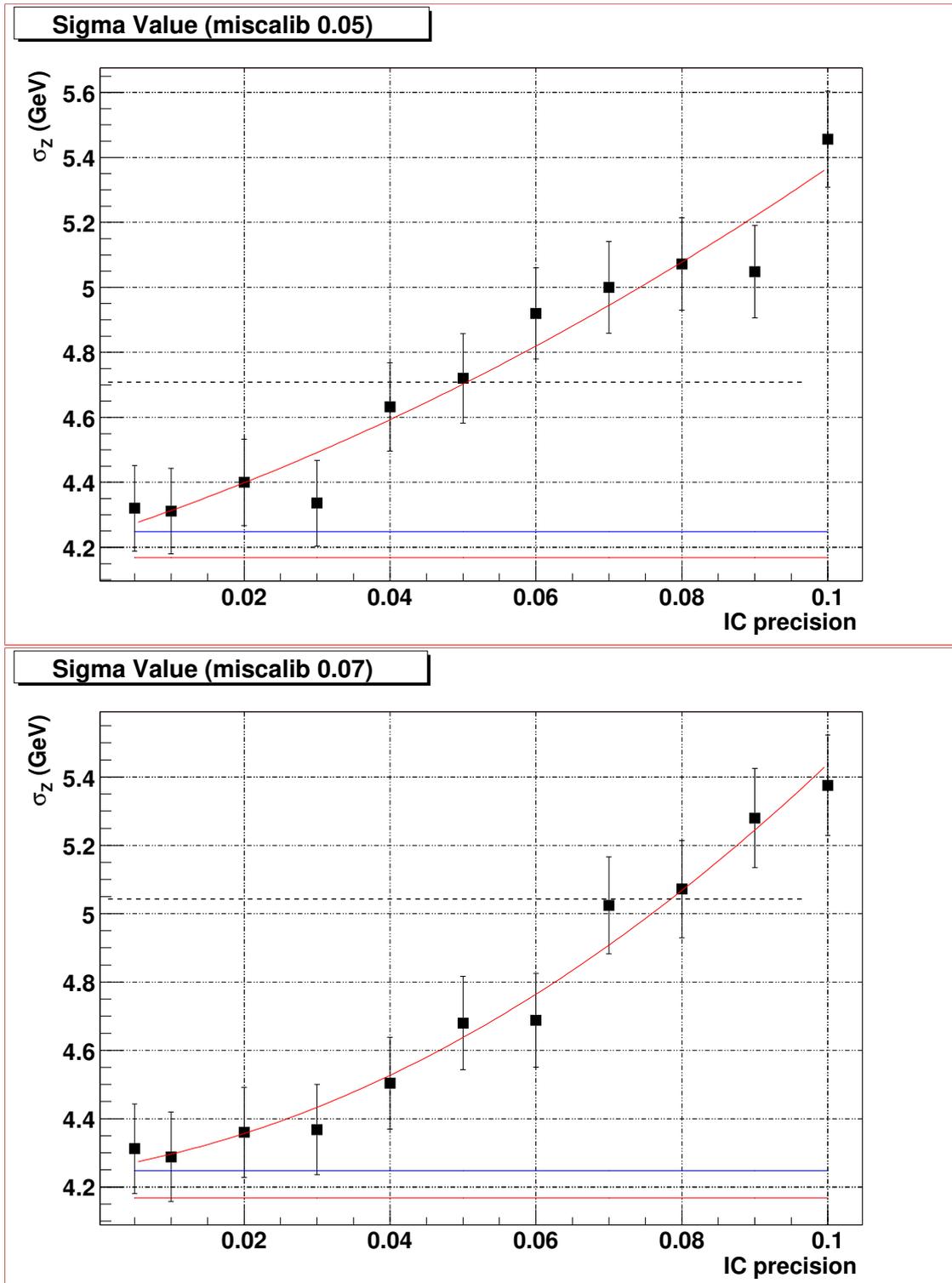


FIG. 3.14 – Même figure que 3.13 pour d'autres hypothèses de décalibration.

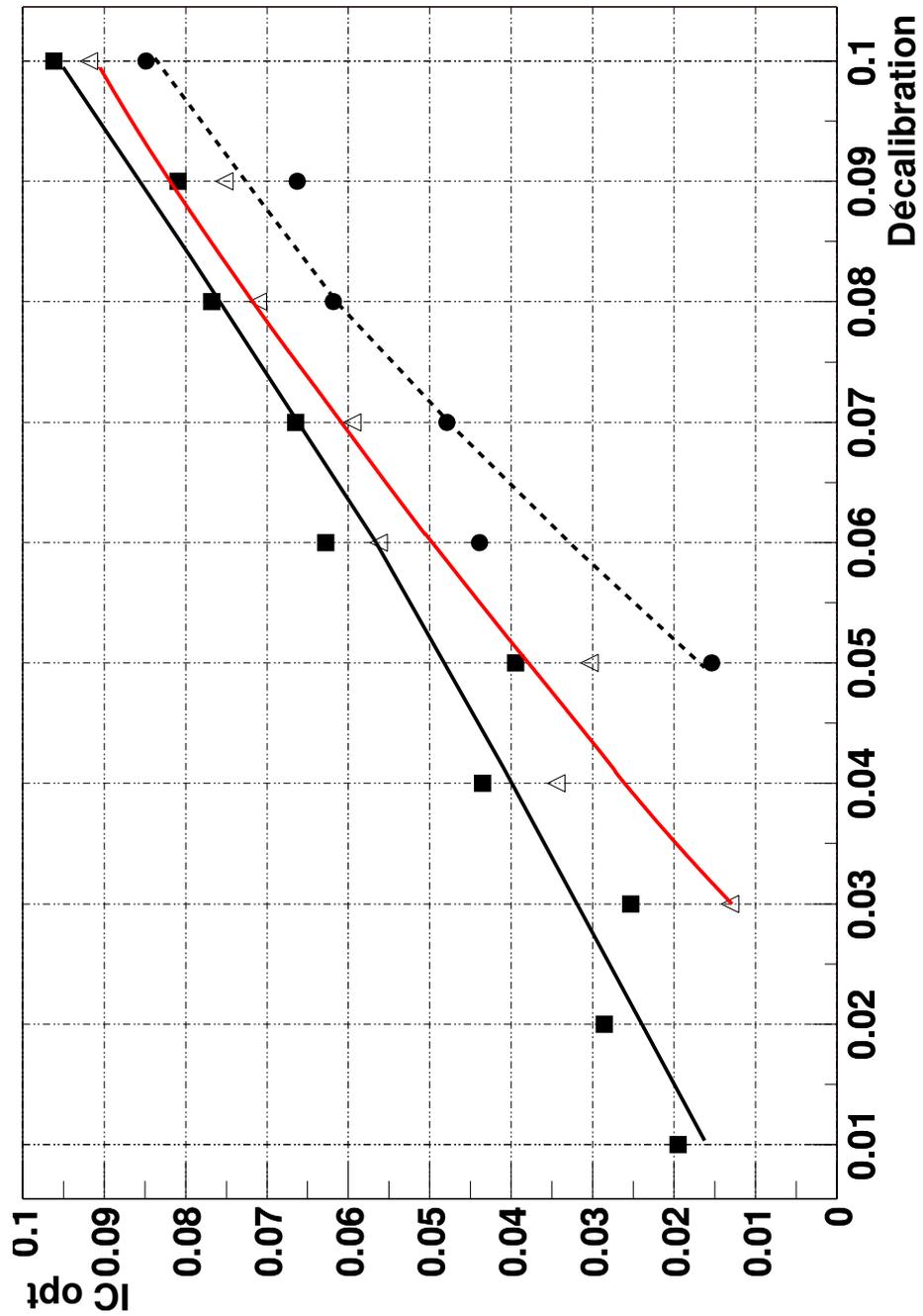


FIG. 3.15 – Précision nécessaire pour ne pas dégrader le signal en fonction de la décalibration (courbe noire). Précision nécessaire pour une amélioration de 2% (gris) et 5% (pointillé)

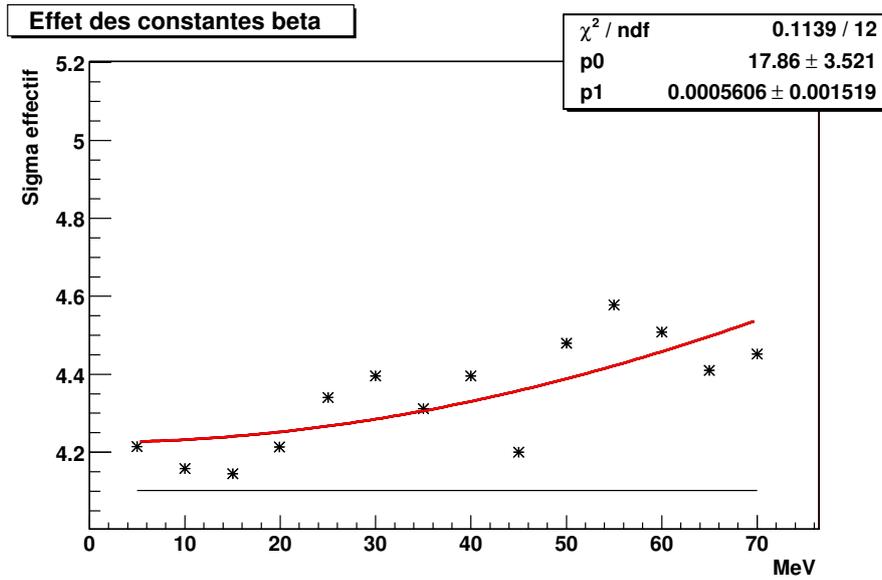


FIG. 3.16 – σ effectif en fonction de la dispersion des constantes β

Résultats en effectuant une intercalibration par blocs

Lors du Run I, les zones d’intercalibration en ϕ étaient les 32 modules électromagnétiques du calorimètre. Nous avons aussi envisagé d’utiliser des zones de calibration plus grandes qu’une simple cellule. L’avantage est bien sûr un gain de statistique d’autant plus important que la zone de calibration est grande. D’un autre côté, si les cellules dans chaque zone sont décalibrées entre elles, la correction reviendra à appliquer à chaque cellule un coefficient qui correspond à la moyenne des constantes de la zone. Cette moyenne a d’autant plus de chance d’être proche de 1 que la taille de la zone est grande et finalement, on s’attend à ce que la correction n’ait pas beaucoup d’effets. Le tableau ci-dessous illustre cette idée : on calibre un même anneau en utilisant différentes tailles de zone de calibration. La résolution sur les constantes associées aux zones est bonne, c’est-à-dire que l’on reconstruit très bien la moyenne des constantes sur la zone. Ici on donne la résolution calculée par cellule ainsi que l’effet sur l’écart-type du flux d’énergie par cellule :

Taille des blocs	1	2	4	8
	décalibration : 5% (écart-type non corrigé : 11%)			
résolution en %	2.4	5	4.6	4.6
écart-type en %	5.3	10.1	10	11
	décalibration : 8% (écart-type non corrigé : 16%)			
résolution en %	2.4	6.3	8	8
écart-type en %	4.7	10.5	16	16

Comme attendu la calibration par bloc améliore très peu l'uniformité des anneaux du point de vue des cellules. En revanche, l'effet d'une intercalibration par bloc sur la résolution en énergie des particules électromagnétiques est a priori incertain. Deux arguments s'opposent :

- D'une part l'énergie des particules électromagnétique est reconstruite à partir de blocs de cellules du calorimètre. On peut donc penser qu'avoir une excellente résolutions sur des constantes associées à des blocs de petite taille (inférieure à celle d'une gerbe électromagnétique) est préférable que d'avoir une moins bonne résolution sur les constantes des cellules.
- D'autre part l'énergie d'une gerbe électromagnétique n'est pas forcément bien répartie sur toutes les cellules qui la composent et donc une constante globale peut ne pas corriger l'énergie correctement. Le même problème se pose pour les gerbes contenant plusieurs fragments de blocs.

Pour trancher, nous avons simulé l'effet d'une intercalibration par bloc en utilisant exactement les mêmes techniques que celles décrites dans le paragraphe précédent. La seule différence étant que l'on centre les constantes de correction sur la moyenne des constantes dans une zone de calibration. Les résultats sont donnés figure 3.17 : la précision donnée en abscisse l'est par rapport à la zone de calibration si bien qu'une précision de 4% pour une calibration par cellule correspond, avec l'augmentation de statistique dans les blocs, à une précision de 2% pour une calibration par blocs de 4 cellules. Néanmoins, même en tenant compte de cela, on voit qu'il n'y a aucun avantage à utiliser une calibration par bloc si la précision de la calibration par cellule est inférieure à 5%.

3.4 Outils et traitement des données

Une part importante du travail d'intercalibration concerne l'acquisition et le traitement des données. Pour obtenir une bonne précision dans le calcul des constantes de calibration il faut tenir compte de millions d'évènements. De plus l'information nécessaire est importante : pour chacun des évènement il faut enregistrer l'information venant en moyenne de 5000 cellules et il faut y avoir accès de manière souple et efficace pour pouvoir réaliser simplement tous les tests et études d'intercalibration. Il faut aussi contrôler la qualité des données recueillies et traiter les non-uniformités dues au système de déclenchement. Nous décrivons dans cette partie la façon dont nous avons traité ces problèmes.

3.4.1 Outils logiciels développés

L'intercalibration est basée sur une étude statistique des mesures du calorimètre ; il est évident que plus le nombre d'évènements pris en compte est grand, meilleure sera sa précision. Il nous faut donc utiliser la totalité de l'information du calorimètre pour un nombre maximum d'évènements : cette quantité d'information considérable est stockée avec tout le reste des données dans des machines informatiques spécialisées (le système SAM au Fermilab et HPSS au centre de calcul de Lyon). Ces systèmes sont relativement lents

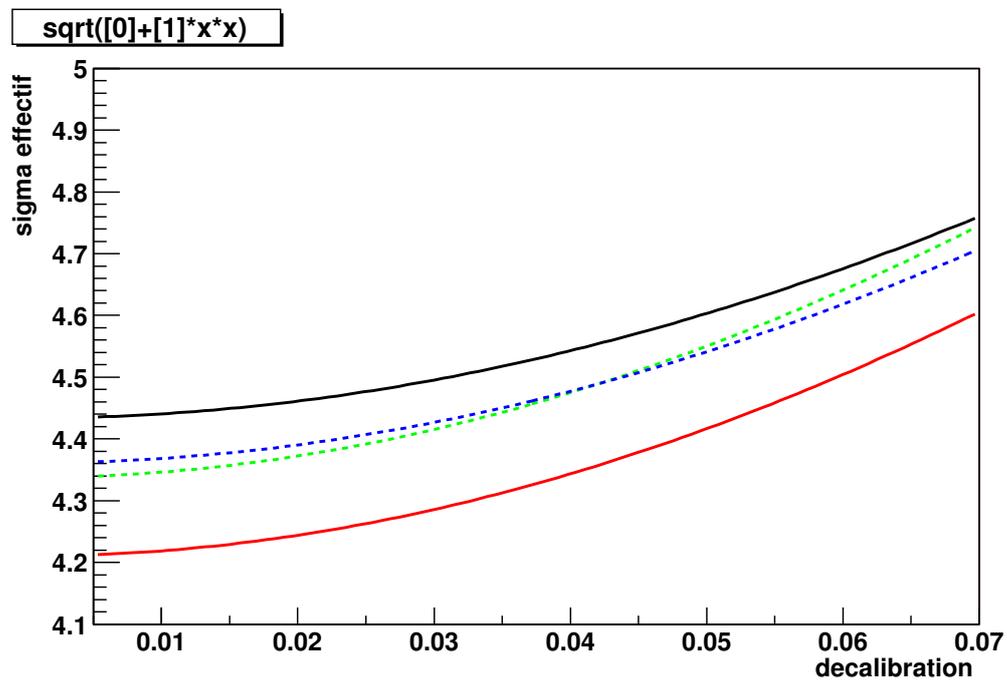


FIG. 3.17 – σ effectif en fonction de la précision de reconstruction des constantes. Les courbes sont des ajustements sur la fonction $\sqrt{a + bx^2}$: en gris 1 cellule par bloc, en pointillé 4 par blocs et en noir 8

d'accès et la procédure d'extraction des données qui nous importent est compliquée. Il est hors de question de devoir la refaire à chaque fois que l'on veut recalculer des constantes ou effectuer des tests. Elle a donc été réalisée une fois pour toute pour chaque lot d'évènements de calibration et nous avons stocké l'information résultante dans nos propres structures.

Par ailleurs pour mener efficacement le travail de calibration, il nous faut une certaine souplesse dans nos outils d'analyse : possibilité de choisir la taille des zones de calibration, les méthodes de calibration, de pouvoir comparer simplement et rapidement l'efficacité des méthodes aussi bien sur les données que sur des anneaux de tests. Nous avons développé ces outils en utilisant les facilités du langage C++ : le schéma 3.18 montre leur organisation. Plutôt que de stocker chaque enregistrement d'énergie de chaque cellule, ce qui aurait pris un espace disque très important, nous associons à chaque cellule un histogramme pour stocker l'information. Nous avons créé des classes C++ "ICell" dont chaque instance est

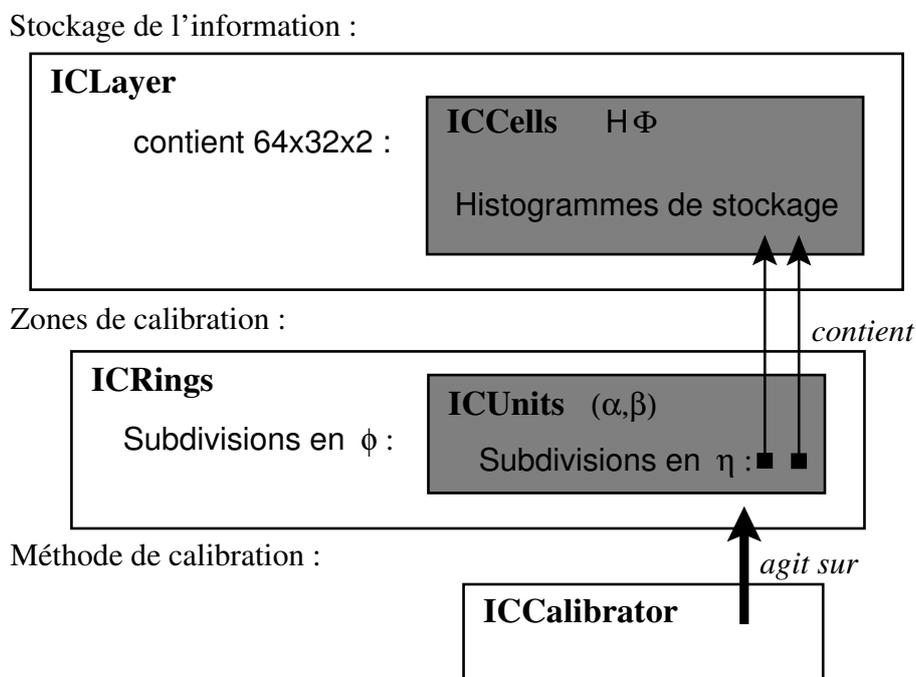


FIG. 3.18 – Organisation de nos outils informatiques

associée à une cellule réelle du calorimètre et qui permettent l'accès aux histogrammes. Ces cellules virtuelles sont rangées dans des couches virtuelles "IClayer" elles mêmes associées aux couches réelles du calorimètre. Ces structures permettent de stocker dans un espace raisonnable et avec une grande facilité d'accès l'information utile à la calibration.

La classe "ICUnit" permet de définir une zone de calibration : à chacune d'entre elles est associé un couple de constantes de calibration (α, β) ainsi qu'une liste de ICell qui composent la zone de calibration. Les ICUnits symétriques en ϕ sont regroupées dans un anneau virtuel "ICRing" qui formera l'ensemble de référence pour la calibration de chacune des zones.

Le code des méthodes de calibration présentées dans la section 3.2.2 est implémenté au sein de structure "ICcalibrator" qui ont pour fonction de calibrer un ICRing. Et enfin, une classe "ICtools" permet d'étudier facilement les différentes grandeurs et distributions contenues dans une IClayer.

Nous avons utilisé ces structures dans différents logiciels pour l'acquisition des données (voir section suivante) et pour le calcul des constantes sur tout le calorimètre.

3.4.2 Acquisition des données

Considérations techniques

La première étape de l'application de l'intercalibration aux données est bien sûr l'acquisition d'une statistique la plus importante possible. Quand les premières données ont été disponibles, l'information du contenu en énergie des cellules du calorimètre était disponible uniquement dans les fichiers de sortie du programme d0reco. Nous avons donc écrit un programme s'exécutant dans le "framework" de DØ et permettant de remplir nos structures de stockages. Malheureusement, ce programme nécessitait beaucoup trop de ressource en mémoire et en temps pour être efficacement mis en oeuvre sur les machines de DØ .

A peu près au même moment, les fichiers d'analyse "rootuples" commencèrent à être rapatriés au centre de calcul de Lyon et à contenir l'information nécessaire à notre travail. Nous avons donc changé notre stratégie et redéveloppé les programmes pour pouvoir travailler depuis Lyon. Enfin, récemment, le format des données de DØ a changé et nous n'avons pas eu le temps d'adapter nos programmes ce qui nous a empêché d'utiliser les données les plus récentes pour l'intercalibration.

Contrôle de la qualité des données

La prise de données dans DØ s'effectue par périodes appelées "run" durant lesquelles aucune opération sur le détecteur n'est effectuée. D'un run à l'autre, des réglages peuvent être effectués ou alors les conditions de faisceau peuvent se dégrader. Pour l'intercalibration, nous avons donc choisi seulement certains runs à analyser : d'abord parce qu'il nous est techniquement impossible d'acquérir la totalité de ces runs et ensuite parce qu'à cause des raisons ci-dessus, certains runs contiennent des données de moins bonne qualité. Nous avons essentiellement choisi d'utiliser la sélection de runs effectuée par le groupe de travail sur les jets et l'énergie transverse manquante. Cette sélection nous assure que, lors des prises de données, le détecteur et surtout le calorimètre fonctionnaient correctement et que les évènements enregistrés contiennent un signal physique intéressant.

La qualité des premières prises de données n'était pas optimale et nous ne pouvions pas nous contenter de sélectionner des "bons" runs pour réaliser l'intercalibration. Il s'est avéré qu'un nombre non négligeable de cellules avait un comportement fluctuant d'un run à l'autre : des cellules mortes ne délivrant quasiment aucun signal ou, au contraire, bruyantes délivrant systématiquement un peu de signal pouvaient avoir un comportement normal lors d'autres runs. Pour gérer ces problèmes nous avons mis au point une procédure dont les

objectifs étaient de repérer le mauvais comportement de certaines cellules lors de certains runs afin :

- de les exclure des anneaux servant de référence aux bonnes cellules,
- de garder la possibilité de calculer une constante pour ces cellules grâce aux runs durant lesquels elles se sont bien comportées.

La stratégie pour réaliser cela est la suivante : on acquière les données par bloc de N évènements. Pour ces N évènements on note toutes les cellules ayant un mauvais comportement, on leur associe le nombre N et on ne retient pas leurs enregistrements. A la fin de l’acquisition on a donc une carte complète des cellules ayant mal fonctionné et le nombre d’évènements pour lesquels elles ont eu un comportement normal ainsi que les enregistrements associés. Il est alors possible de calibrer ces cellules avec ces enregistrements de fonctionnement normal. Le choix de N est délicat : s’il est trop grand, une période de mauvais fonctionnement peut passer inaperçue et pourtant être suffisamment importante pour biaiser le calcul des constantes. Au contraire si N est trop petit, il est très difficile de repérer les mauvaises cellules à cause du manque de statistique. Nous avons finalement choisi de le prendre entre 100000 et 200000 selon la taille des runs ce qui laisse quelque centaines d’enregistrements par cellule pour faire un choix. Enfin ce choix pour les mauvaises cellules est fait selon les critères suivants : dans un anneau on calcule le nombre d’évènements N_{cell} et l’énergie E_{cell} totale enregistrée pour chaque cellule. On calcule les médianes N_{med} et E_{med} de ces grandeurs dans chaque anneau et on ne garde que les cellules vérifiant :

$$\frac{1}{1.3}N_{med} < N_{cell} < 1.3N_{med} \quad \text{et} \quad \frac{1}{1.3}E_{med} < E_{cell} < 1.3E_{med} \quad (3.25)$$

Les effets de cette sélection de cellules ont évolué avec l’amélioration du fonctionnement du détecteur. La figure 3.19 montre la carte des mauvaises cellules sur les premières prises de données que nous avons traitées et la même carte pour les dernières prises de données.

En plus des cellules bruyantes et mortes il existe aussi des cellules “chaudes”, c’est-à-dire qui délivrent occasionnellement un très fort signal non physique. Ces cellules sont généralement isolées et la collaboration dispose d’un algorithme, NADA, pour les repérer. Nous l’avons utilisé pour éliminer ces cellules chaudes de nos prises de données.

Ces sélections de cellules ne sont néanmoins pas suffisantes : sur les premières données, certaines aberrations dans les distributions d’énergie consistant en des pics à haute énergie (certainement dus à des cellules chaudes non éliminées, voir figure) rendaient complètement inefficaces les méthodes de calibration. Nos algorithmes prévoient donc aussi de repérer ces pics et de placer une coupure haute qui suffit à régler le problème.

3.4.3 Uniformité en ϕ et effets de triggers

Les contrôles de qualité que nous avons effectués lors de l’acquisition des données ne sont pas suffisants pour garantir un calcul correct des constantes de calibration. En effet, des non-uniformités dans le système de déclenchement entraînent des non-uniformités dans les flux d’énergie enregistrés dans les cellules et ceci conduit bien sûr à des biais dans les calculs des constantes de calibration. Pour les premiers lots de données que nous avons

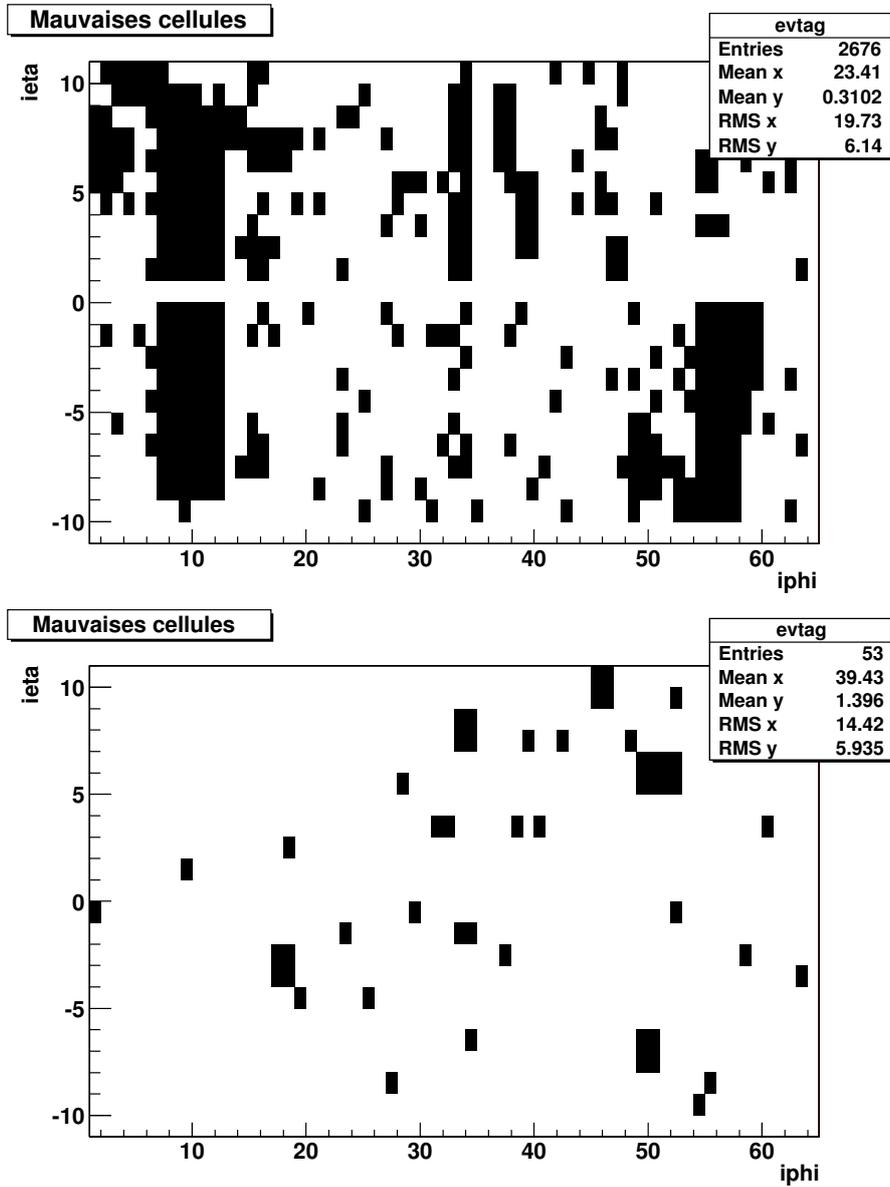


FIG. 3.19 – Position des mauvaises cellules dans la couche 1 du calorimètre électromagnétique. En haut sur les 1^{ères} données en bas sur les données p11.

traités nous sommes pourtant contents des seuls contrôles de qualité. La statistique n'était alors pas suffisante pour s'autoriser des sélections supplémentaires et la mise en œuvre d'étude de triggers n'était pas envisageable pour des raisons techniques.

Uniformité du calorimètre

Les premières données traitées montraient de fortes non-uniformités en ϕ peu compatibles avec nos hypothèses de décalibration à moins de considérer que les fluctuations des α soient supérieures à 10% (voir par exemple la figure 3.9). Dès que cela fut techniquement possible nous avons donc étudié l'influence du trigger sur l'uniformité des données. Pour cela nous avons établi les distributions des particules électromagnétiques reconstruites dans le calorimètre. Ceci nous permet d'avoir une idée correcte de la répartition générale de l'énergie dans le calorimètre. Nous avons comparé ces distributions pour différentes configurations des triggers de niveau 1. La figure 3.20 montre des cartes typiques de distributions. La figure 3.21 montre en 3 dimensions le même type de distribution pour un lot complet d'environ 3,5 millions d'évènements. Enfin, la figure 3.22 montre la distribution des tours triggers ayant enregistré de l'énergie pour ces mêmes évènements. Ces études aboutirent aux conclusions suivantes :

- D'abord, la confirmation de la non uniformité en ϕ du calorimètre.
- Le système de déclenchement du calorimètre est lui aussi non uniforme.
- Il est donc impossible d'obtenir un flux d'énergie uniforme en ne choisissant que des évènements ayant passé certains trigger

Pour s'affranchir au maximum de ces biais triggers, nous avons choisis d'imposer l'uniformité en ϕ de notre sélection de données.

Sélection des lots de données

Nous avons sélectionné nos données de manière à imposer l'uniformité de la distribution des tours triggers ayant enregistré un évènement au dessus de 10 GeV. Cette méthode a deux justifications :

- On s'assure que le calorimètre voit uniformément le même type d'évènements physiques.
- Les circuits électroniques des tours trigger du calorimètre et ceux de lectures des cellules ne sont pas identiques et l'énergie des tours triggers correspond à une somme d'énergie sur plusieurs cellules. On peut donc estimer que les effets de décalibration du trigger et ceux des cellules ne seront pas trop corrélés par cette sélection.

L'algorithme de sélection est donc relativement simple : on s'arrange pour choisir les évènements de façon que pour lot final, le nombre de tours triggers soit uniforme en ϕ . Pour éviter d'autres biais dus à d'éventuels dysfonctionnements des tours triggers, on réalise aussi d'autres vérifications : on sépare les distributions d'énergie récoltées par les tours triggers en deux parties (une au dessus de 15 GeV l'autre en dessous) et on vérifie des relations similaires à (3.25) ce qui permet d'éliminer les distributions aberrantes. Pour minimiser les biais instrumentaux on utilise l'information issue de l'algorithme de simulation du trigger

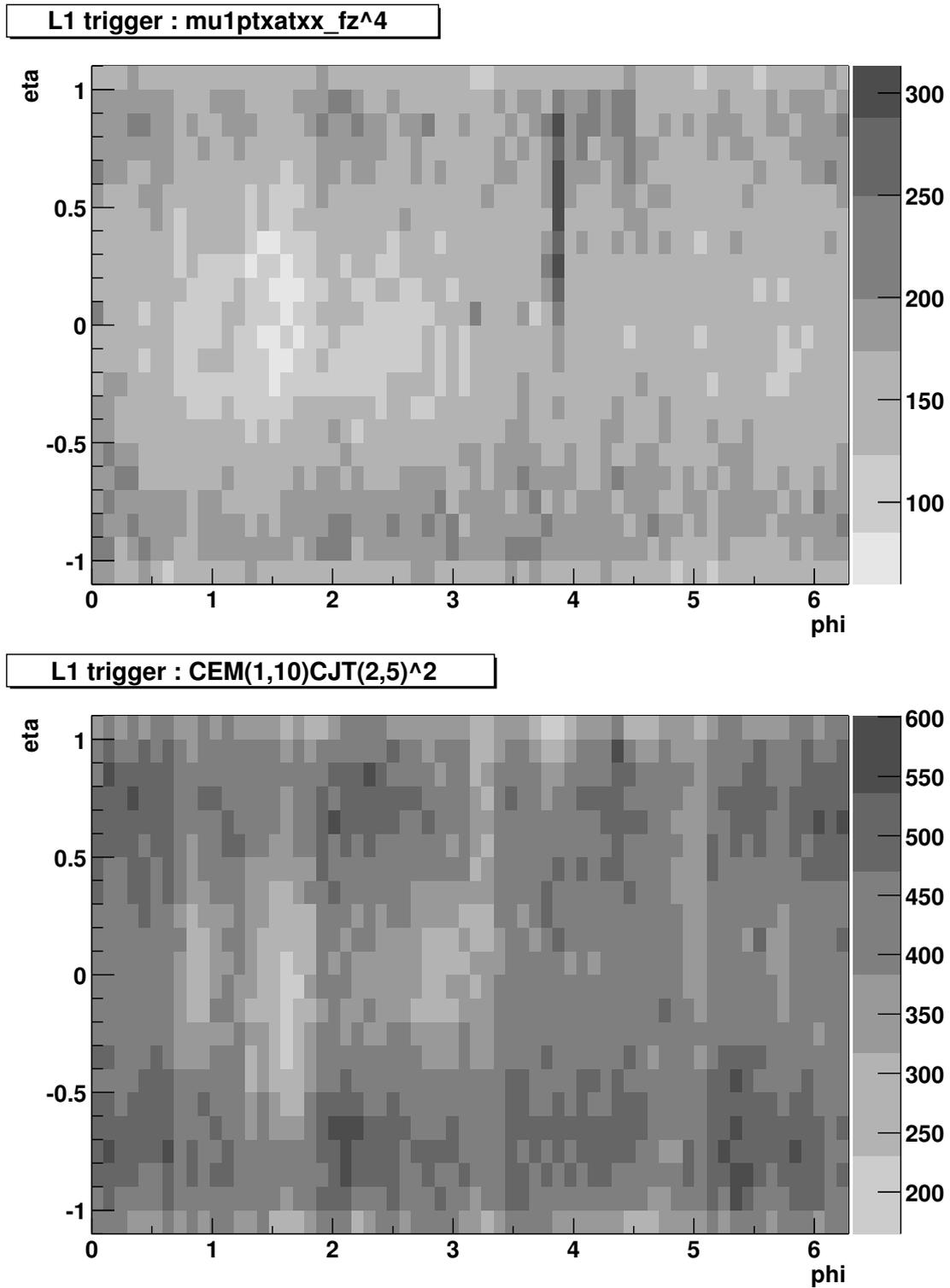


FIG. 3.20 – Nombre d'occupation des particules électromagnétiques dans le calorimètre central quand un type particulier de trigger est allumé. On remarque essentiellement des non uniformités en ϕ représentées par les taches claires ou sombres sur les figures

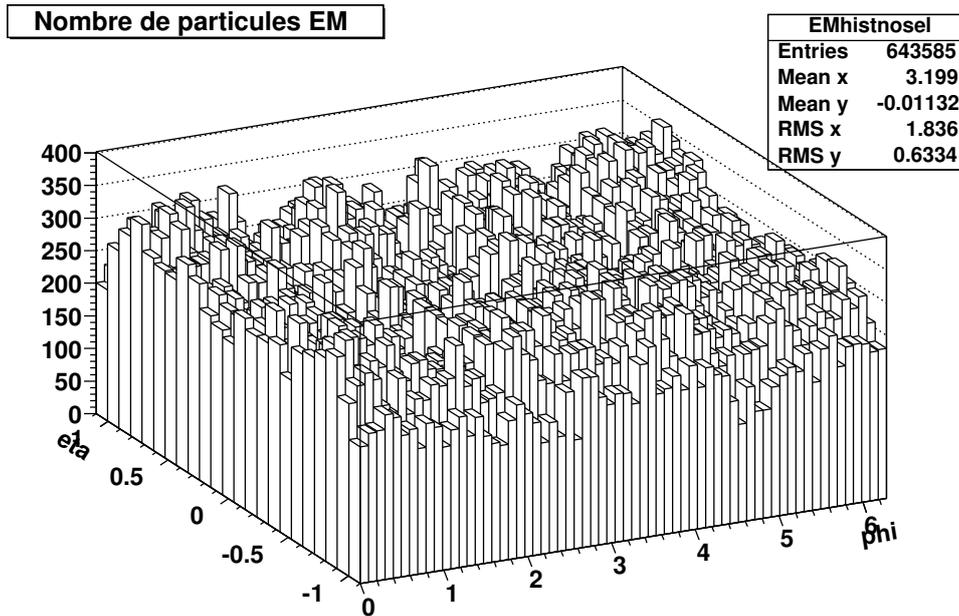


FIG. 3.21 – Nombre de particules électromagnétiques en fonction de leur position pour 3.5 millions d'évènements

ayant pour entrée l'information réelle délivrée par le calorimètre. On vérifie la cohérence des décisions des triggers niveau 1 réels et simulés et aussi leur cohérence avec les évènements reconstruits et on impose qu'il n'y ait aucune cellule chaude dans les tours triggers. Enfin, le fait d'imposer un seuil lors de la sélection se répercute dans les distributions d'énergie des cellules et il faut s'assurer d'appliquer les méthodes de calibrations avec des seuils suffisamment hauts.

Cette sélection trigger diminue considérablement la statistique. De plus, comme le montre la figure 3.22 certaines tours triggers sont éteintes. On ne peut donc pas calibrer les cellules entourant ces tours et nous avons exclu des tours de cellules de taille 4×4 (en $\eta \times \phi$) pour chaque couche dans le calorimètre électromagnétique et 8×8 dans le hadronique. Cette sélection supprime en moyenne plus des trois quarts des évènements et exclut de la calibration environ 40% des cellules. Néanmoins elle améliore nettement l'uniformité en ϕ de la répartition des particules électromagnétiques (voir figure 3.23).

3.5 Application de l'intercalibration aux données

Nous avons calculé plusieurs jeux de constantes de calibration à partir de plusieurs lots de données de plus en plus importants au fur et à mesure de l'augmentation de la statistique disponible. Les résultats présentés ici ont été obtenus avec un lot de 3,8 millions d'évènements qui ont passé notre sélection trigger et qui sont issus de la version de reconstruction p11.11 de DØ .

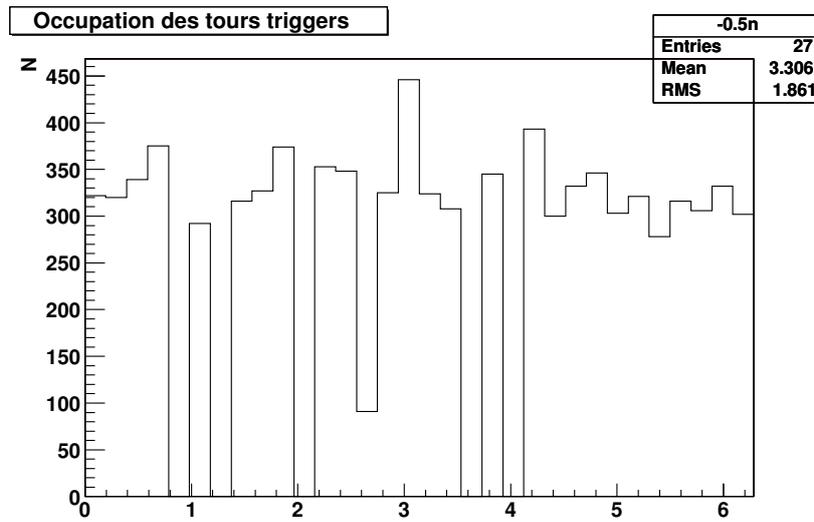


FIG. 3.22 – Exemple d’occupation des tours triggers dans un anneau à $\eta = -0.5$ pour un run.

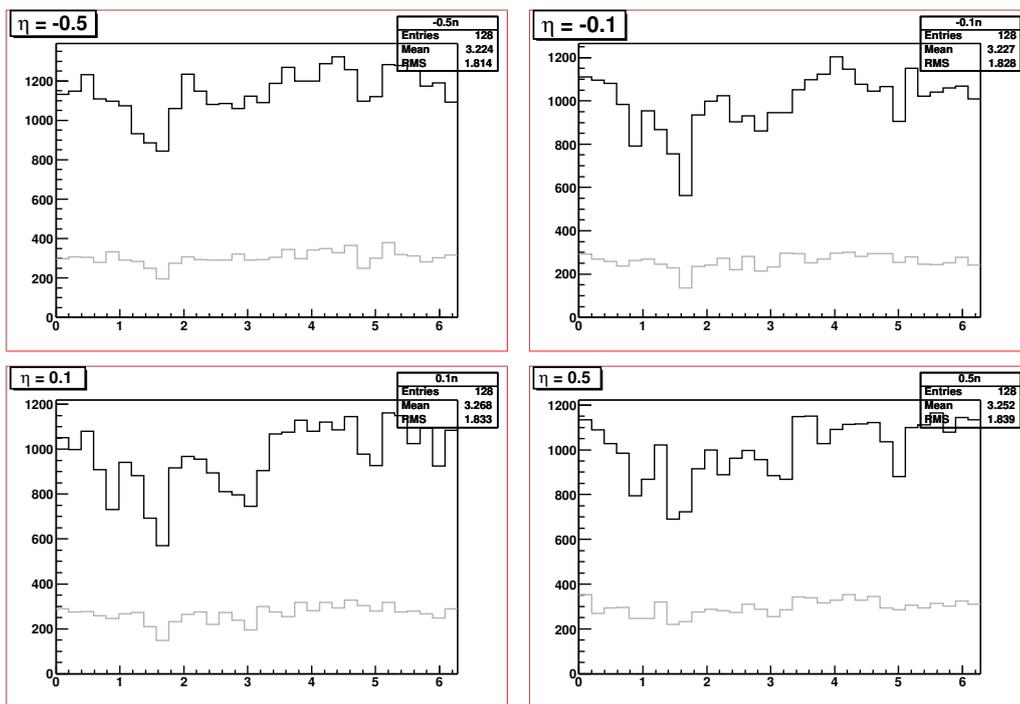


FIG. 3.23 – Nombre de particules dans différents anneaux avant (noir) et après (gris) la sélection d’évènements

3.5.1 Estimation de la décalibration et de la précision de reconstruction

Pour estimer la décalibration relative des cellules du calorimètre, nous avons comparé les énergies moyennes déposées dans les cellules. En théorie, si une cellule contient une distribution de variance σ^2 , alors l'écart-type des énergies moyennes sur un anneau du calorimètre doit être $\sim \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$ où N est le nombre d'enregistrements moyens par cellule. Un écart-type supérieur marque donc la présence de biais. Notre hypothèse est que ces biais sont dus à des décalibrations et nous avons cherché à estimer l'ampleur de cette décalibration lors du calcul des constantes. Dans chaque anneau de données, on récupère la distribution globale d'énergie. Avec elle, pour différentes hypothèses de décalibration on génère plusieurs anneaux virtuels. On peut alors évaluer la décalibration des données en cherchant quelle hypothèse donne un écart-type moyen proche de celui des données. Avec cette procédure et dans l'hypothèse où la décalibration est uniforme dans les anneaux, on estime que les constantes α ont un écart-type supérieur à 4% en moyenne (voir figure 3.24).

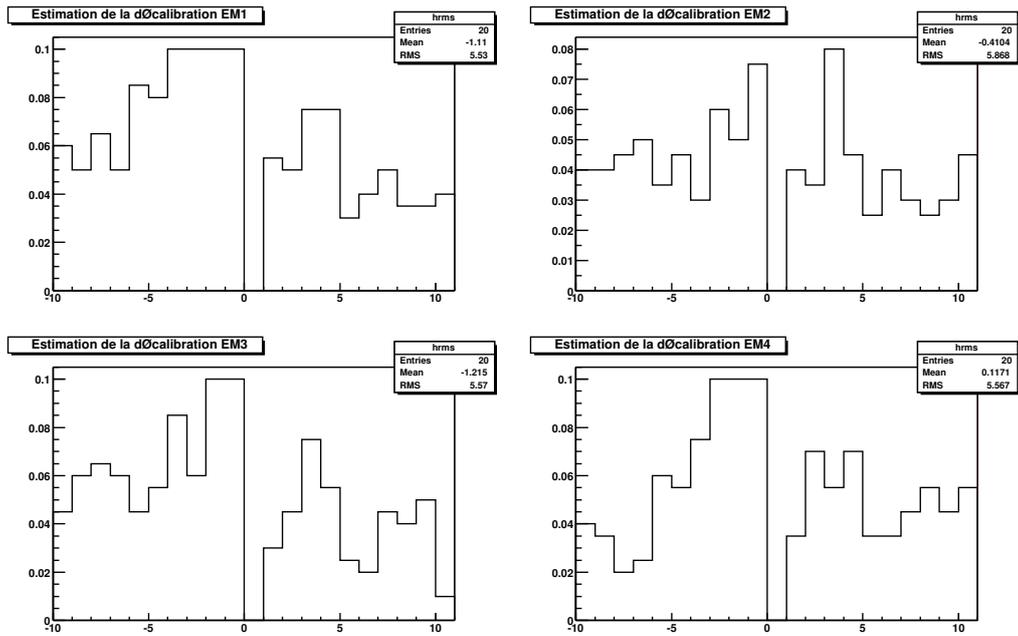


FIG. 3.24 – Estimation de la décalibration des anneaux du calorimètre central électromagnétique

Cette estimation de la décalibration nous sert aussi pour estimer la précision que les méthodes de calibrations peuvent atteindre sur la construction des constantes. Les formes des distributions d'énergie pouvant varier selon la position en η des zones de calibration, la précision à attendre n'est pas forcément uniforme dans le calorimètre. Dans chaque anneau, après l'estimation de la décalibration on génère encore des anneaux virtuels, décalibrés selon

cette estimation, avec lesquels on peut tester la méthode de calibration. On calcule ainsi la précision de la méthode pour des distributions de même forme que celle des données. Dans la figure 3.25, on montre les précisions obtenues dans le calorimètre central. On remarque

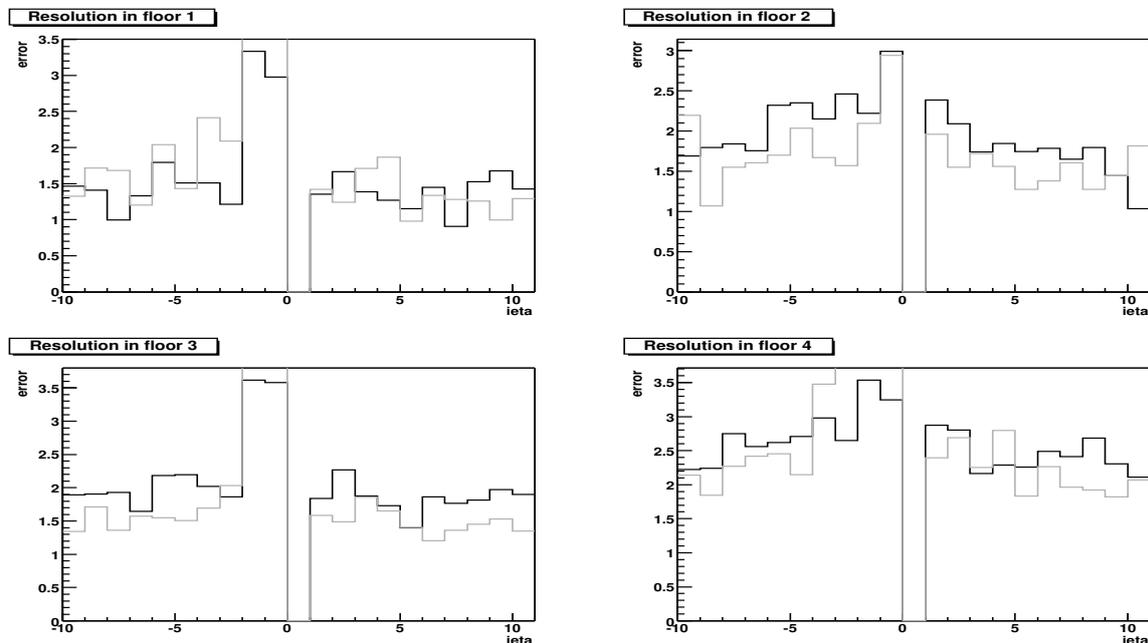


FIG. 3.25 – Précision estimée des méthodes de calibration pour les anneaux du calorimètre central. En rouge (gris) pour la méthode 1, en noir pour la méthode 2.

que la précision est moins bonne dans les anneaux d'indices -1,-2,-3 ce qui est attendu car la décalibration estimée est plus grande dans ces zones (voir figure 3.24). C'est aussi dans ces anneaux que la précision de la méthode 1 est moins bonne que celle de la méthode 2 : ceci est cohérent avec les résultats sur les précisions relatives de ces méthodes, voir figure 3.11 où l'on voit que la méthode 1 est moins performante pour des fortes décalibrations. Enfin, dans tous les cas sauf dans la couche 4, la précision attendue est bien inférieure à la décalibration estimée et donc les résultats de la partie 3.3.2 et en particulier de la courbe 3.15 nous indiquent que les constantes calculées devraient avoir un effet positif sur la résolution en énergie du calorimètre.

Une fois le calcul des constantes effectué, on dispose d'un nouveau moyen d'estimation de la décalibration du détecteur en calculant l'écart-type des constantes dans chaque anneau. On s'attend à trouver une valeur proche de l'estimation de la décalibration à la précision de reconstruction près mais comme le montre la figure 3.26 on trouve des valeurs sensiblement inférieures pour la méthode 1. Cela s'explique par le fait que cette méthode a tendance à sous-estimer la correction à apporter aux cellules dès que sa précision se dégrade. La méthode 2 donne en revanche des résultats cohérents avec les estimations de la figure 3.24.

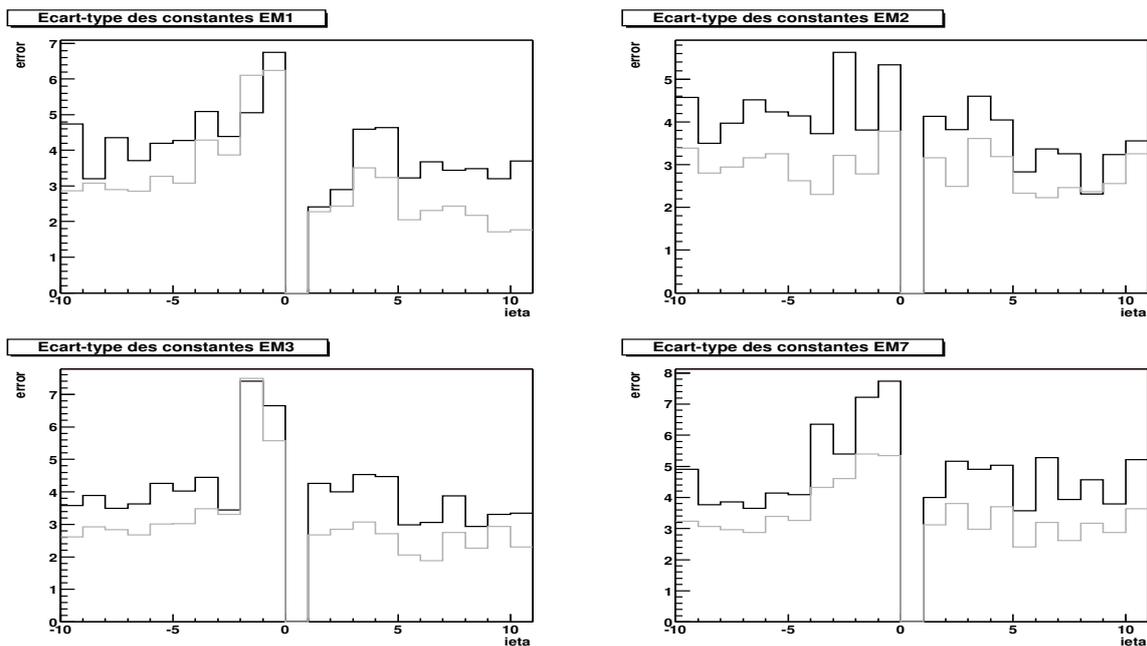


FIG. 3.26 – Dispersion des constantes de calibration calculées avec la méthode 1 (gris) et la méthode 2 (noir).

3.5.2 Résultats

Dans cette partie nous présentons les tests que nous avons effectués pour juger de la pertinence de nos constantes.

Distribution des constantes

Dans le cas où notre hypothèse de décalibration du calorimètre est correcte (y compris dans le cas d'une décalibration nulle), la distribution des constantes reconstruites doit être de type gaussien. Les distributions obtenues pour la troisième couche électromagnétique sont montrées figure 3.27 (les distributions dans les autres couches sont comparables). La méthode 2 donne un pic très déformé : cela peut s'expliquer par le fait que cette méthode est très sensible au choix de son seuil de référence et que plus ce seuil est loin du seuil optimal, plus la méthode a tendance à surestimer les corrections. Nos algorithmes de calibration effectuent des tests sur des anneaux virtuels pour rechercher les paramètres optimum de calibration. Mais dans le cas de la méthode 2 les fluctuations de ces paramètres peuvent suffire à dégrader le calcul des constantes.

Par ailleurs, on compare les deux jeux de constantes calculées : la distribution de la différence entre les cellules est donnée figure 3.28. En excluant les trop grandes différences, l'écart-type de cette distribution est d'environ 0.02 ce qui est compatible avec la précision estimée de la reconstruction.

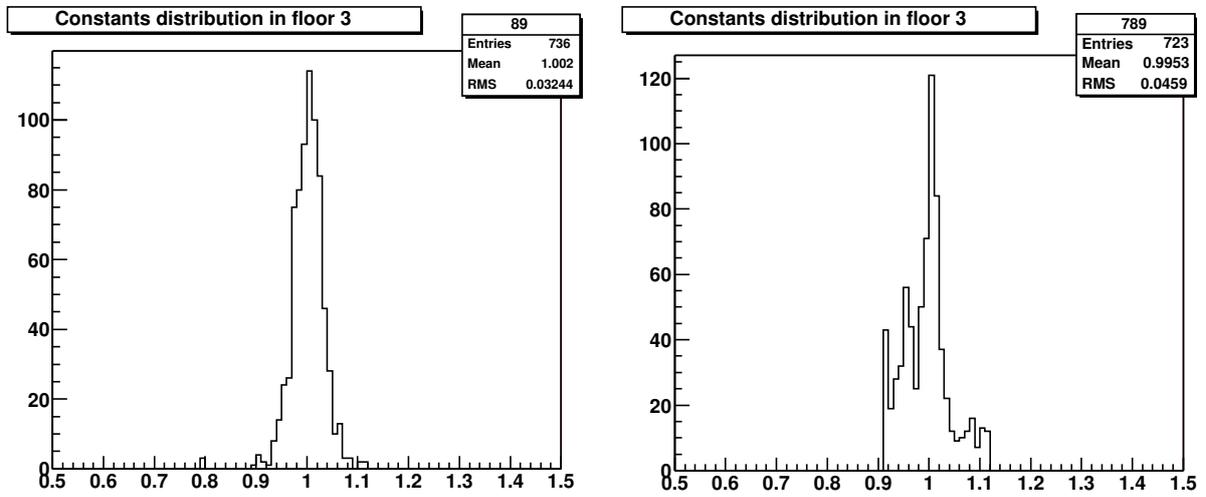


FIG. 3.27 – Distribution des constantes de calibration de la couche EM3

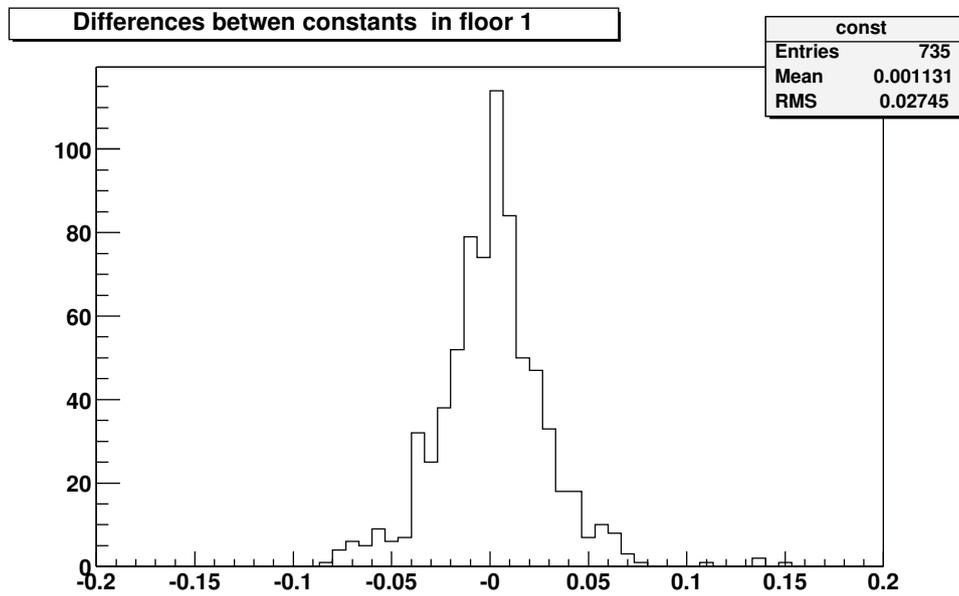


FIG. 3.28 – Différence entre les constantes de calibration dans la couche EM1

Effets sur l'uniformité des anneaux

L'application des constantes de calibration doit en principe uniformiser les distributions d'énergie dans les anneaux. On vérifie donc cet effet en calculant l'écart-type de l'énergie moyenne enregistrée dans les cellules. Ce test n'est pas très significatif car même des constantes reconstruites avec une mauvaise précision peuvent réduire ces écart-types. Comme le montre la figure 3.29, nos méthodes sont quasiment partout efficaces.

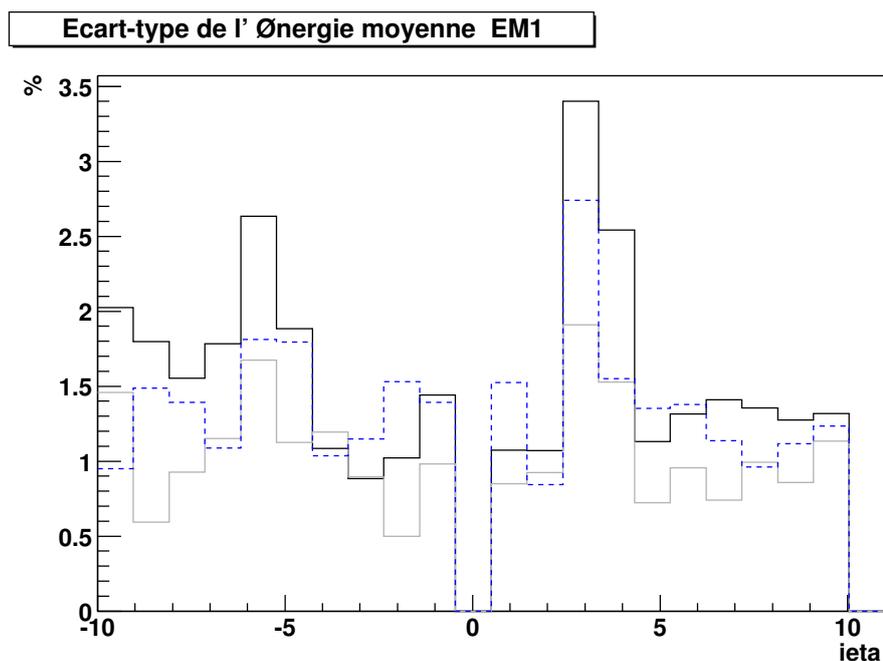


FIG. 3.29 – Effet de l'intercalibration sur l'uniformité de la répartition d'énergie (noir : pas de correction, gris : méthode 1, haché : méthode 2)

Demander une amélioration maximale de l'uniformité dans les anneaux peut aussi être un critère pour sélectionner les paramètres optimum des méthodes de calibration. Nous avons testé cette manière de faire mais les résultats sont sensiblement identiques et la précision attendue légèrement moins bonne que dans le cas où on cherche à atteindre la meilleure précision pour des anneaux virtuels.

Effets sur la largeur du Z

Pour vérifier l'effet des constantes de calibration sur les mesures physiques, nous avons testé leur effet sur la largeur du pic de masse du boson Z^0 . À partir d'un lot d'événements correspondant au signal $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, nous avons appliqué nos constantes de calibration aux cellules impliquées dans les gerbes électromagnétique, correspondant aux électrons puis comparé les masses reconstruites avec et sans correction.

Sélection des évènements : nous avons utilisé la sélection “2 particules électromagnétiques” de la collaboration pour les versions de reconstruction p13.05 et p13.06 ce qui représente environ 72 pb^{-1} . Les coupures suivantes ont été appliquées :

- Coupures officielles d’identification des électrons.
- Une trace associée à chaque particule (Tous les angles sont mesurés à partir des traces et sont donc indépendants de l’énergie mesurée dans le calorimètre).
- L’écart en ϕ des deux particules doit être dans $[\pi - 0.2, \pi + 0.2]$.
- Les particules ne doivent pas passer dans les zones mortes entre les modules du calorimètre.
- Notre étude s’est restreinte aux particules dans le calorimètre central.
- On demande des particules d’énergie supérieure à 20 GeV.

La masse invariante est reconstruite et on réalise un ajustement par une fonction de Breit-Wigner convoluée par une gaussienne. Les paramètres libres de cet ajustement sont la largeur de la gaussienne et la valeur centrale de la fonction de Breit-Wigner, sa largeur étant fixée à 2.49 GeV.

Comme on l’a évoqué au début de la section 3.4.2, pour des raisons techniques et de manque de temps nous n’avons pas pu calculer de constantes de calibration pour les données reconstruites avec les versions p13 et supérieures. Nous avons donc appliqué les constantes calculées avec p11 et la différence de version ne devrait pas être trop gênante pour deux raisons : d’une part l’intercalibration est une calibration de bas niveau et se situe avant l’essentiel des algorithmes de reconstruction. D’autre part les corrections électroniques sont exactement les mêmes dans les deux versions et de récentes études ont montré que ces corrections sont raisonnablement stables dans le temps.

Les résultats obtenus avec les deux méthodes sont donnés sur les figures 3.30 et 3.31.

On compare l’intercalibration avec les deux étapes de calibration en amont et en aval : les corrections électroniques de non-linéarité et de gain et les corrections géométriques. Les deux méthodes montrent une légère amélioration de la largeur de la gaussienne quand toutes les corrections sont appliquées. Néanmoins l’amélioration ne peut pas être considérée comme significative au vu de l’erreur sur la largeur.

3.5.3 Intercalibration des particules électromagnétiques

Avec l’absence de résultats significatifs pour l’intercalibration cellule par cellule, nous avons envisagé de changer nos zones de calibration. Pour changer au plus l’approche du problème, nous avons réalisé une calibration sur l’énergie reconstruite dans le calorimètre des particules électromagnétiques. Nous avons divisé le calorimètre en zones 0.2×0.2 en $\eta \times \phi$ et nous avons utilisé l’énergie des particules électromagnétiques reconstruites dans ces zones. Les constantes ont été calculées à partir de la sélection “2 particules électromagnétiques” pour la version de reconstruction p13.05. Ce lot étant trop restreint, nous n’avons pas effectué de sélection sur les triggers et nous avons sélectionné les particules non centrées dans une zone morte et d’énergie transverse supérieure à 5 GeV.

Nous avons procédé aux mêmes estimations et tests que pour l’intercalibration par

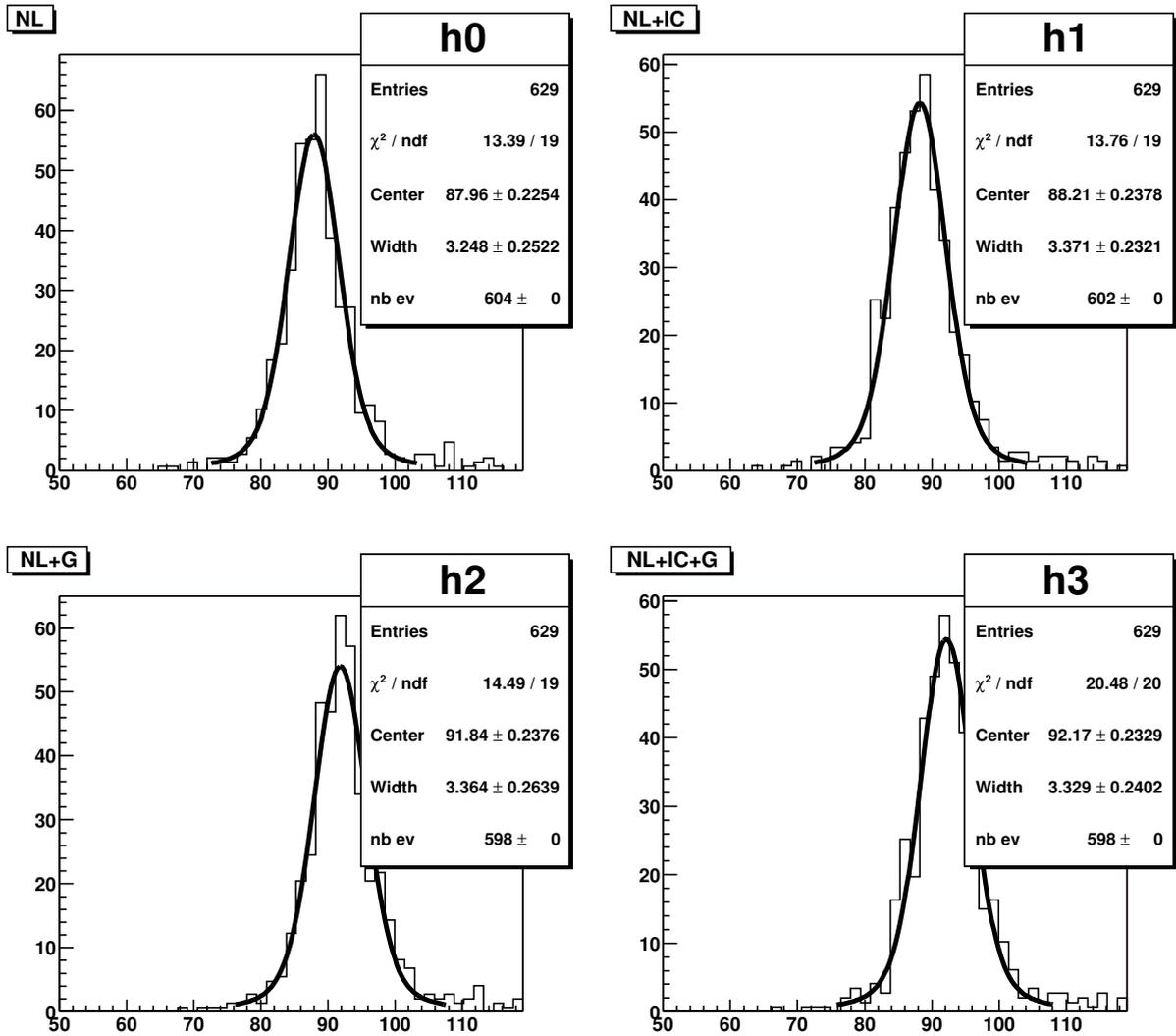


FIG. 3.30 – Masse invariante reconstruite sur les données. Différentes corrections : non-linéarité et gain (NL), géométriques (G) et intercalibration (IC) par la méthode 1

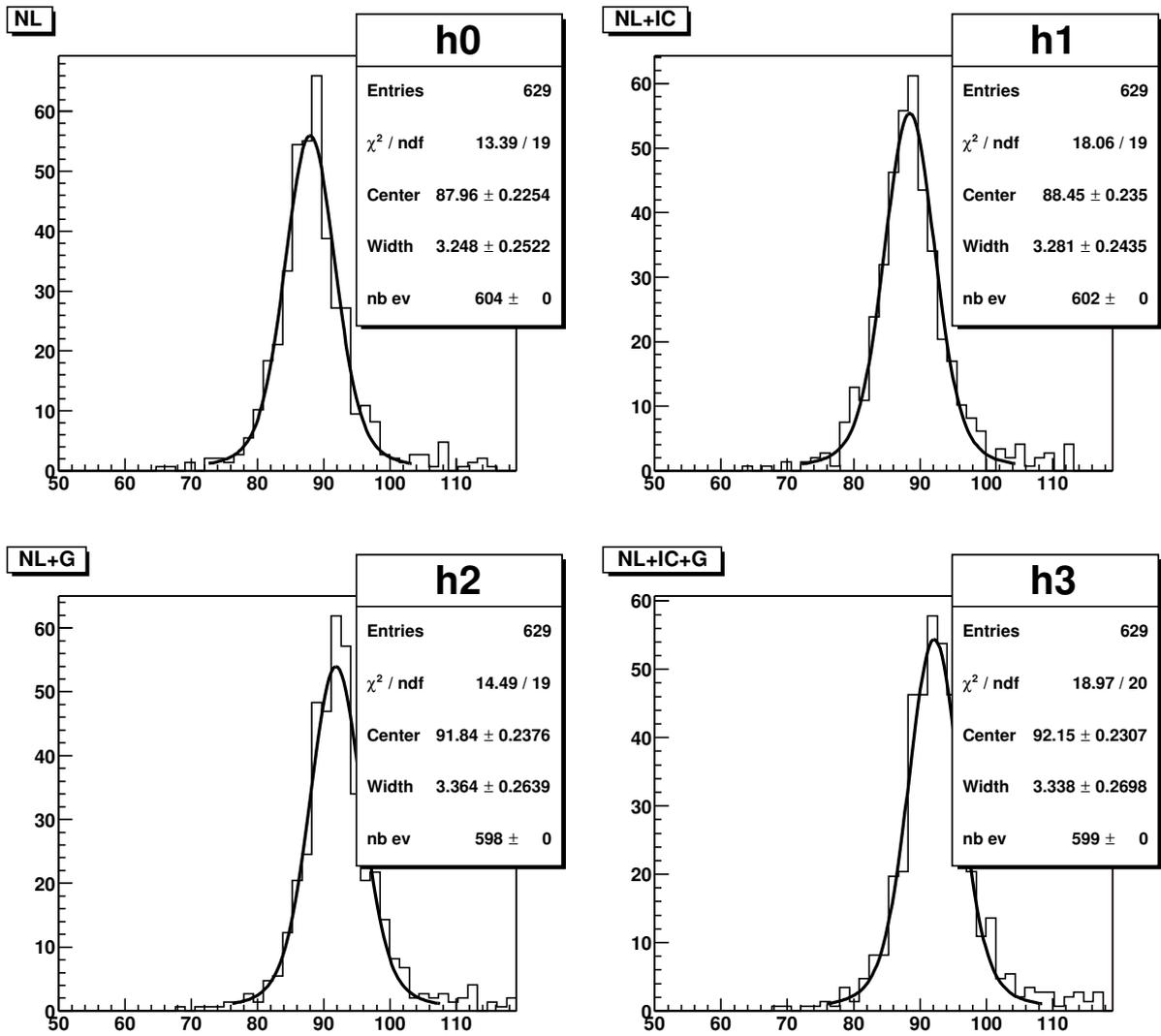


FIG. 3.31 – Même résultat que pour la figure 3.30 pour la méthode 2

cellule. Les résultats sont résumés dans la figure 3.32. Le premier d'entre eux exprime le

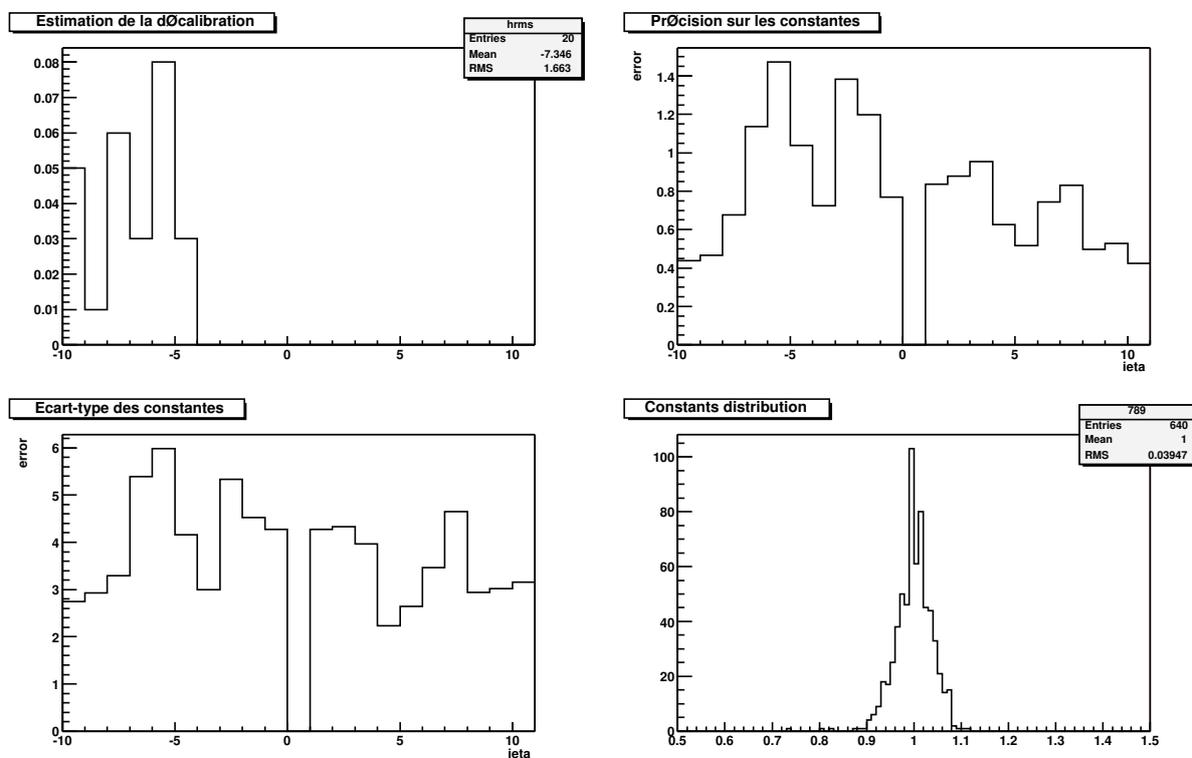


FIG. 3.32 – Différents tests sur les constantes de calibration pour les particules électromagnétiques. Contrairement aux graphes précédents l'indice ieta correspond à des tours de taille 0.2

fait que les distributions d'énergie sont très uniformes : dans la plupart des anneaux la décalibration est quasiment nulle et il paraît donc très difficile de pouvoir apporter une amélioration². La forme des distributions en énergie est beaucoup plus étalée que celle des distributions par cellules ce qui rend nos méthodes de calibration bien plus efficaces et qui explique les très bonnes précisions attendues. Enfin, la dispersion des constantes reconstruites est très au dessus des estimations de décalibration. Tout cela laisse donc à penser que les constantes calculées de cette manière n'auront aucun effet positif sur la résolution en énergie. Le test sur la largeur du pic du Z^0 nous le confirme : l'application de ces constantes conduit à un élargissement de la gaussienne (cf. figure 3.33)

On peut penser que la bonne uniformité de l'énergie des particules électromagnétiques est le signe d'une bonne calibration du calorimètre. Malheureusement, ce n'est pas exact : chaque zone de calibration est concernée en moyenne par une cinquantaine de cellules, la dispersion en énergie est donc diminuée d'un facteur $\sqrt{50}$ par rapport à la dispersion sur

²À cause de la statistique beaucoup moins élevée dans ces anneaux que dans le cas de l'intercalibration par cellule, ces estimations sont très grossières et ne fournissent qu'un ordre de grandeur

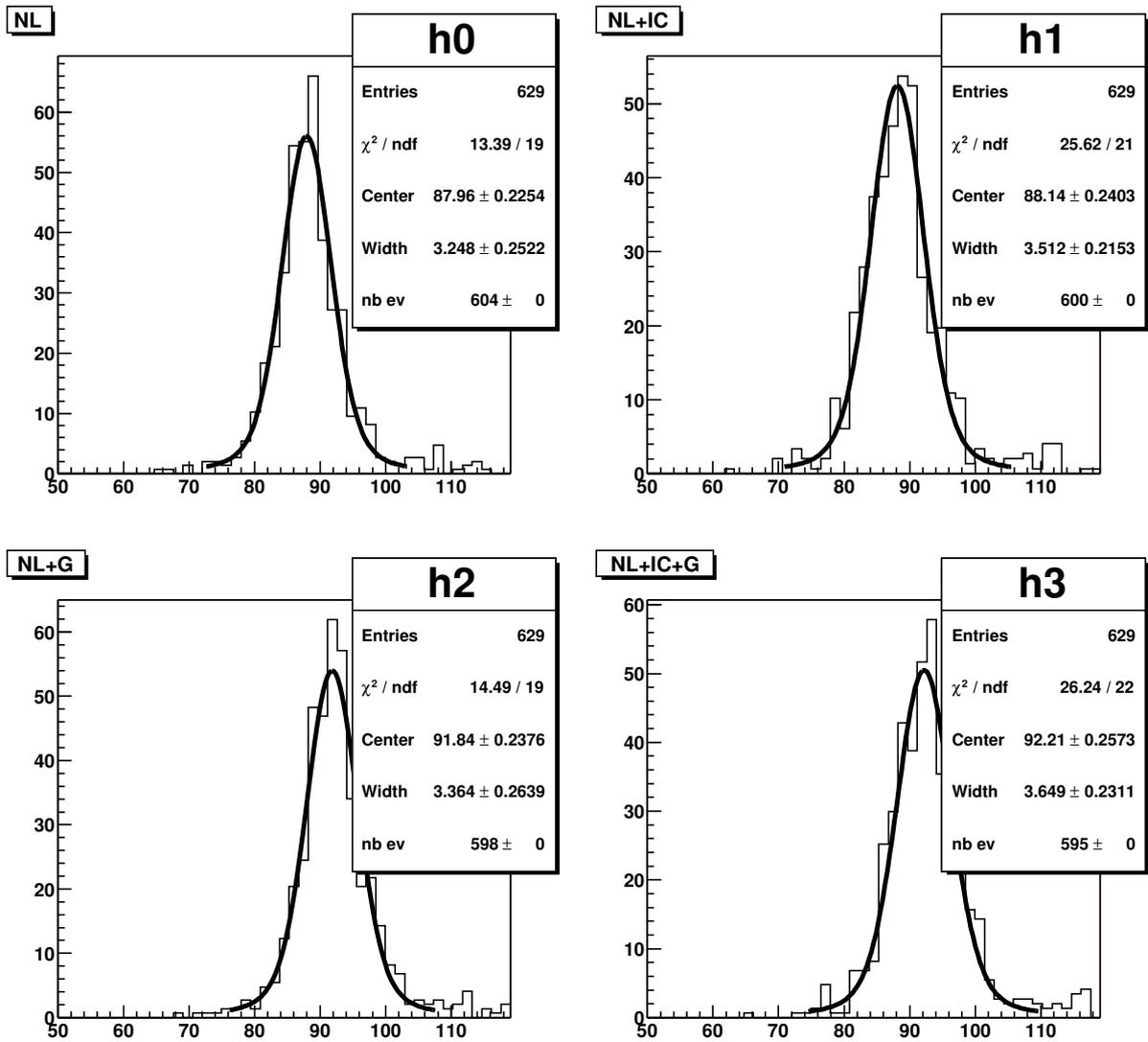


FIG. 3.33 – Effets des constantes de calibration pour les particules électromagnétiques sur le pic de masse du Z^0

les cellules. Par conséquent dans l’hypothèse d’une décalibration uniforme des cellules de l’ordre de 5%, la non uniformité de ces zones de particules électromagnétiques sera à peine perceptible.

3.5.4 Conclusions

Ce travail d’intercalibration a été initié et entièrement mené au sein du groupe DØ de Lyon. Il a débouché sur plusieurs points positifs :

- mise au point et optimisation de méthodes de calibrations “résistantes” à de nombreux biais (comme ceux dus aux constantes β , aux effets de seuils ou de flux),
- mise au point de procédures de sélection des données et de vérification de leur qualité,
- un travail de simulation qui nous permet de connaître les limites à attendre de l’intercalibration,
- procédures d’estimation de la décalibration et de vérification de l’efficacité des constantes.

Nous avons pu constater des non-uniformités des distributions en énergie dans les cellules du calorimètre et nous avons, en résumé, des procédures complètes pour effectuer les corrections correspondantes. Nous avons aussi testé l’effet de l’intercalibration sur la largeur du pic de masse du Z^0 : en utilisant des constantes calculées sur un lot de données complètement différent de celui contenant les événements Z , on obtient une légère amélioration de la résolution. Mais cette amélioration n’est pas significative ; or, avec une décalibration de l’ordre de 4% (comme nous l’avons estimée), et une précision sur les constantes de l’ordre de 2%, on s’attend en théorie à améliorer l’écart-type de 400 MeV environ. Plusieurs raisons peuvent expliquer ce résultat et nous essayons de les présenter maintenant.

D’abord, il faut préciser que la résolution du calorimètre n’est pas déjà optimale : l’écart-type de la gaussienne du pic du Z^0 est, au meilleur des corrections appliquées, autour de 3,3% alors que la simulation Monte-Carlo en prévoit une de l’ordre de 2,8%. Par ailleurs, nos algorithmes de calibration ont été abondamment testés et leur capacité à reconstruire les constantes de distributions décalibrées ne peuvent vraisemblablement pas être en cause.

Finalement, nous avons principalement trois causes pour expliquer cette situation :

- La première pourrait venir de l’efficacité de la sélection sur le déclenchement : l’information donnée au simulateur du niveau 1 peut contenir des biais instrumentaux et les coupures nécessaires à la sélection peuvent induire des effets de seuil. Les précautions pour éviter ces biais peuvent ne pas être suffisantes.
- L’énergie enregistrée dans le calorimètre est non uniforme en ϕ et cette non-uniformité est bien répartie (c’est-à-dire qu’elle n’est pas due à quelques cellules isolées très anormales). Notre hypothèse, qui est que cette non uniformité est due à des décalibrations, peut ne pas être vérifiée. Or, nos méthodes d’intercalibration sont statistiques et optimisées pour cette hypothèse ; par conséquent, un léger et systématique effet non linéaire peut certainement suffire à dégrader leur efficacité.
- D’autre part, la différence entre Monte-Carlo et données pour le pic du Z^0 n’est pas

parfaitement comprise. S'il s'avère que cela est dû à des effets expérimentaux, ceux-ci pourraient masquer l'effet de l'intercalibration.

Une première piste pour étendre ce travail et de mieux comprendre les effets de l'intercalibration serait d'essayer de nouvelles procédures de sélection des données utilisées pour le calcul des constantes. Par exemple, il pourrait être intéressant de baser cette sélection sur l'uniformité de la répartition des particules électromagnétiques dans le calorimètre et d'utiliser uniquement les cellules associées à celles-ci, l'avantage de cette méthode étant d'éliminer au maximum les effets de trigger. D'autre part l'augmentation de la quantité de données enregistrées devrait désormais réduire encore plus les incertitudes statistiques.

Enfin, au cours de ce travail, nous avons eu l'occasion d'apprécier l'évolution de la qualité des données du calorimètre depuis la mise en service du détecteur. Au moment de la rédaction de cette thèse, de nombreux efforts sont toujours en cours pour son amélioration et leurs aboutissements permettront certainement de mieux cerner les difficultés de l'intercalibration et en particulier la contradiction mise en avant par cette étude : d'une part la constatation de la non uniformité de l'énergie mesurée dans le calorimètre et d'autre part l'absence d'améliorations significatives des corrections d'intercalibration.

Chapitre 4

Etude du signal $A^0/H^0 \rightarrow \tau\mu$

Dans cette partie, nous décrivons l'étude que nous avons menée sur l'extension du modèle standard avec deux doublets de bosons de Higgs. Comme on l'a vu à la fin du premier chapitre (partie 1.4), dans le cas général des modèles 2HDM type III, la conservation du nombre leptonique n'est pas assurée. En particulier, la désintégration des bosons de Higgs neutres en un tau et un muon est possible. Nous avons étudié les contraintes expérimentales imposées au couplage responsable de cette désintégration et réalisé une simulation du signal au collisionneurs hadroniques afin d'en évaluer les perspectives de découvertes. Cette partie reprend essentiellement le travail décrit dans [94] en corrigeant quelques erreurs et en l'étendant à un espace de paramètres plus vaste : après une discussion sur la définition de ces paramètres, nous présentons les résultats obtenus sur le moment magnétique anormal du muon puis ceux obtenus avec les simulations Monte-Carlo et les conclusions que l'on peut tirer de ces deux études.

4.1 Rappels et définitions des paramètres

Nos études se placent dans l'hypothèse d'un modèle à deux doublets de Higgs le plus général : le modèle dit de type III. Dans ce cadre, l'introduction d'un doublet de Higgs supplémentaire par rapport au modèle standard entraîne l'apparition de nombreux paramètres libres dans la théorie :

- le nombre de paramètres du potentiel scalaire augmente considérablement et dans notre étude, comme expliqué un peu plus loin, il y en a a priori 5 pertinents.
- les couplages de Yukawa entre les bosons de Higgs et les fermions ne sont pas seulement proportionnels à la masse des fermions, mais chaque couplage dépend aussi d'un paramètre libre. Considérant les couplages entre familles, on obtient 18 nouveaux paramètres.

Bien évidemment, il est hors de question de réaliser une étude exhaustive sur un espace des paramètres aussi vaste. Afin de préciser les hypothèses et limites que nous nous sommes fixées, nous commençons par présenter les différentes paramétrisations possibles du modèle 2HDM-III.

4.1.1 Paramétrisation fondamentale, de type a et de type b

Il existe plusieurs façons de choisir les paramètres décrivant le 2HDM-III. Dans la référence [94], nous avons utilisé les paramétrisations de “type a” et de “type b” que nous décrivons maintenant. Le terme de Yukawa pour le secteur leptonique du lagrangien du modèle III s’écrit de façon générique :

$$-\mathcal{L} = (\bar{L}_L^0 \Phi_1) \eta^0 l_R^0 + (\bar{L}_L^0 \Phi_2) \xi^0 l_R^0 \quad (4.1)$$

où on a omis les indices de familles et où η^0 et ξ^0 sont des matrices de mélange entre les familles. Φ_1 et Φ_2 sont les doublets de Higgs :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

dont les valeurs moyennes dans le vide sont

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Les états propres de masse des bosons de Higgs sont obtenues à partir de Φ_1 et Φ_2 par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_W^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \phi_1^\pm \\ \phi_2^\pm \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_Z^0 \\ A^0 \end{pmatrix} &= \sqrt{2} \begin{pmatrix} \text{Im}(\phi_1^0) \\ \text{Im}(\phi_2^0) \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} &= \sqrt{2} \begin{pmatrix} \text{Re}(\phi_1^0) - v_1/\sqrt{2} \\ \text{Re}(\phi_2^0) - v_2/\sqrt{2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.4)$$

où G_Z^0 et G_W^\pm sont les bosons de Goldstone qui donnent leur masse aux bosons Z et W . Contrairement au cas de la représentation fondamentale, dans les paramétrisations de type a et de type b, on ne choisit pas $\tan \beta = 0$ et la matrice de masse des leptons dépend des deux valeurs dans le vide des champs de Higgs. Elle s’obtient à partir de (4.1) par :

$$M_l^{\text{diag}} = V_L \left(\frac{v_1}{\sqrt{2}} \eta^0 + \frac{v_2}{\sqrt{2}} \xi^0 \right) V_R^+ \quad (4.5)$$

V_L et V_R sont des matrices unitaires de transformation. La paramétrisation de type a consiste à éliminer le paramètre ξ en posant :

$$\xi^0 = \frac{\sqrt{2}}{v_2} V_L^+ M_l^{\text{diag}} V_R - \frac{v_1}{v_2} \eta^0 \quad (4.6)$$

et au contraire, avec la paramétrisation de type b on élimine η^0 :

$$\eta^0 = \frac{\sqrt{2}}{v_1} V_L^+ M_l^{\text{diag}} V_R - \frac{v_2}{v_1} \xi^0 \quad (4.7)$$

puis en posant :

$$\begin{aligned} l_{L,R} &= V_{L,R} l_{L,R}^0 \\ \eta &= V_L \eta^0 V_R^+ \quad \xi = V_L \xi^0 V_R^+ \end{aligned} \quad (4.8)$$

on peut réécrire le lagrangien (4.1) en fonction des états propres de masse des différents champs. Pour la paramétrisation de type a on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^a &= -\frac{m_i}{v \sin \beta} \bar{l}_i l_i (\cos \alpha h^0 + \sin \alpha H^0) - i \frac{m_i \cot \beta}{v} \bar{l}_i \gamma_5 l_i A^0 - \frac{m_i \cot \beta}{\sqrt{2} v} \bar{n}_i (1 + \gamma_5) l_i H^+ \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2} \sin \beta} \bar{l}_i \eta_{ij} l_j [\cos(\alpha - \beta) h^0 + \sin(\alpha - \beta) H^0] \\ &+ \frac{i}{\sqrt{2} \sin \beta} \bar{l}_i \eta_{ij} \gamma_5 l_j A^0 + \frac{1}{2 \sin \beta} \bar{n}_i \eta_{ij} (1 + \gamma_5) l_j H^+ + \text{herm. conj.} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Pour celle de type b, le lagrangien est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^b &= -\frac{m_i}{v \cos \beta} \bar{l}_i l_i (\sin \alpha h^0 - \cos \alpha H^0) + i \frac{m_i \tan \beta}{v} \bar{l}_i \gamma_5 l_i A^0 + \frac{m_i \tan \beta}{\sqrt{2} v} \bar{n}_i (1 + \gamma_5) l_i H^+ \\ &- \frac{1}{\sqrt{2} \cos \beta} \bar{l}_i \xi_{ij} l_j [\cos(\alpha - \beta) h^0 + \sin(\alpha - \beta) H^0] \\ &- \frac{i}{\sqrt{2} \cos \beta} \bar{l}_i \xi_{ij} \gamma_5 l_j A^0 - \frac{1}{2 \cos \beta} \bar{n}_i \xi_{ij} (1 + \gamma_5) l_j H^+ + \text{herm. conj.} \end{aligned} \quad (4.10)$$

L'avantage de ces deux paramétrisations est qu'elles sont proches de celles naturellement utilisées dans les autres 2HDM : en prenant $\eta = 0$ dans \mathcal{L}^a on retrouve le lagrangien du secteur leptonique du 2HDM-I et de même, prendre $\xi = 0$ dans \mathcal{L}^b redonne le cas du 2HDM-II c'est-à-dire les couplages du MSSM. Ces correspondances sont aussi vraies pour le lagrangien concernant les quarks down mais fausses pour celui concernant les quarks up.

Les paramétrisations de type a et type b peuvent pourtant prêter à confusion. Elles introduisent un paramètre supplémentaire par rapport à la paramétrisation fondamentale où $\tan \beta = 0$. Pourtant, les grandeurs physiques observables que l'on obtient dans le 2HDM-III doivent être les mêmes quelque soit la paramétrisation choisie. Pour comprendre comment cela est possible, on peut expliciter les relations entre les paramètres fondamentaux (que l'on notera à partir de maintenant η , ξ et α) et ceux des types a ou b (que l'on note maintenant $\hat{\eta}$, $\hat{\xi}$, $\tan \beta$ et α') :

$$\begin{aligned} \hat{\eta}^{U,D} &= M_{U,D} \frac{\sqrt{2}}{v} \cos \beta \\ \hat{\xi}^{U,D} &= \frac{\sqrt{2}}{v} \sin \beta M_{U,D} + \cos \beta \xi^{U,D} \\ \eta^{U,D} &= \frac{\sqrt{2}}{v} M_{U,D} \\ \alpha &= \alpha' - \beta \end{aligned} \quad (4.11)$$

Ici les indices U et D désignent les paramètres pour les secteurs up et down des quarks (le secteur leptonique étant similaire au secteur down) et $M_{U,D}$ sont les matrices de masse diagonalisées des quarks. Dans la représentation fondamentale $v_2 = 0$ ce qui explique par la relation (4.1) que les matrices η soient diagonales. Enfin, on voit que les relations entre matrices de mélange dépendent de β . Lors des calculs des grandeurs physiques observables, cette dépendance compense la présence du paramètre β dans les couplages des paramétrisation a et b. Ainsi les résultats obtenus (comme par exemple les largeurs de désintégration) peuvent être écrits uniquement en fonction des paramètres fondamentaux et ne dépendent donc pas de β .

Pour éviter toutes les ambiguïtés liées à ces paramétrisations, nous avons choisi dans cet exposé d'utiliser la représentation fondamentale. Ceci limite le nombre de paramètres libres du potentiel scalaire à 5 : les 4 masses des Higgs et l'angle de mélange α . Le lagrangien de Yukawa s'exprime dans ce cas :

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L} = & \frac{1}{v} \bar{D} M_D D (\cos \alpha H^0 - \sin \alpha h^0) + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{D} \xi^D D (\sin \alpha H^0 + \cos \alpha h^0) \\
& + \frac{i}{\sqrt{2}} \bar{D} \xi^D \gamma_5 D A^0 - \frac{i}{\sqrt{2}} \bar{U} \xi^U \gamma_5 U A^0 \\
& + \frac{1}{v} \bar{U} M_U U (\cos \alpha H^0 - \sin \alpha h^0) + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U} \xi^U U (\sin \alpha H^0 + \cos \alpha h^0) \\
& + \bar{U} (K \xi^D P_R - \xi^U K P_L) D H^+ \\
& + \text{herm. conj.} + \text{secteur leptonique}
\end{aligned} \tag{4.12}$$

où K est la matrice CKM et les $P_{L,R}$ sont les projecteurs sur les états d'hélicité gauche et droit des spineurs de Dirac. Dans cet exposé nous utiliserons un paramètre tenant compte de la hiérarchie des masses des fermions en écrivant pour la matrice de mélange des fermions :

$$\lambda_{ij} = \frac{\sqrt{2m_i m_j}}{v} \xi_{ij} \tag{4.13}$$

Ainsi le lagrangien du secteur leptonique s'écrit

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L} = & \frac{m_i}{v} \bar{l}_i l_i (\cos \alpha + \lambda_{ii} \sin \alpha) H^0 + \frac{\sqrt{m_i m_j}}{v} \lambda_{ij} \bar{l}_j l_i \sin \alpha H^0 \\
& + \frac{m_i}{v} \bar{l}_i l_i (-\sin \alpha + \lambda_{ii} \cos \alpha) h^0 + \frac{\sqrt{m_i m_j}}{v} \lambda_{ij} \bar{l}_j l_i \cos \alpha h^0 \\
& + \frac{\sqrt{m_i m_j}}{v} \lambda_{ij} \bar{l}_j \gamma_5 l_i A^0 \\
& + \text{herm. conj.} + \text{termes en } H^+
\end{aligned} \tag{4.14}$$

On peut alors facilement comparer les couplages fermions-Higgs du 2HDM-III par rapport au modèle standard : si on note $h_{\phi^0 f f}$ la constante de couplage du Higgs standard aux

fermions f , on obtient

$$\begin{aligned}
\frac{h_{h^0 ff}}{h_{\phi^0 ff}} &= (-\sin \alpha + \lambda_{ff} \cos \alpha) \\
\frac{h_{H^0 ff}}{h_{\phi^0 ff}} &= (\cos \alpha + \lambda_{ff} \sin \alpha) \\
\frac{h_{A^0 ff}}{h_{\phi^0 ff}} &= \lambda_{ff}
\end{aligned} \tag{4.15}$$

contrairement au modèle standard, les couplages au Higgs ne sont pas directement proportionnels à la masse des fermions. Ceci a d'importantes conséquences phénoménologiques et peut conduire par exemple à l'existence de boson de Higgs "fermiophobique" pour les configurations où les couplages higgs-fermions s'annulent. Dans la partie suivante nous discutons des autres conséquences phénoménologiques importantes pour notre étude.

4.1.2 Définition des hypothèses de l'étude

Afin de déterminer les paramètres essentiels de la désintégration $A^0/H^0 \rightarrow \tau\mu$ il est naturel d'étudier les largeurs de ces bosons. Dans le cadre d'une simple extension du modèle standard, les bosons de Higgs neutres ont des modes de désintégration identiques (aux couplages près) à ceux du boson de Higgs standard. Les seules différences viennent des possibilités de désintégration vers des Higgs chargés ou vers des Higgs neutres moins massifs. Ces désintégrations dépendent de couplages fixés par le potentiel scalaire qui eux-mêmes dépendent de façon complexe de nombreux paramètres libres. Pour éviter d'avoir à prendre en compte toutes ces interactions, nous avons restreint l'étude à des masses inférieures à 160 GeV ce qui rend impossible à l'ordre de l'arbre les désintégrations non standard.

Largeurs de désintégration des bosons de Higgs

Les largeurs de désintégration des bosons de Higgs neutres s'obtiennent facilement à partir de celles du modèle standard. Les désintégrations en une paire de fermions sont données par

$$\begin{aligned}
\Gamma(H^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-) &= m_H \frac{N_c \lambda_{ij}^2}{8\pi} \frac{m_i m_j}{v^2} (\cos \alpha + \lambda_{ij} \sin \alpha)^2 \left(1 - \frac{(m_i + m_j)^2}{m_H^2}\right)^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{(m_i - m_j)^2}{m_H^2}\right)^{\frac{1}{2}} \\
\Gamma(A^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-) &= m_A \frac{N_c \lambda_{ij}^2}{8\pi} \frac{m_i m_j}{v^2} \lambda_{ij}^2 \left(1 - \frac{(m_i + m_j)^2}{m_A^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{(m_i - m_j)^2}{m_A^2}\right)^{\frac{3}{2}}
\end{aligned} \tag{4.16}$$

où $N_c = 3$ pour les quarks et $N_c = 1$ pour les leptons (la matrice λ est dans cette expression générique : il peut s'agir soit de celle pour les quarks up, celle pour les down ou celle pour les leptons). A l'ordre de l'arbre, il n'y a pas de couplage entre A^0 et les bosons de jauge,

seuls les Higgs neutres peuvent donc se désintégrer en W ou Z :

$$\begin{aligned}\Gamma(h^0 \rightarrow W^+W^-) &= \frac{\sin^2 \alpha}{16\pi v^2 m_h} (m_h^4 - 4m_h^2 m_W^2 + 12m_W^4) \left(1 - 4\frac{m_W^2}{m_h^2}\right)^{1/2} \\ \Gamma(h^0 \rightarrow ZZ) &= \frac{\sin^2 \alpha}{32\pi v^2 m_h} (m_h^4 - 4m_h^2 m_Z^2 + 12m_Z^4) \left(1 - 4\frac{m_Z^2}{m_h^2}\right)^{1/2}\end{aligned}\quad (4.17)$$

Les bosons de Higgs peuvent aussi, par des diagrammes à une boucle, se désintégrer en une paire de gluons :

$$\Gamma(\phi^0 \rightarrow gg) = \frac{\alpha_s^2}{128\pi^3 v^2} m_\phi^3 \left| \sum_i J_i^\phi \right|^2 \quad (4.18)$$

où la somme sur i parcourt l'ensemble des quarks et où :

$$J_q^\phi = C_q^\phi F(\tau_q) \quad (4.19)$$

avec

$$\begin{aligned}F(\tau) &= -2\tau [\delta + (1 - \delta\tau)g(\tau)] \\ g(x) &= \begin{cases} \operatorname{asin}^2(\sqrt{1/x}) & x \geq 1 \\ -\frac{1}{4} \left[\log \frac{1+\sqrt{1-x}}{1-\sqrt{1-x}} - i\pi \right] & x < 1 \end{cases} \\ \tau_q &= \frac{4m_\phi^2}{m_q}\end{aligned}\quad (4.20)$$

et le coefficient C_q^ϕ dépend du Higgs considéré :

$$\begin{aligned}C^{h^0} &= (-\sin \alpha + \lambda_{ff} \cos \alpha) \\ C^{H^0} &= (\cos \alpha + \lambda_{ff} \sin \alpha) \\ C^{A^0} &= \lambda_{ff}\end{aligned}\quad (4.21)$$

où, ici encore λ est un terme générique. Enfin il reste aussi les désintégrations à une boucle en deux photons et en un photon et un Z que nous avons négligées devant les autres largeurs (mais avec certaines réserves expliquées un peu plus loin).

Hypothèses de l'étude

La largeur totale des bosons de Higgs neutres apparaît donc dépendre de façon complexe des nombreux couplages de Yukawa introduits par le 2HDM-III. Pour réaliser cette étude nous avons donc fait des hypothèses simplificatrices. Nous nous concentrons sur la découverte d'un signal violant le nombre leptonique. Par conséquent, pour réduire le nombre de paramètres intervenant, nous faisons l'hypothèse que les couplages violant la saveur sont nuls dans le secteur des quarks. Par ailleurs, notre définition des paramètres λ (4.13) tient déjà compte de la hiérarchie des masses des fermions. Il est donc raisonnable

de postuler que tous les couplages de type λ_{ii} sont du même ordre de grandeur et nous les prenons tous égaux.

Ces deux hypothèses ont deux conséquences. Tout d'abord, les largeurs des Higgs neutres ne dépendent plus que de 4 paramètres libres (λ_{ii} , $\lambda_{\tau\mu}$, la masse du Higgs et α) et la largeur de A^0 de 3 (λ_{ii} , $\lambda_{\tau\mu}$ et m_{A^0}). De plus il devient possible d'exprimer simplement toutes les largeurs en fonction de celles correspondant à un boson de Higgs standard :

$$\begin{aligned}
\Gamma(\phi^0 \rightarrow l_i^+ l_i^-) &= r_{\phi ii}^2 \Gamma_{MS}(h^0 \rightarrow l_i^+ l_i^-) \\
\Gamma(\phi^0 \rightarrow \tau\mu) &= r_{\phi\tau\mu}^2 \frac{m_\mu}{m_\tau} \Gamma_{MS}(h^0 \rightarrow \tau\tau) \\
\Gamma(\phi^0 \rightarrow VV) &= (\sin \alpha)^2 \Gamma_{MS}(h^0 \rightarrow VV) \\
\Gamma(\phi^0 \rightarrow gg) &= r_{\phi ii}^2 \Gamma_{MS}(h^0 \rightarrow gg)
\end{aligned} \tag{4.22}$$

où les $r_{\phi\tau\mu}$ sont les rapports donnés en (4.15) et $r_{\phi\tau\mu}$ vaut respectivement $\lambda_{\tau\mu} \cos \alpha$, $\lambda_{\tau\mu} \sin \alpha$ et $\lambda_{\tau\mu}$ pour $\phi = h^0$, $\phi = H^0$ et $\phi = A^0$. Grâce à ces formules simplifiées, nous avons pu calculer facilement les largeurs des bosons de Higgs à l'ordre suivant l'ordre de l'arbre (NLO : Next to Leading Order). On peut vérifier que les formules (4.22) restent valides au NLO : les corrections QCD de la désintégration en lepton ont en facteur le couplage au Higgs ([34] et [35]) et les corrections électrofaibles sont négligeables [100]. De même, les corrections NLO aux désintégrations vers des bosons de jauge sont négligeables [99] et enfin, toutes les corrections NLO à la largeur de désintégration en gluons ont en facteur le même couplage au Higgs [120]. Nous avons donc utilisé les calculs NLO dans le modèle standard fournis par le programme HDECAY [48] puis appliqué nos formules pour obtenir les largeurs dans le 2HDM-III.

Ces hypothèses ont aussi une conséquence sur la largeur de désintégration en 2 photons. L'expression analytique à l'ordre de l'arbre est similaire à celle pour la désintégration en gluons :

$$\Gamma(\phi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha_{em}^2}{256\pi^3 v^2} m_\phi^3 \left| \sum_i I_i^\phi \right|^2 \tag{4.23}$$

où la somme porte sur tous les fermions mais contient aussi des contributions venant des bosons W et, dans les 2HDM, venant des H^\pm (*cf.* [94]). Dans le modèle standard, cette largeur peut être négligée devant les autres (rapport de branchement de l'ordre de 1%). Dans les 2HDM, en prenant des couplages $\phi H^+ H^-$ de l'ordre de ceux donnés en [120], on montre que la contribution des bosons H^\pm n'est pas dominante. Nous avons donc négligé cette largeur dans notre étude. Pourtant il est des cas particuliers où ceci n'est pas valable : dans la limite fermiophobe où $r_{\phi ff}$ (qui est commun à tous les fermions dans nos hypothèses) s'annule, les largeurs de désintégration en fermions et en gluons s'annulent aussi. Il ne reste alors que des désintégrations vers les bosons de jauge et les photons ; cette dernière n'est plus forcément négligeable. De toutes manières, ce cas fermiophobe correspond aussi à une chute de section efficace de production du Higgs considéré et donc à une absence de signal observable. Nous ne pouvons donc en aucun cas fixer de limites dans ces zones de paramètres.

Pour finir cette partie, nous résumons les limites et hypothèses que nous nous sommes fixées :

- masse du boson de Higgs étudié inférieure à 160 GeV,
- pas de couplage au Higgs violant la saveur dans le secteur des quarks,
- les couplages supplémentaires aux Higgs sont égaux pour tous les fermions, on note ce couplage unique λ_{ii}
- nous excluons de l'étude les zones de paramètres fermiophobiques.

Enfin nous ne considérons que le couplage $\lambda_{\tau\mu}$. En effet, à moins de considérer des couplages $\lambda_{\mu e}$ ou $\lambda_{\tau e}$ de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à $\lambda_{\tau\mu}$, leur influence est très fortement atténuée par la petite masse du muon et de l'électron.

4.2 Limites imposées par le moment magnétique anormal du muon

L'introduction de couplages leptons-Higgs dans la phénoménologie de la physique des particules a des conséquences indirectes ailleurs que dans le secteur de Higgs. Par exemple, des désintégrations leptoniques violant la saveur peuvent se produire [45] comme dans les processus $\tau \rightarrow e\gamma$ ou $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ schématisé sur la figure 4.1 Ces processus dépendent

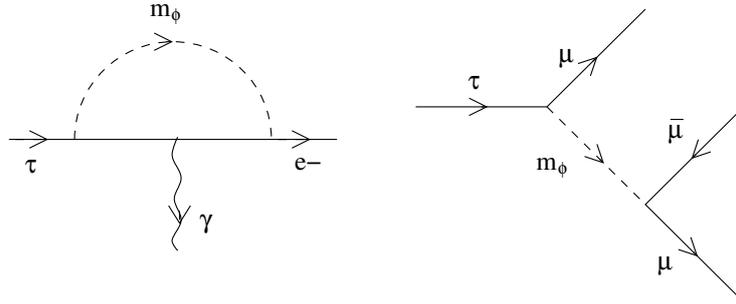


FIG. 4.1 – Diagrammes de Feynman de processus violant le nombre leptonique

de combinaisons des couplages $\lambda_{\tau\mu}$, $\lambda_{\tau\tau}$ et $\lambda_{\mu\mu}$ et les limites obtenues expérimentalement [84] sur les largeurs de désintégration permettent de contraindre les produits entre ces paramètres. Nous présentons ici les résultats que nous obtenons en considérant les résultats expérimentaux sur le moment magnétique anormal du muon.

4.2.1 Contributions du 2HDM au moment magnétique anormal du muon

Les premières mesures de moment magnétique des leptons furent réalisées dans les années 20 et notamment lors de l'expérience de Stern et Gerlach. Le rapport gyromagnétique défini par

$$\vec{\mu} = g\left(\frac{e}{2m}\right)\vec{s} \quad (4.24)$$

(où $\vec{\mu}$ est le moment magnétique du lepton et \vec{s} son spin) fut mesuré et trouvé égal à 2. Puis des mesures plus précises ont été réalisées et ont montré des déviations par rapport à la prédiction classique et celles-ci ont pu être expliquées par les corrections de l'électrodynamique quantique. Aujourd'hui, on mesure ces grandeurs pour le muon et on étudie le moment magnétique anormal a_μ défini par :

$$\mu_\mu = (1 + a_\mu) \frac{e\hbar}{2m_\mu} \quad \text{avec} \quad a_\mu = \frac{g - 2}{2} \quad (4.25)$$

Les dernières et plus précises mesures ont été réalisées récemment au laboratoire BNL (Brookhaven National Laboratory) et la valeur expérimentale est [28] :

$$a_\mu^{\text{exp}} = 11659203(8) \times 10^{-10} \quad (4.26)$$

Le modèle standard prévoit différentes contributions à la valeur de a_μ : électromagnétiques [90], électrofaibles [98] et hadroniques [115, 29, 43], cette dernière étant responsable des plus grandes incertitudes. Les derniers calculs dans le cadre du modèle standard donnent [124]

$$a_\mu^{\text{SM}} = 11659175(7) \times 10^{-10} \quad (4.27)$$

pour des résultats plus récents encore, voir [44] : le calcul de la contribution hadronique diffère selon que l'on utilise des données expérimentales venant de la désintégration du tau ou de la réaction $e^+e^- \rightarrow$ pions. La valeur (4.27) est compatible avec les calculs se basant sur les résultats e^+e^- et c'est donc cette valeur que l'on utilise dans cet exposé. La différence entre théorie et résultats expérimentaux est donc :

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = 28(11) \times 10^{-10} \quad (4.28)$$

Nous cherchons à trouver quelles valeurs des couplages du 2HDM-III sont compatibles avec une telle différence : il y a une compatibilité à 90% de niveau de confiance lorsque le Δa_μ prévu par le 2HDM est dans l'intervalle :

$$8 \times 10^{-10} \leq \Delta a_\mu \leq 44 \times 10^{-10} \quad (4.29)$$

Les contributions du secteur de Higgs du 2HDM-III diffèrent du modèle standard d'une part à cause des bosons de Higgs supplémentaires et d'autre part, à cause des couplages de Yukawa supplémentaires. La figure 4.2 montre des diagrammes à une boucle contribuant à a_μ et spécifiques au 2HDM-III. Pour les boucles impliquant les Higgs neutres, ces contributions s'écrivent :

$$\Delta a_\mu^N = \frac{h_{\mu f}^2 m_\mu^2}{8\pi^2} \int_0^1 \frac{x^2(1-x) \pm x^2(m_f/m_\mu)}{m_\mu^2 x^2 + x(m_f^2 - m_\mu^2) + (1-x)m_H^2} dx \quad (4.30)$$

où les h_{ij} désignent un couplage générique Higgs-fermion (x est une variable d'intégration muette). Avec les rapports $r_{\phi ij}$ donnés en (4.15), on a :

$$h_{ij} = \frac{\sqrt{m_i m_j}}{v} r_{\phi ij} \quad (4.31)$$

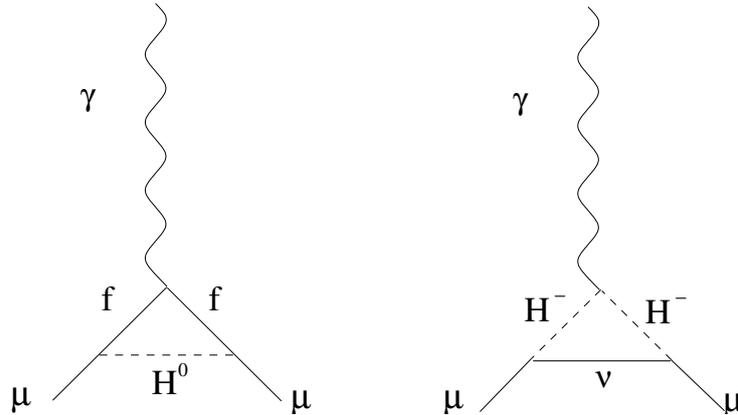


FIG. 4.2 – Contributions à une boucle du secteur de Higgs au moment magnétique anormal du muon. Dans le cas $f = \mu$, il s'agit de la contribution conservant la saveur et dans le cas $f = \tau$, de celle violant la saveur

Enfin, dans (4.30), le signe au numérateur est $+$ pour les bosons scalaires et $-$ pour le pseudo-scalaire. Nous négligeons dans les calculs les termes venant de couplages électron-muon ou électron-tau comme expliqué dans le paragraphe précédent. La contribution des boucles de boson chargés s'écrit :

$$\Delta a_\mu^C = \frac{h_{\mu\nu}^2 m_\mu^2}{8\pi^2} \int_0^1 \frac{2x^2(x-1)}{m_\mu^2 x^2 + x(m_H^2 - m_\mu^2)} dx \quad (4.32)$$

cette formule néglige les éventuelles masses des neutrinos.

4.2.2 Limites sur le couplage $\lambda_{\tau\mu}$

Avant de montrer les résultats obtenus, nous discutons l'importance des différentes contributions à Δa_μ . Dans l'hypothèse où la masse des bosons chargés est de l'ordre de grandeur des bosons neutres, leur contribution est négligeable et n'influe donc pas sur les résultats. Il y a ensuite deux types de contributions :

- celles ne violant pas la saveur : elles dépendent du couplage générique λ_{ii} et sont proportionnelles à la masse du muon,
- celles violant la saveurs : elles dépendent du couplage $\lambda_{\tau\mu}$ et sont proportionnelles à la masse du tau.

Par conséquent, à moins que λ_{ii} ne soit très grand devant $\lambda_{\tau\mu}$, Δa_μ est essentiellement déterminé par le couplage violant la saveur et dépend donc principalement des paramètres $\lambda_{\tau\mu}$, α et les masses des 3 bosons de Higgs neutres.

Par ailleurs dans les cas où les masses des Higgs sont du même ordre de grandeur, les contributions des scalaires et du pseudo-scalaire sont très proches. A cause du signe $-$ dans le numérateur de (4.30) ces contributions se compensent et imposent de fortes valeurs de $\lambda_{\tau\mu}$ pour que Δa_μ reste dans l'intervalle (4.29).

La figure 4.3 justifie notre affirmation sur la très faible dépendance de Δa_μ en λ_{ii} . On voit que pour $|\lambda_{ii}| < 1000$ aucun effet n'est visible. Dans la figure 4.4 on montre Δa_μ

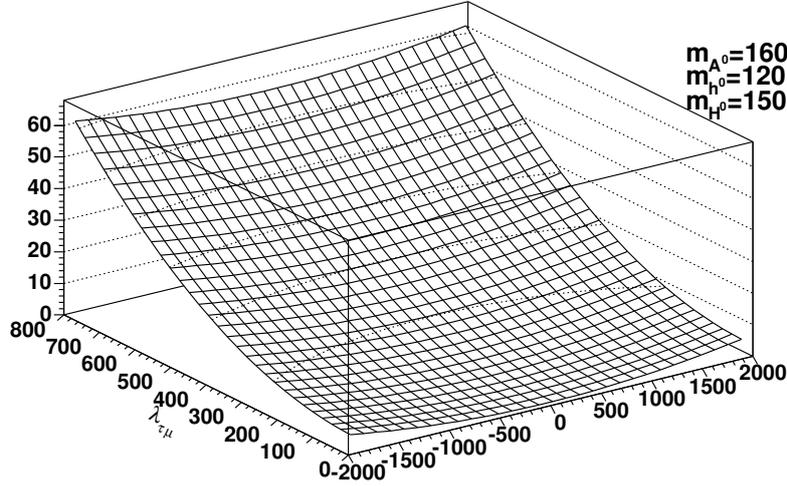


FIG. 4.3 – Rapport $\Delta a_\mu/\Delta a_\mu^{\min}$ (où Δa_μ^{\min} est la borne inférieure de l'intervalle 4.29) en fonction de λ_{ii} et $\lambda_{\tau\mu}$

en fonction de l'angle α et de $\lambda_{\tau\mu}$ pour quelques configurations de masses significatives. Dans les graphiques du haut, on s'est placé dans l'hypothèse d'une masse de A^0 largement supérieure à celle des bosons scalaires. Dans ce cas, Δa_μ croît quadratiquement avec $\lambda_{\tau\mu}$ et est modulé par l'angle α ; la comparaison des 2 graphiques illustre le fait que Δa_μ décroît avec la masse des Higgs. Quand la masse de A^0 est comprise entre celles des bosons scalaires (figure 4.4 en bas à gauche), Δa_μ est négatif pour certaines valeurs de α , et ce quelque soit $\lambda_{\tau\mu}$. Dans ce cas, la condition (4.29) ne peut jamais être vérifiée et le 2HDM-III sera donc exclu pour ces zones de paramètres. Enfin, le graphique en bas à droite montre que pour des masses de bosons scalaires identiques, Δa_μ ne dépend plus du tout de α .

Les figures 4.4 et 4.3 montrent aussi que le rapport $\Delta a_\mu/\Delta a_\mu^{\min}$ n'atteint 1 que pour des valeurs de $\lambda_{\tau\mu}$ de l'ordre de 10 ou plus. Ceci implique donc que les couplages violant la saveur sont considérablement plus forts que des couplages de Yukawa de type modèle standard qui correspondent à $\lambda = 1$. Les figure 4.5 et 4.6 montrent plus précisément les limites sur $\lambda_{\tau\mu}$ que l'on peut attendre. Dans la figure 4.5, on voit clairement la zone d'exclusion correspondant aux valeurs négatives de Δa_μ . Hors de ces zones, les extremums pour $\lambda_{\tau\mu}$ atteignent un "plateau" dont la hauteur dépend essentiellement de la masse de h^0 et de celle de A^0 . Plus ces deux masses sont proches, plus la contribution de A^0 compense celle des scalaires dans Δa_μ , et donc plus la hauteur des plateaux sera haute pour permettre à Δa_μ de rester dans l'intervalle (4.29). Dans ces zones plateaux et pour une masse $h^0 = 110$ GeV, la valeur maximum pour $\lambda_{\tau\mu}$ varie de l'ordre de 150 pour M_{A^0} proche de m_{h^0} à environ 50 pour les masses M_{A^0} élevées. Les valeurs minimales correspondantes de $\lambda_{\tau\mu}$ vont de 50

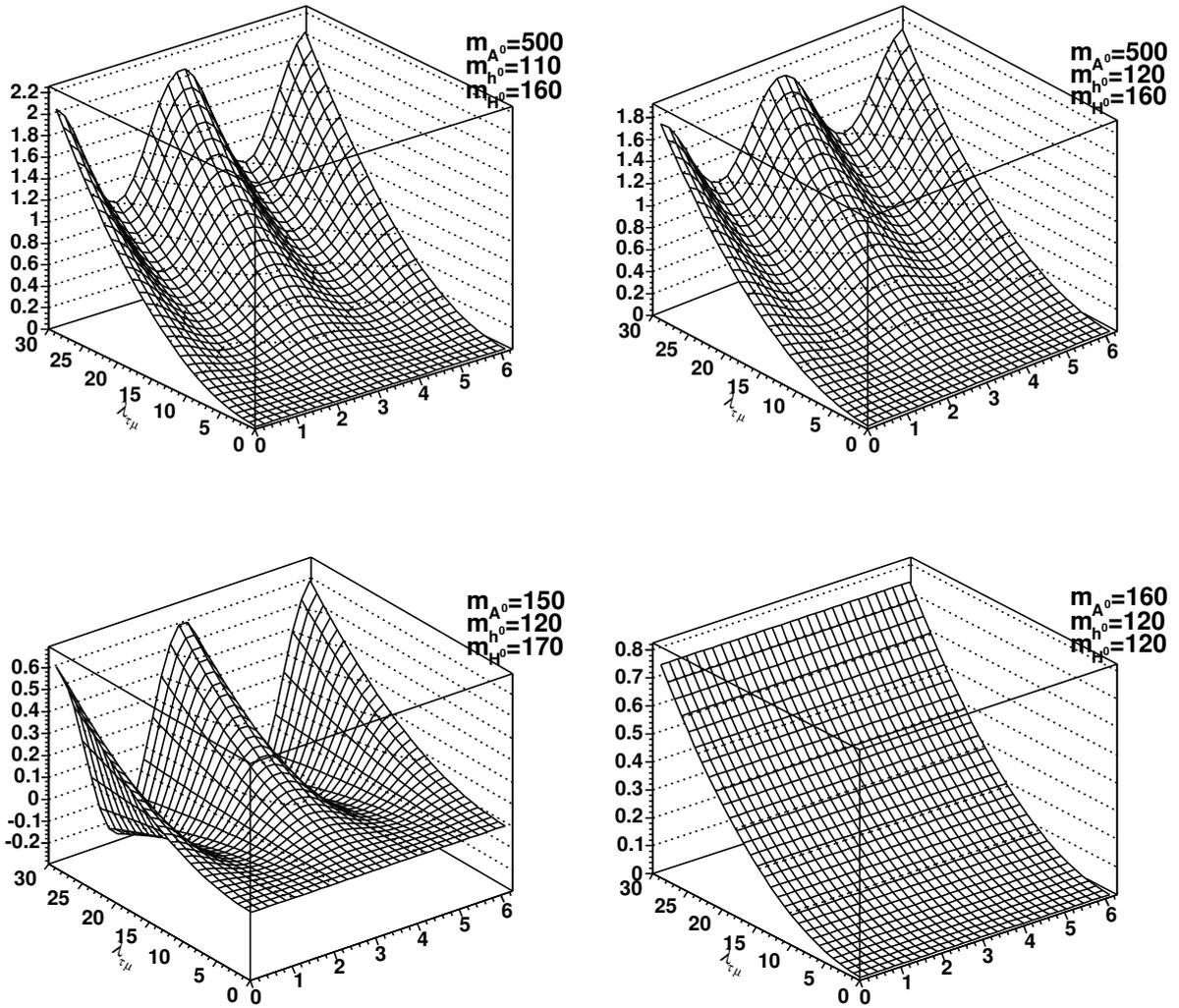
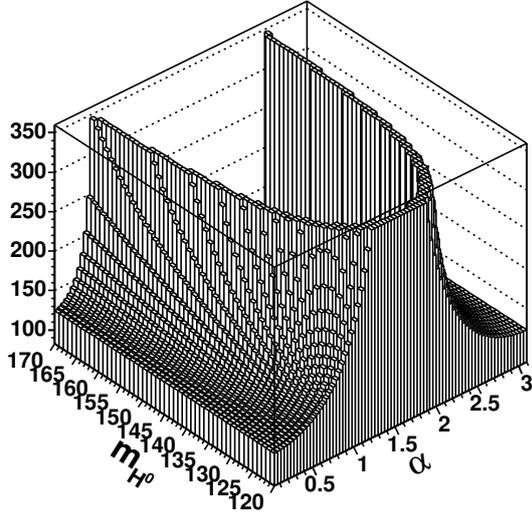
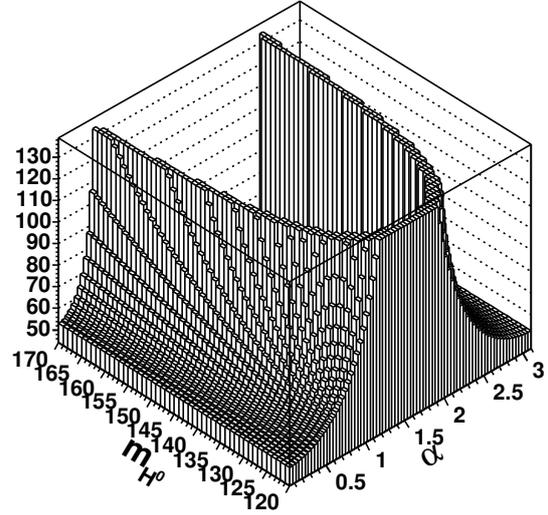


FIG. 4.4 – Rapport $\Delta a_\mu / \Delta a_\mu^{\min}$ en fonction du couplage $\lambda_{\tau\mu}$ (axe de gauche) et de l'angle α (axe de droite)

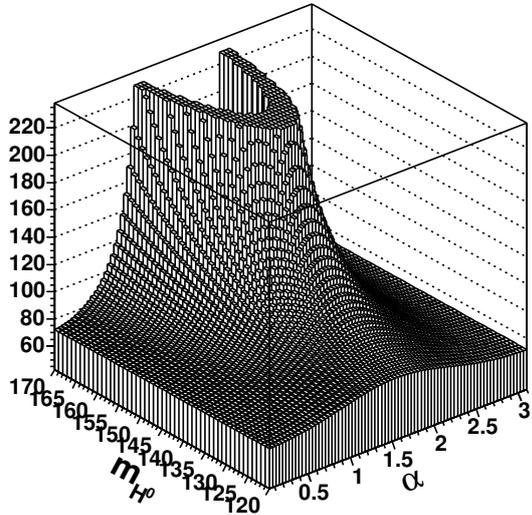
Maximum pour $m_{A^0}=120$ $m_{h^0}=110$



Minimum pour $m_{A^0}=120$ $m_{h^0}=110$



Maximum pour $m_{A^0}=150$ $m_{h^0}=110$



Minimum pour $m_{A^0}=150$ $m_{h^0}=110$

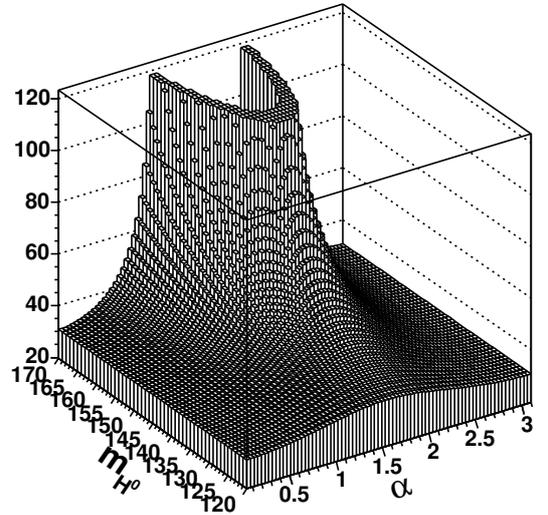


FIG. 4.5 – Valeurs maximales (à gauche) et minimales (à droite) imposées à $\lambda_{\tau\mu}$ en fonction de la masse de H^0 et de l'angle α et pour $m_{A^0} = 120$ GeV et pour $m_{A^0} = 150$ GeV

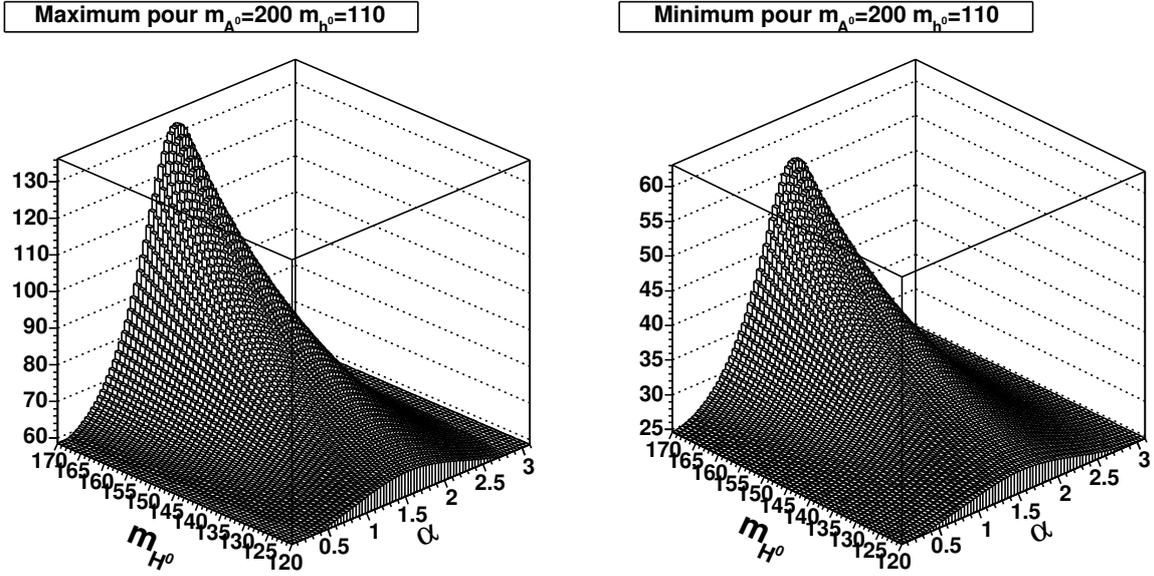


FIG. 4.6 – Même figure que 4.6 avec $m_{A^0} = 200$ GeV

à environ 20.

Conclusion

Pour que le 2HDM-III explique l'écart entre la mesure du moment magnétique anormal du muon et la prédiction du modèle standard, il faut donc que le couplage $\lambda_{\tau\mu}$ violant la saveur soit important. Si c'est ce scénario qui est réalisé dans la nature, il y a donc de fortes chances que ce couplage ne reste pas inaperçu lors de la production de boson de Higgs. En effet, on a vu en introduction de ce chapitre que la largeur de désintégration Higgs-tau-muon croît quadratiquement avec ce couplage. Avec de telles valeurs des couplages, le rapport de branchement de cette désintégration approche rapidement 100%.

4.3 Simulations Monte-Carlo

La violation du nombre leptonique peut être testée de bien des manières aux expériences de collisions. Si on considère le secteur des quarks, les processus $B_s \rightarrow \mu\mu$, $B \rightarrow X_s\mu\mu$, $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c\nu_e\bar{\nu}_e$, $e^+e^- \rightarrow tt\bar{c}\bar{c}$, $\mu^+\mu^- \rightarrow tc$, $B_s \rightarrow (K)\tau\mu$ et $B_s \rightarrow (K)\tau\tau$ [24] peuvent apporter des contraintes sur les couplages violant la saveur. Néanmoins, ces contraintes portent sur des combinaisons de couplages et rendent difficiles la possibilité de poser une limite sur un couplage particulier. Toujours dans le secteur des quarks, les désintégrations $t \rightarrow \phi c$, où ϕ est Higgs neutre, ont été étudiées [27] et doivent être observables au LHC et au futur collisionneur e^+e^- .

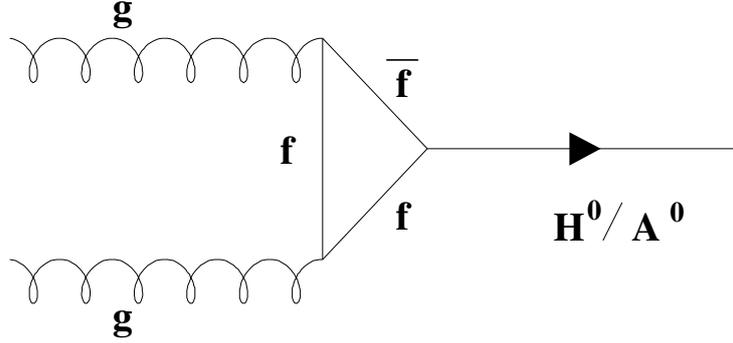


FIG. 4.7 – Production de Higgs par fusion de gluons

Dans le secteur leptonique, les observations d'oscillations de neutrinos atmosphériques $\nu_\mu - \nu_\tau$ [76] peuvent être liées aux éventuelles désintégrations

$$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \gamma, \quad (4.33)$$

$$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \mu^+ \mu^-, \quad (4.34)$$

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tau \mu, \quad (4.35)$$

$$h \rightarrow \tau^\pm \mu^\mp. \quad (4.36)$$

Les processus (4.33), (4.34) et (4.35) peuvent être expliqués par des modèles de supersymétrie [55, 71, 89] et l'observation de (4.35) a été envisagée au LHC [87]. Enfin, comme nous l'avons vu, le processus (4.36) est présent à l'ordre de l'arbre dans les 2HDM-III et peut être étudié aux collisionneurs hadroniques. Nous avons étudié des simulations rapides de ce signal au LHC et au Tevatron [94] et nous présentons ici une étude réalisée dans la chaîne complète de $D\bar{O}$.

4.3.1 Signal et bruits de fond

Le signal

Au Tevatron, le processus dominant de production de bosons de Higgs neutres est la fusion de gluons. C'est un processus à une boucle (voir figure 4.7) dont la section efficace s'écrit pour un boson neutre ϕ et dans le cadre du modèle standard :

$$\sigma_{\text{LO}}(p\bar{p} \rightarrow \phi) = \sigma_0 \tau_\phi \frac{d\mathcal{L}_{gg}}{d\tau_\phi} \quad (4.37)$$

où l'indice LO indique que cette expression est valable à l'ordre le plus bas et où $\tau_{phi} = m_\phi^2/s$ avec s l'énergie dans le centre de masse. Le facteur σ_0 est proportionnel à la largeur du boson de Higgs ϕ :

$$\sigma_0 = \frac{8\pi^2}{m_\phi^3} \Gamma_{\text{LO}}(\phi \rightarrow gg) \quad (4.38)$$

Par conséquent, dans nos hypothèses, cette section efficace est proportionnelle à $r_{\phi ii}^2$ (cf. 4.22). Notons aussi que cette grandeur ne dépend pas du couplage $\lambda_{\tau\mu}$: celui-ci ne peut intervenir à l'ordre le plus bas dans le diagramme 4.7 puisque les interactions avec les gluons conservent la saveur. Par ailleurs, les diverses corrections à l'ordre supérieur de cette section efficace sont importantes (du même ordre de grandeur que la section efficace elle-même) et elles ont toutes en facteur σ_0 [120]. Pour les calculer, nous avons donc utilisé la même méthode que pour les calculs des largeurs de désintégration : nous avons simplement multiplié les valeurs NLO calculées par le programme HIGLU [121] par le facteur $r_{\phi ii}^2$. Dans le tableau 4.1, on donne les sections efficaces de production calculées dans le modèle standard pour différentes hypothèses de masse.

Le mode désintégration que nous étudions est $\phi \rightarrow \tau\mu$ (voir figure 4.8) pour $\phi = A^0$ ou $\phi = H^0$ (l'étude du cas $\phi = h^0$ est strictement identique à celle $\phi = H^0$ à la transformation $\alpha \rightarrow \pi/2$ près). Nous avons expliqué dans la partie 4.1.2 la manière dont nous avons calculé les largeurs et donc les taux de branchement. Ces rapports de branchement, dans le cadre du modèle standard sont donnés dans la figure 4.9.

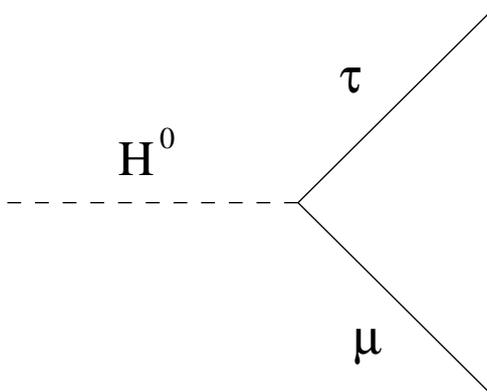


FIG. 4.8 – Désintégration violant la saveur du boson H^0

Les modes de désintégration du lepton τ sont

- $\tau \rightarrow jets$ à $\sim 65\%$
- $\tau \rightarrow l\nu_\tau\nu_l$ où l est un électron ou un muon à $\sim 18\%$ pour chaque canal.

Au moment d'entamer cette étude, les outils d'identification des jets de tau de la collaboration DØ n'étaient pas encore optimisés. Nous nous sommes donc concentrés sur les cas où le tau se désintègre en électron. L'état final que nous recherchons est donc un électron et un muon avec de l'énergie manquante. Cet état final est relativement rare et moins sujet au bruit de fond que le cas de la désintégration hadronique du tau (un jet de tau est facilement confondable avec un jet usuel) et cela compense son faible rapport de branchement comme nous l'avons montré dans [94].

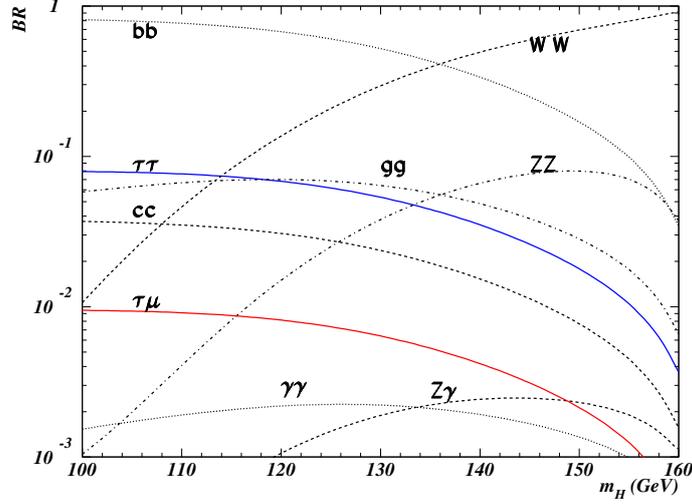


FIG. 4.9 – Rapports de branchement du Higgs du modèle standard. À titre indicatif, la courbe $\tau\mu$ a été tracée dans l’hypothèse $\lambda_{\tau\mu} = 1$

Les bruits de fond

Les bruits de fond irréductibles pour l’état final que nous étudions sont

$$p\bar{p} \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu\tau^-\bar{\nu}_\tau \quad (4.39)$$

$$\rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu e^-\bar{\nu}_e$$

$$\rightarrow Z^0(\gamma^*) \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau\tau^-$$

$$(4.40)$$

Nous considérons aussi les bruits de fond expérimentaux où, par exemple, un jet échappe à la détection

$$p\bar{p} \rightarrow W^\pm Z^0 \rightarrow \mu^\pm\nu_\mu\tau^+\tau^- \quad (4.41)$$

$$\rightarrow t\bar{t} \rightarrow \mu^\pm\nu_\mu b\tau^\mp\nu_\tau\bar{b}$$

$$\rightarrow t\bar{t} \rightarrow \mu^\pm\nu_\mu b e^\mp\nu_e\bar{b}$$

$$(4.42)$$

Les bruits de fond dominants sont $Z^0(\gamma^*) \rightarrow \tau^+\tau^-$ qui a la plus forte section efficace et $WW \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu$ dont la signature est très proche de celle du signal. Nous avons calculé la section efficace de $Z^0(\gamma^*) \rightarrow \tau^+\tau^-$ au NLO en utilisant le programme ResBos [26]. D’autre part les coupures que l’on applique sont très efficaces sur ce bruit de fond et la statistique Monte-Carlo disponible actuellement dans la collaboration (85000 événements $Z^0(\gamma^*) \rightarrow \tau^+\tau^-$ inclusifs) est insuffisante pour estimer correctement ce bruit de fond. Nous

Processus	m_H (GeV)	Sections efficaces en pb
$gg \rightarrow A^0/H^0$	120.	0.274
	130.	0.19
	140.	0.151
	150.	0.12
	160.	0.10
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu b e^\pm \nu_e \bar{b}$		0.128
$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu b \tau^\pm \nu_\tau \bar{b}$		0.128
$pp \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \tau^- \bar{\nu}_\tau$		0.225
$pp \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+ \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$		0.225
$pp \rightarrow W^\pm Z^0 \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu \tau^+ \tau^-$		0.019
$pp \rightarrow Z^0(\gamma^*) \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (130 - 250 GeV)		1.71
$pp \rightarrow Z^0(\gamma^*) \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (60 - 130 GeV spécial)		0.054

TAB. 4.1 – Sections efficaces des processus impliqués. Pour le signal, il s’agit ici des sections efficaces de production pour un boson de Higgs standard. Pour le bruit de fond, il s’agit des sections efficaces inclusives, c’est-à-dire le produit $\sigma \times \text{BR}$.

avons donc séparé son étude en deux parties. L’une concerne un lot d’évènements dont la masse reconstruite $m_{\tau\tau}$ des tau est comprises entre 130 GeV et 250 GeV : ces évènements passent mieux les coupures que nous avons définies. L’autre concerne des évènements de masse reconstruite entre 60 GeV et 130 GeV spécialement générés pour qu’ils contiennent un muon venant d’un tau de $P_T > 40$ GeV et un tau désintégré en électron. Nous avons vérifié que ce sous-ensemble représente bien la quasi exclusivité du fond $Z^0(\gamma^*) \rightarrow \tau^+ \tau^-$ avec $60 < m_{\tau\tau} < 130$ qui passe nos coupures. Par ailleurs, nous avons utilisé les sections efficaces NLO données dans [47] pour le bruit de fond WW . Le tableau 4.1 contient aussi les sections efficaces effectives de chacun ces bruits de fond.

Génération des évènements

Nous avons réalisé l’étude Monte-Carlo grâce à la chaîne complète de simulation de $D\bar{O}$. Les évènements sont d’abord simulés par le programme PYTHIA6.2 [119] avec les fonctions de structure CTEQ4M [103]. Ils sont ensuite traités par le programme DOGSTAR [73] qui simule l’interaction des particules avec la matière, puis par DOSIM qui simule la réponse du détecteur au signal induit par les particules. Cette dernière étape fournit un ensemble de données telles que le fournirait le détecteur, et les évènements simulés sont alors reconstruits par les mêmes algorithmes que l’on applique aux données.

4.3.2 Stratégie de recherche

Nous discutons ici l’ensemble des variables caractérisant le signal et sur lesquelles nous nous sommes appuyées pour l’extraire du bruit de fond. Nous illustrons la plupart de

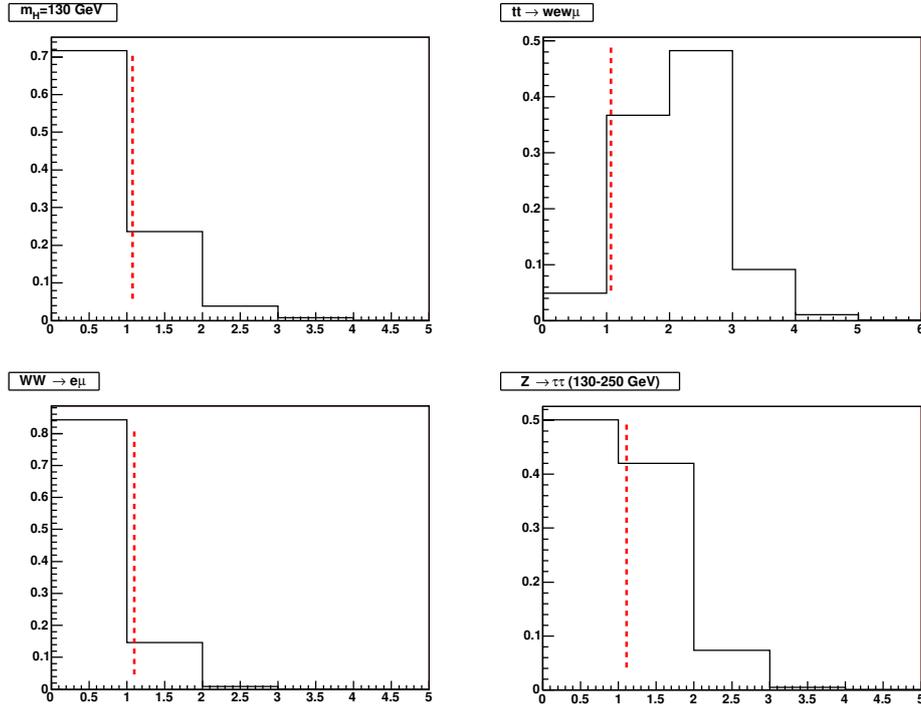


FIG. 4.10 – Distribution du nombre jets dans les lots d’évènements. On demande 0 jet.

ces variables par des figures montrant leurs distributions pour le signal et pour les fonds principaux (les distributions sont normalisées à 1).

1. Tout d’abord, nous avons utilisé le programme de simulation du système de déclenchement “D0TrigSim”. Nous avons appliqué une coupure simple et demandé qu’un seul ‘bit’ du niveau 1 soit déclenché. Il s’agit du terme “mulptxlxa” qui correspond à un muon central détecté dans les scintillateurs de la couche A.
2. Nous demandons la présence d’un muon reconstruit ”Loose” ou de meilleure qualité et d’un électron satisfaisant les critères de qualité officiels des particules électromagnétiques. Nous choisissons l’électron ayant la plus grande ouverture angulaire avec le muon.
3. Nous cherchons un état final composé uniquement de leptons et nous n’avons gardé que les évènements ne contenant pas de jets. Nous avons appliqué ce veto aux jets reconstruits par l’algorithme JCCA, passant les coupures de certification officielles et ne correspondant pas à un candidat électron. Voir figure 4.10.
4. Avec un veto sur les jets, le Higgs a peu d’énergie transverse. Par conséquent, le tau et le muon sont dos-à-dos. Le tau étant très énergétique, l’électron en résultant est aussi dos-à-dos avec le muon. On demande donc que :

$$\delta\phi(p_T^\mu, p_T^e) > 2.75 \text{ rad} \quad (4.43)$$

Voir figure 4.11.

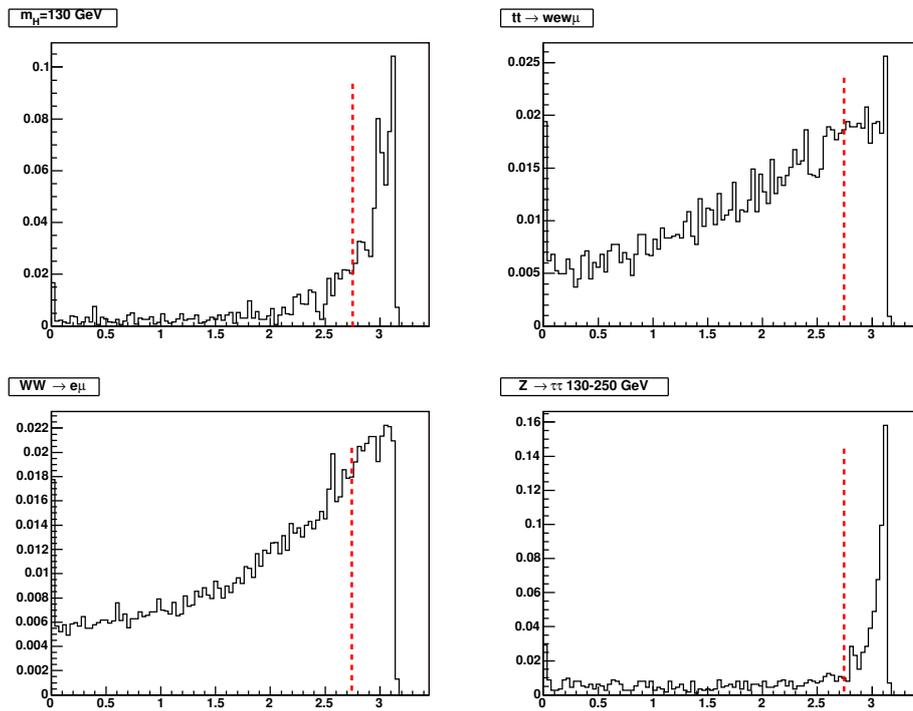


FIG. 4.11 – Distributions de l'ouverture angulaire entre l'électron et le muon. On demande qu'elle soit supérieure à 2.75 radians

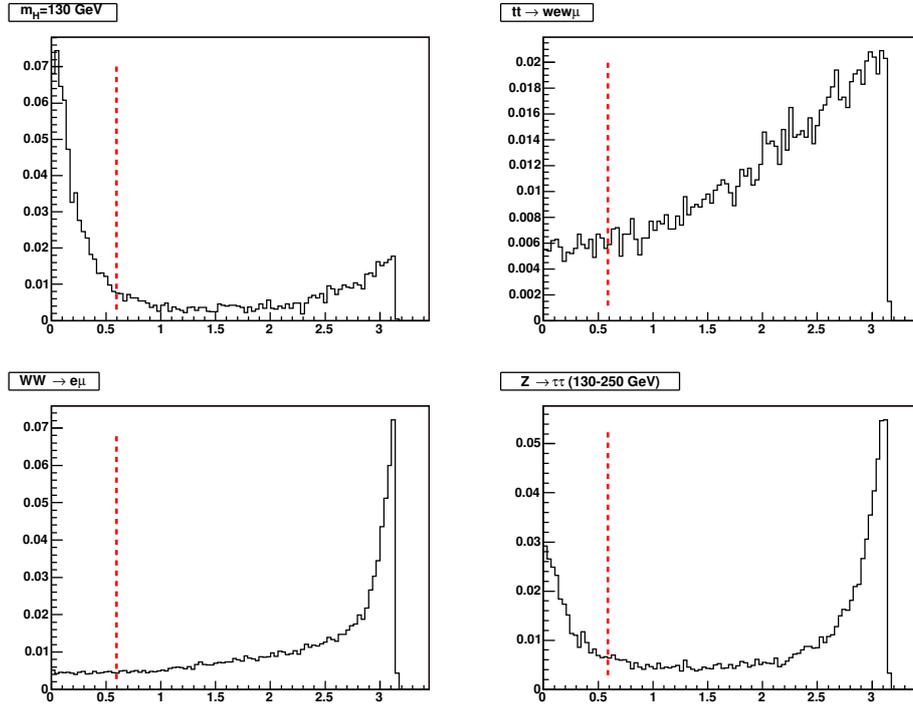


FIG. 4.12 – Distributions de l'angle dans le plan transverse entre l'électron et l'énergie transverse manquante. On demande que cet angle soit inférieur à 0.6 radians

5. La grande énergie du tau implique aussi que les neutrinos soient émis dans une direction proche de celle du tau et donc de l'électron. On demande une autre condition angulaire :

$$\delta\phi(p_T^{\text{miss}}, p_T^e) < 0.6 \text{ rad} \quad (4.44)$$

Voir figure 4.12.

6. L'électron résultant de la désintégration du tau emporte moins d'énergie transverse que celui-ci. On demande donc que la différence d'énergie transverse entre le muon et l'électron soit positive. Voir figure 4.13.
7. La quadri-impulsion du tau est reconstruite à partir de celle de l'électron et du vecteur énergie transverse manquante par les relations :

$$\begin{aligned} \vec{p}_T^\tau &= \vec{p}_T^e + \vec{p}_T^{\text{miss}} \\ p_z^\tau &= p_z^e \left(1 + \frac{p_T^{\text{miss}}}{p_T^e} \right) \\ E_\tau^2 &= \vec{p}_\tau^2 + m_\tau^2 \end{aligned} \quad (4.45)$$

où l'on a négligé les masses des particules devant leur énergie. On demande que l'énergie transverse ainsi reconstruite soit supérieure à 50 GeV. Voir figure 4.14.

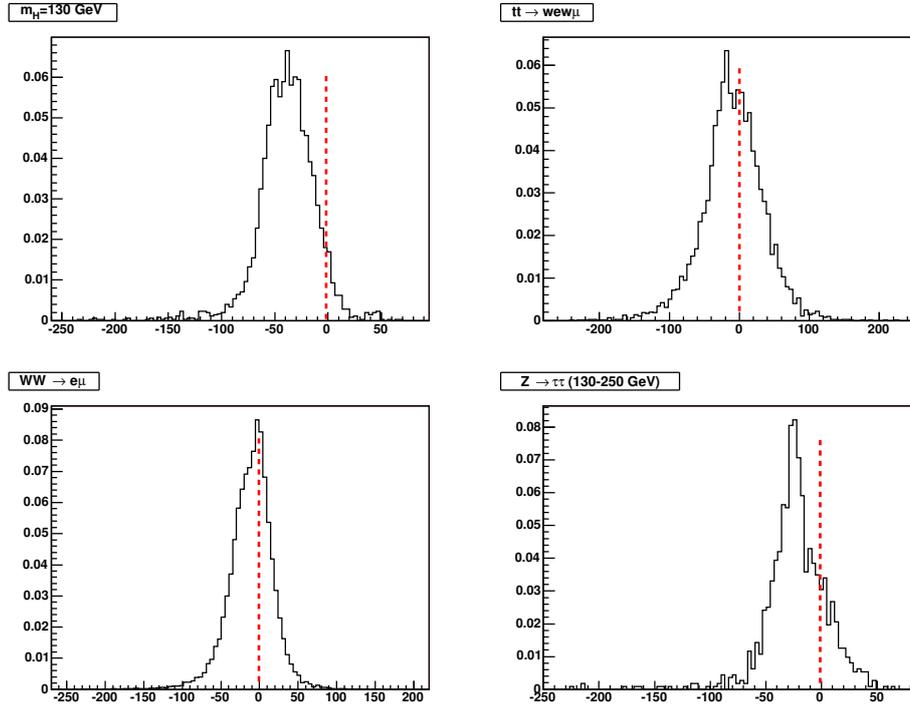


FIG. 4.13 – Distributions de la différence $P_T^\mu - P_T^e$. On demande que celle-ci soit positive

8. Enfin, avec les quadri-impulsions du muon et du tau on calcule la masse invariante $m_{\tau\mu}$ et, pour chaque hypothèse de masse du Higgs, on demande qu'elle soit comprise dans une fenêtre de 40 GeV autour de la valeur moyenne de la distribution. On remarque d'ailleurs que cette moyenne est supérieure à la masse des Higgs générés. Cela s'explique par le fait que les équations 4.45 surestiment l'impulsion du tau. Voir figure 4.15.

L'effet de ces coupures est résumé dans les tableaux 4.2 et 4.3. Ceux-ci donnent les efficacités cumulées des différentes coupures (simplement le rapport nombre d'évènements passant la sélection sur nombre d'évènements initiaux). La dernière coupure dépend de l'hypothèse de masse du Higgs et donc l'efficacité finale en dépend aussi. On voit dans ces tableaux que l'efficacité pour les évènements de signal est de $\sim 10\%$ alors qu'elle est au plus de $\sim 0.5\%$ pour le fond. On voit aussi que la statistique utilisée pour les fonds $t\bar{t}$ est insuffisante, mais cela ne porte pas préjudice car ceux-ci ont la plus faible section efficace et l'efficacité correspondante est de toutes façons au plus de 0.1%. Finalement, le nombre totale d'évènements de bruit de fond obtenu pour une luminosité de 2000 pb^{-1} est compris entre 5 et 6 selon les coupures finales (voir tableau 4.4).

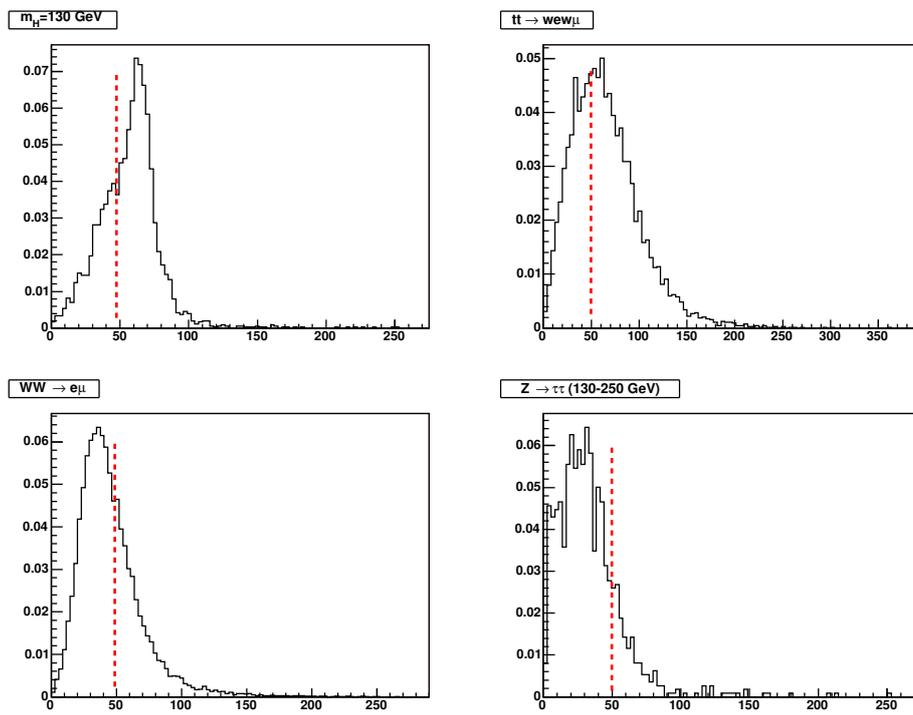


FIG. 4.14 – Distributions de l'énergie transverse reconstruite du tau. Elle doit être supérieure à 50 GeV

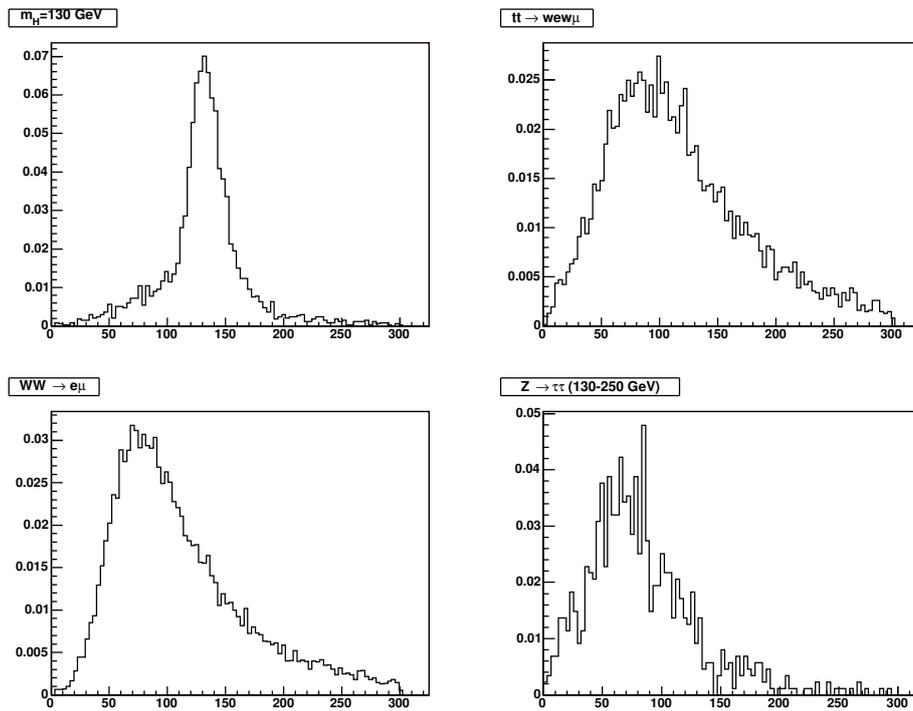


FIG. 4.15 – Distributions de la masse invariante reconstruite $m_{\tau\mu}$. Pour chaque hypothèse de masse, on coupe autour d’une fenêtre de 40 GeV centrée sur la valeur moyenne.

Coupure	$A^0/H^0 \rightarrow \tau\mu$			
	120 GeV	130 GeV	150 GeV	160 GeV
(1)	8.3e-01	8.0e-01	8.4e-01	8.2e-01
(2)	2.8e-01	3.2e-01	3.1e-01	3.0e-01
(3)	2.1e-01	2.2e-01	2.3e-01	2.0e-01
(4)	1.9e-01	2.0e-01	2.2e-01	1.9e-01
(5)	1.8e-01	1.9e-01	2.1e-01	1.8e-01
(6)	1.7e-01	1.9e-01	2.1e-01	1.8e-01
(7)	1.3e-01	1.6e-01	1.9e-01	1.5e-01
(8) (120 GeV)	1.1e-01	1.2e-01	5.8e-02	2.4e-02
(8) (130 GeV)	8.8e-02	1.3e-01	9.8e-02	4.1e-02
(8) (150 GeV)	2.9e-02	6.7e-02	1.3e-01	8.1e-02
(8) (160 GeV)	1.4e-02	4.1e-02	1.4e-01	1.2e-01
incertitude sur l'efficacité finale				
(8)	4%	3.7 %	3.6%	4%

TAB. 4.2 – Efficacité des coupures de sélections sur les événements de signal. La dernière coupure dépend de l'hypothèse de masse étudié, le nombre en gras correspond à l'efficacité de la coupure la mieux optimisée. Enfin, la dernière ligne donne l'incertitude statistique sur cette efficacité.

Coupure	Bruit de fond						
	$t\bar{t} \rightarrow \mu\nu_\mu e\nu_e$	$t\bar{t} \rightarrow \mu\nu_\mu \tau\nu_\tau$	$WW \rightarrow \mu\tau$	$WW \rightarrow \mu e$	$WZ \rightarrow \mu\tau$	Z 130	Z spécial
(1)	8.2e-01	8.2e-01	8.0e-01	8.2e-01	8.4e-01	2.2e-01	8.3e-01
(2)	2.6e-01	4.9e-02	4.3e-02	3.4e-01	1.2e-01	4.2e-03	4.4e-01
(3)	7.5e-03	1.7e-03	3.8e-02	3.1e-01	6.8e-02	3.4e-03	3.3e-01
(4)	1.7e-03	0.0e+00	9.3e-03	7.7e-02	1.7e-02	3.1e-03	3.0e-01
(5)	4.9e-04	0.0e+00	5.4e-03	2.2e-02	1.2e-02	1.7e-03	2.7e-01
(6)	4.9e-04	0.0e+00	5.4e-03	2.1e-02	1.2e-02	1.6e-03	2.6e-01
(7)	4.9e-04	0.0e+00	3.9e-03	1.4e-02	1.0e-02	7.5e-04	7.1e-02
(8)(120 GeV)	0.0e+00	0.0e+00	1.5e-03	3.9e-03	3.3e-03	3.7e-04	2.4e-02
(8)(130 GeV)	8.2e-05	0.0e+00	1.4e-03	3.4e-03	1.7e-03	3.5e-04	1.0e-02
(8)(150 GeV)	2.5e-04	0.0e+00	8.3e-04	2.8e-03	2.5e-03	2.2e-04	5.4e-03
(8)(160 GeV)	2.5e-04	0.0e+00	1.1e-03	3.3e-03	8.3e-04	2.0e-04	3.2e-03

TAB. 4.3 – Efficacité des coupures de sélections sur les événements de bruit de fond. Les 2 dernières colonnes correspondent au 2 lots de bruits de fond générés pour $Z \rightarrow \tau\tau$ (voir texte).

Coupure	Bruit de fond					Total
	$WW \rightarrow \mu\tau$	$WW \rightarrow \mu e$	$WZ \rightarrow \mu\tau$	Z 130	Z spécial	
(7)	1.7	6.2	0.38	2.5	7.0	18
(8)(120 GeV)	0.68 ± 0.2	1.7 ± 0.14	0.12 ± 0.6	1.2 ± 0.32	2.3 ± 0.49	6.2 ± 0.93
(8)(130 GeV)	0.62 ± 0.19	1.5 ± 0.13	0.06 ± 0.03	1.2 ± 0.41	1.0 ± 0.33	4.5 ± 0.76
(8)(150 GeV)	0.37 ± 0.15	1.2 ± 0.12	0.09 ± 0.05	0.75 ± 0.32	0.54 ± 0.23	3.1 ± 0.6
(8)(160 GeV)	0.50 ± 0.17	1.5 ± 0.13	0.03 ± 0.03	0.68 ± 0.3	0.32 ± 0.18	3.0 ± 0.56

TAB. 4.4 – Nombre de bruit de fond attendu pour 2 fb^{-1} après les deux dernières coupures. L’incertitude statistique est donnée après la huitième coupure.

4.3.3 Limites et perspectives de découvertes

Nous avons étudié les limites et perspectives de découvertes pour différents points de l’espace des paramètres. Pour le boson H^0 , nous avons considéré plusieurs hypothèses sur λ_{ii} et m_{H^0} et évalué les perspectives de découvertes et limites dans le plan $(\lambda_{\tau\mu}, \alpha)$. Pour A^0 , l’espace des paramètres est plus restreint puisque ses couplages sont indépendants de α . Dans ce cas, nous avons étudié le plan $(\lambda_{\tau\mu}, \lambda_{ii})$ pour différentes hypothèses de masses.

Les limites et perspectives de découvertes ont été calculées pour chaque point de l’espace des paramètres en utilisant les calculateurs de limites officiels de la collaboration DØ [59]. Nous avons simplement utilisé le nombre d’évènements de bruit de fond et/ou de signal obtenu après toutes nos coupures.

Notre statistique Monte-Carlo est faible et les incertitudes sont essentiellement statistiques (voir les tableaux 4.2 et 4.4). Nous avons donc fixé l’incertitude sur l’efficacité globale à 50% pour surestimer les incertitudes systématiques et donc éviter de surestimer les potentiels de découverte. Par ailleurs, nous avons fixé une incertitude sur la luminosité de 10 %, ce qui correspond à l’incertitude actuelle.

Résultats

À titre illustratif, nous donnons dans la figure 4.16 la distribution de masse reconstruite d’un boson H^0 pour 4 hypothèses de masses. Cette distribution, ainsi que la distribution issue du bruit de fond sont normalisées pour une luminosité de 2000 pb^{-1} . Le signal correspond aux paramètres $\lambda_{\tau\mu} = 20$, $\lambda_{ii} = 1$ et $\alpha = 1$. On voit que le signal se distingue très nettement du fond pour les masses les plus faibles.

Pour le boson H^0 , les limites à attendre d’une telle analyse avec une luminosité de 2000 pb^{-1} sont indiquées dans les figures 4.17 et 4.18. Dans ces figures tracées dans le plan $(\lambda_{\tau\mu}, \alpha)$, la courbe en gras est la courbe d’exclusion à 95% de niveau de confiance : si aucune observation supérieure au bruit de fond n’est réalisée, la zone de paramètres à l’intérieur de la courbe est exclue. Les deux autres courbes fines sont les courbes de découvertes. Si le modèle 2HDM-III est réalisé dans la nature avec des paramètres inclus dans les zones à l’intérieur de ces courbes, on doit observer du signal respectivement à

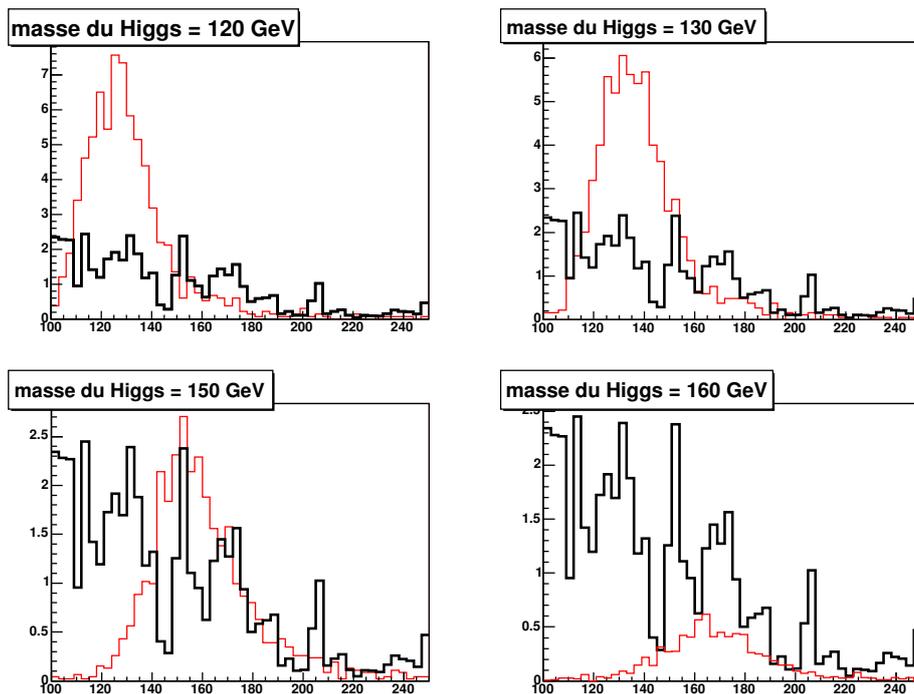


FIG. 4.16 – Distributions de la masse reconstruite d'un H^0 pour le signal et pour le fond (en gras) après les 7 premières coupures. Les distributions sont normalisées pour 2000 pb^{-1} (voir texte).

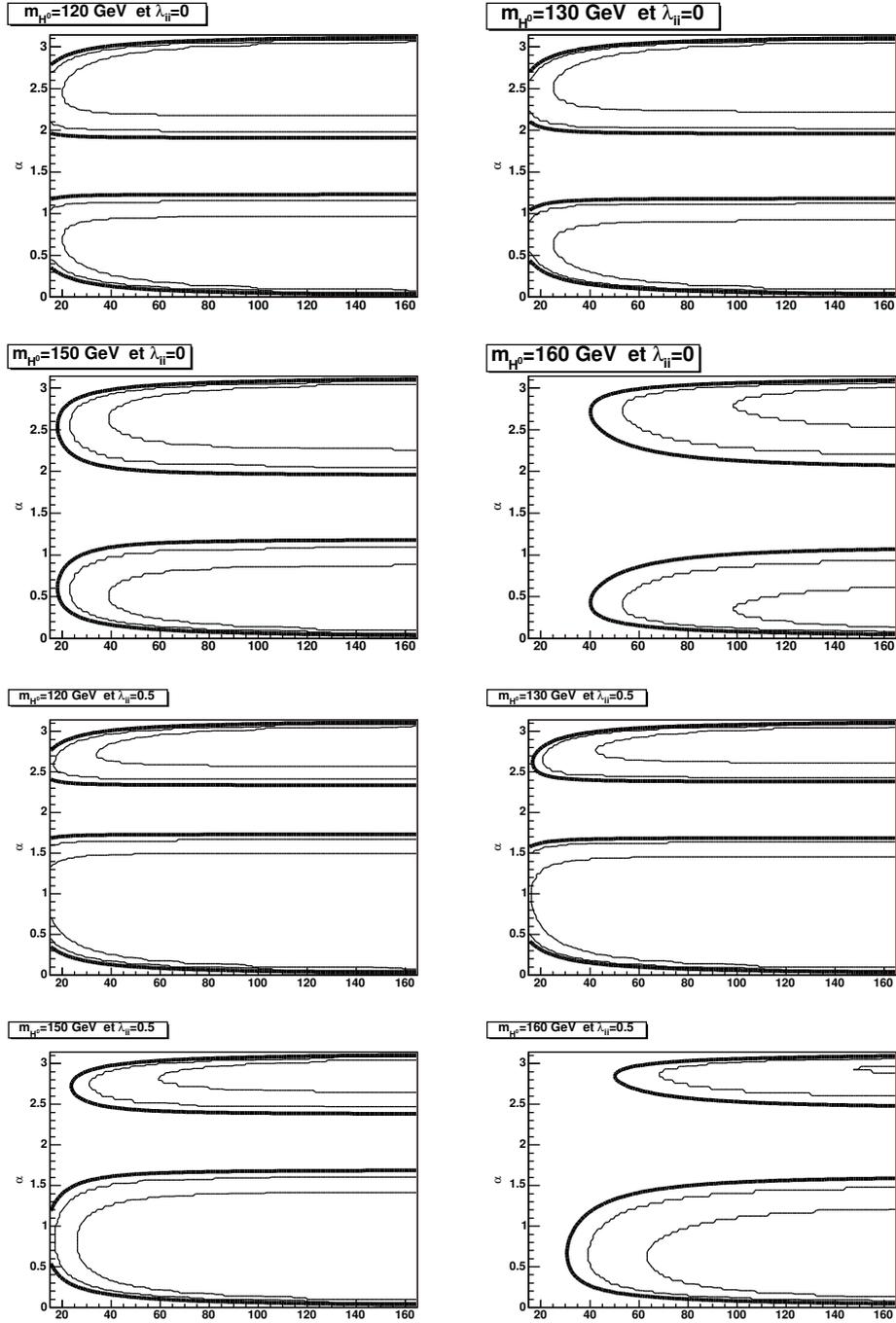


FIG. 4.17 – Limites d'exclusion à 95% de niveau de confiance et de découvertes à 3 et 5 σ (dans le plan ($\lambda_{\tau\mu}, \alpha$)) pour un boson H^0 pour différentes hypothèses sur le paramètre λ_{ii}

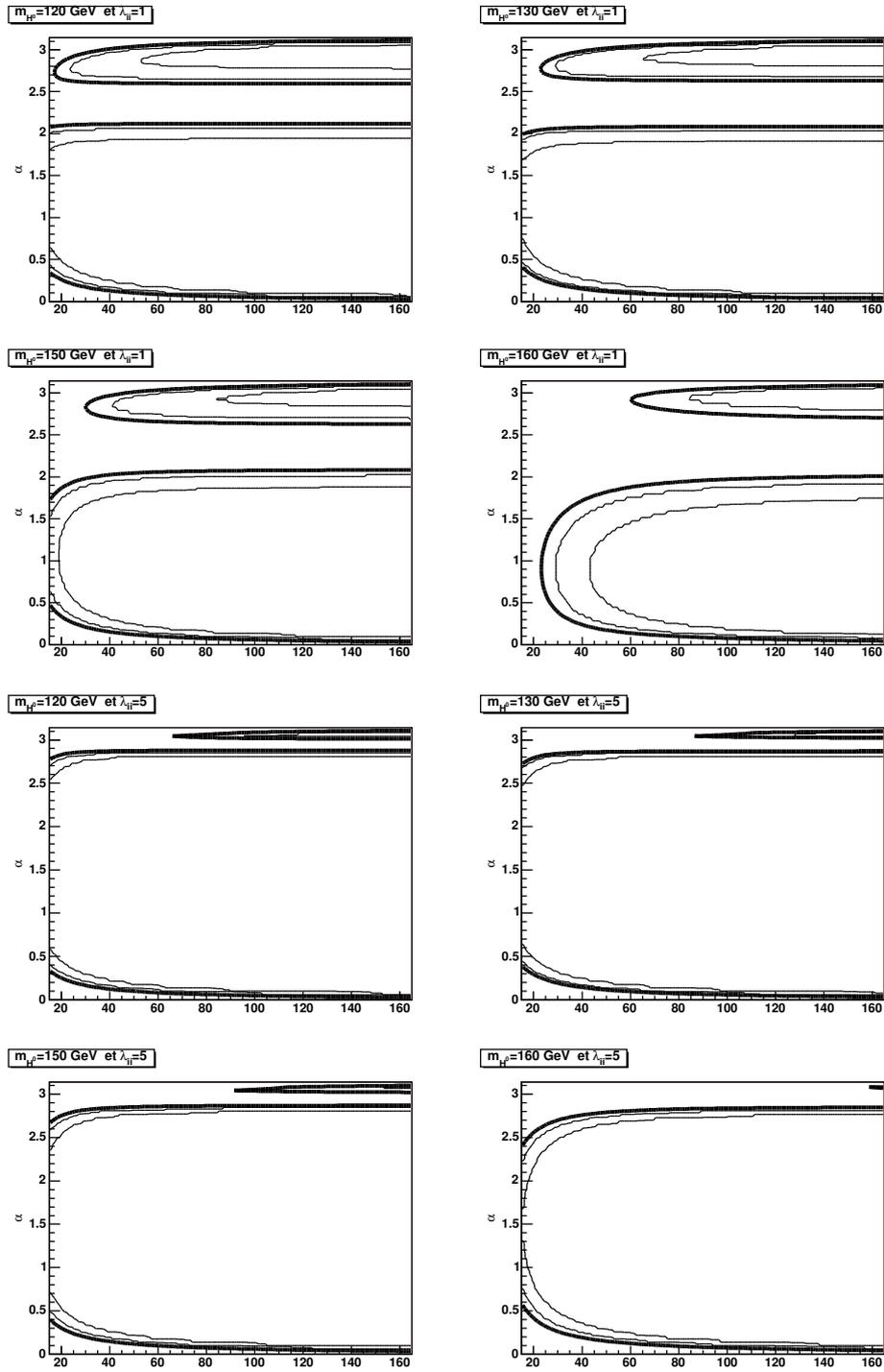


FIG. 4.18 – Limites d'exclusion à 95% de niveau de confiance et de découvertes à 3 et 5 σ (dans le plan $(\lambda_{7\mu}, \alpha)$) pour un boson H^0 pour différentes hypothèses sur le paramètre λ_{ii}

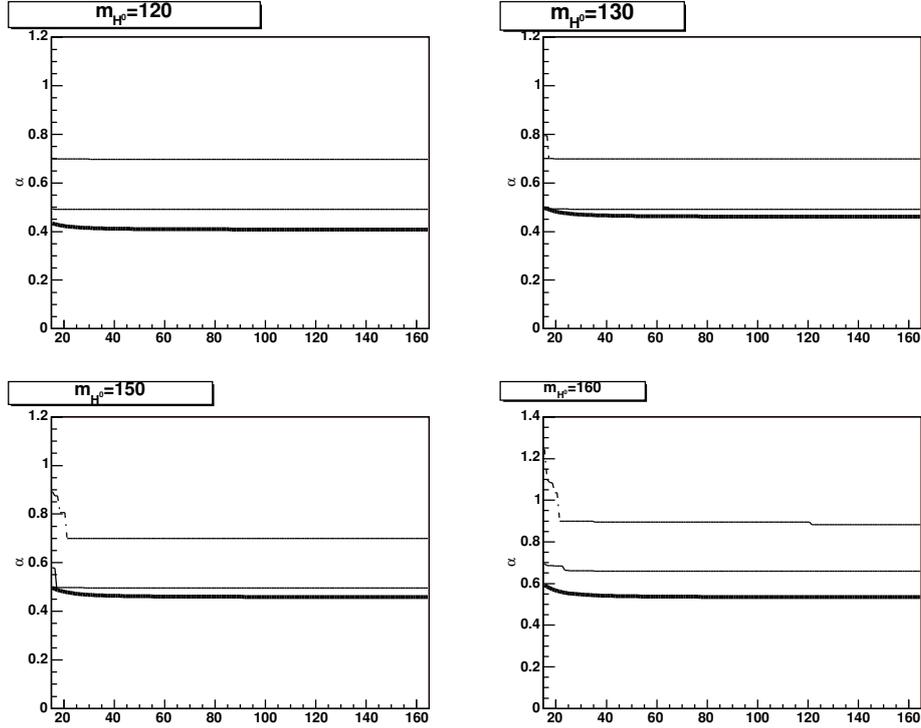


FIG. 4.19 – Limites d'exclusion à 95% de niveau de confiance et de découvertes à 3 et 5 σ pour un boson A^0 dans le plan $(\lambda_{\tau\mu}, \lambda_{ii})$

"3 σ " et "5 σ ". Ces zones de découvertes et d'exclusion sont très larges et couvrent presque toutes les zones de paramètres étudiés. Elles décroissent avec la masse du H^0 et croissent avec le paramètre λ_{ii} . Pour les hautes valeurs de ce paramètre ($\lambda_{ii} > 1$ voir figure 4.18 en bas), seules les zones "fermiophobiques", qui correspondent dans ce cas à $\sin \alpha \simeq 0$, restent hors de portée de l'exploration.

Par ailleurs, Les zones de découvertes sont indépendantes de $\lambda_{\tau\mu}$ pour les grandes valeurs de ce paramètre. Celui-ci intervient quadratiquement dans le rapport de branchement de la désintégration : quand $\lambda_{\tau\mu}$ est supérieur à 40 environ le couplage est tellement fort qu'il sature la désintégration du H^0 dès que $\sin \alpha \neq 0$.

Les limites pour le boson A^0 sont données dans la figure 4.19 Ces limites sont données dans la plan $(\lambda_{\tau\mu}, \lambda_{ii})$ et comme dans les figures précédentes la courbe d'exclusion est en gras et celles de découvertes en fin. Les zones d'exclusion et de découvertes sont situées au-dessus des courbes. Pour les paramètres $\lambda_{\tau\mu}$ que nous avons considérés (supérieurs à 15), les courbes ne dépendent que de λ_{ii} et pas de $\lambda_{\tau\mu}$. La raison est la même que celle donnée pour le H^0 : pour les grandes valeurs de $\lambda_{\tau\mu}$, le rapport de branchement de A^0 en tau et muon est de 100% et seule la valeur de la section efficace, proportionnelle à λ_{ii} , influe sur le potentiel de découverte.

4.4 Combinaison des résultats

Dans cette dernière partie, nous combinons les résultats obtenus par l'étude du moment magnétique anormal du muon et ceux de notre étude Monte-Carlo. Nous avons vu que pour que le 2HDM-III explique la mesure de Δa_μ il faut que le couplage $\lambda_{\tau\mu}$ soit grand, au minimum de l'ordre de 20. Les résultats présentés figure 4.19 permettent de contraindre le paramètre λ_{ii} presque indépendamment de tous les autres : dans tous les cas on peut soit exclure les valeurs supérieures à 0.6 soit observer un signal significatif.

Résultats combinés

Pour poursuivre l'exploitation des résultats nous présentons les limites combinées dans le plan $(\lambda_{\tau\mu}, \alpha)$ pour trois combinaisons représentatives des masses de A^0 et de H^0 . Nous étudions le cas d'un A^0 lourd par rapport aux bosons neutres en choisissant $(m_{A^0} = 200, m_{H^0} = 130)$, le cas où la masse de A^0 est entre celles des bosons neutres $(m_{A^0} = 120, m_{H^0} = 160)$ et le cas où les masses de A^0 et H^0 sont égales $(m_{A^0} = 150, m_{H^0} = 150)$. Pour ces trois hypothèses, les zones d'exclusions obtenues en combinant les résultats sur Δa_μ et sur le signal $H^0 \rightarrow \tau\mu$ sont représentées dans la figure 4.20.

Dans ces schémas, les zones grisées sont les zones exclues par les contraintes sur Δa_μ . Les zones hachurées correspondent à celles que l'on peut exclure à 95% de niveau de confiance par l'étude de $H^0 \rightarrow \tau\mu$ avec 2000 pb^{-1} (*cf.* figure 4.17). Les zones blanches sont celles qui sont inaccessibles. On voit simplement que la contrainte apportée par l'étude du moment du muon réduit encore plus la taille des zones inaccessibles.

Résultats finaux

Jusqu'à maintenant nous n'avons pas tenu compte du boson léger h^0 . Celui-ci a des couplages aux fermions parfaitement similaires à ceux du H^0 au paramètre α près. Par conséquent, à chacune des zones d'exclusion de paramètres obtenues par $H^0 \rightarrow \tau\mu$, vont correspondre des zones au moins aussi grandes (h^0 est moins massif que H^0) qui sont symétriques par le changement de variable $\alpha \rightarrow \pi/2 - \alpha$. Nous avons combiné toutes ces zones d'exclusion pour obtenir nos résultats finaux et ceux-ci sont représentés figure 4.21 et 4.22.

Seules de très petites régions de l'espace des paramètres restent inaccessibles et le cas particulier $(m_{A^0} = 120, m_{H^0} = 160)$ peut même être entièrement exclu si aucun signal n'est observé.

4.5 Conclusion

Nous espérons avoir montré par cette étude que le 2HDM-III est une hypothèse très intéressante à tester au Tevatron. Dans le cadre de cette extension simple du modèle standard, les couplages de Yukawa violant la saveur, et en particulier le nombre leptonique,

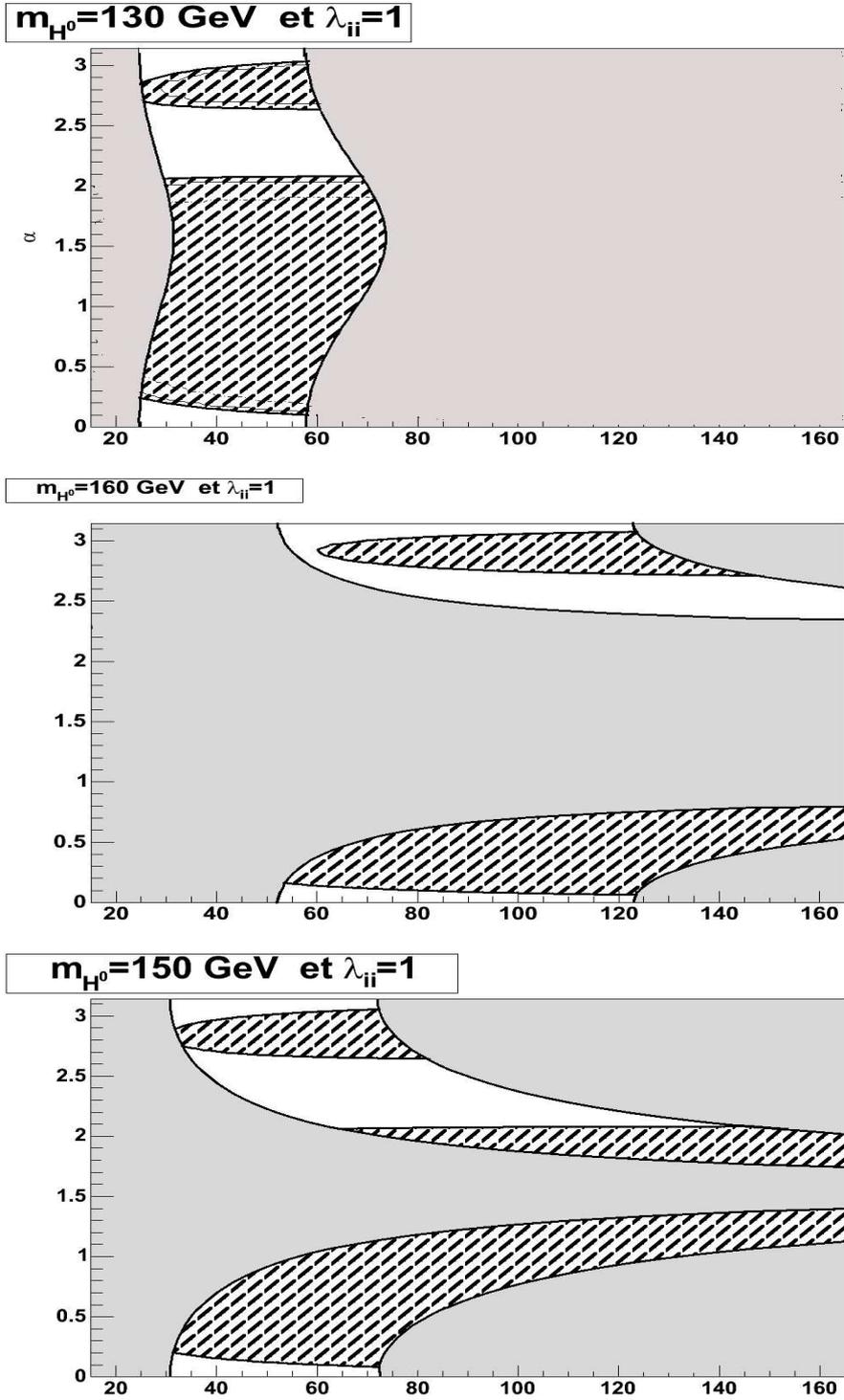
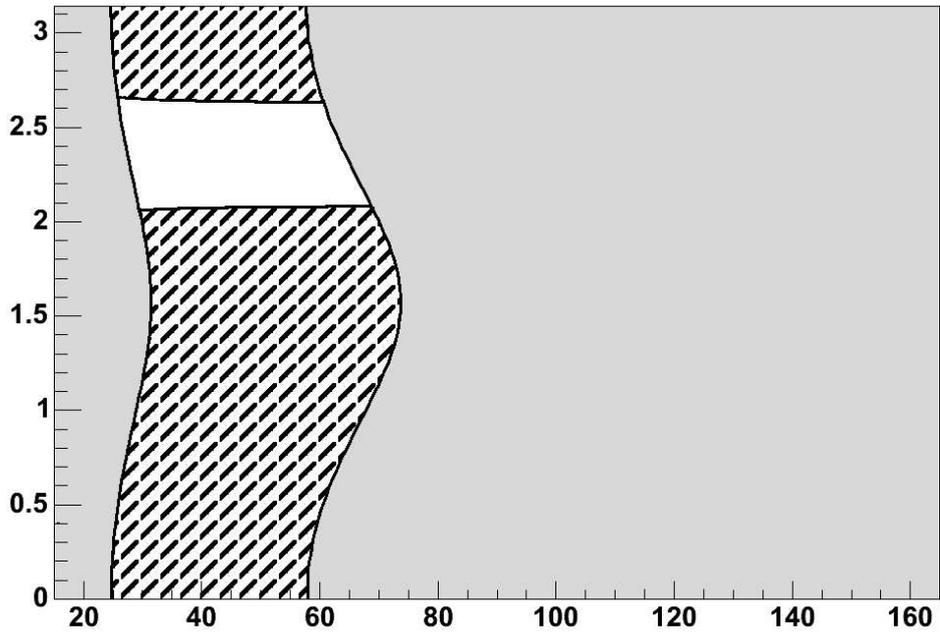


FIG. 4.20 – Zones d'exclusions atteignables par la combinaison de l'étude $H^0 \rightarrow \tau\mu$ dans les hypothèses $(m_{A^0} = 200, m_{H^0} = 130)$ en haut, $(m_{A^0} = 120, m_{H^0} = 160)$ au milieu et $(m_{A^0} = 150, m_{H^0} = 150)$ en bas. Voir le texte pour l'explication du schéma.

$m_{H^0}=130$ GeV et $\lambda_{ii}=1$



Graph

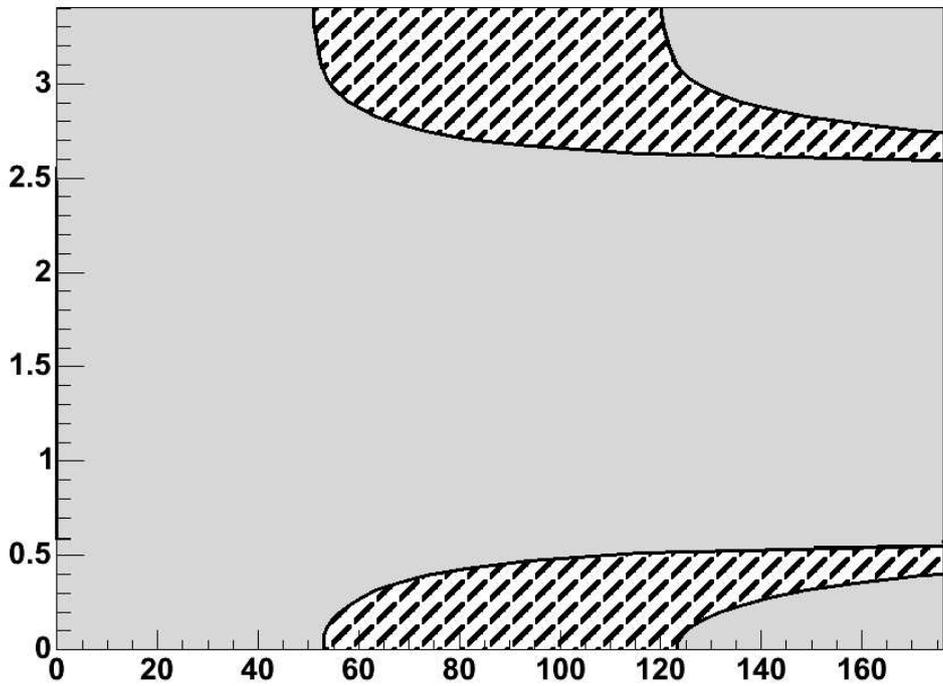


FIG. 4.21 – Zones d'exclusion finales obtenues en combinant toutes les études. Ici pour les hypothèses de masses ($m_{A^0} = 200, m_{H^0} = 130$) en haut et ($m_{A^0} = 120, m_{H^0} = 160$) en bas.

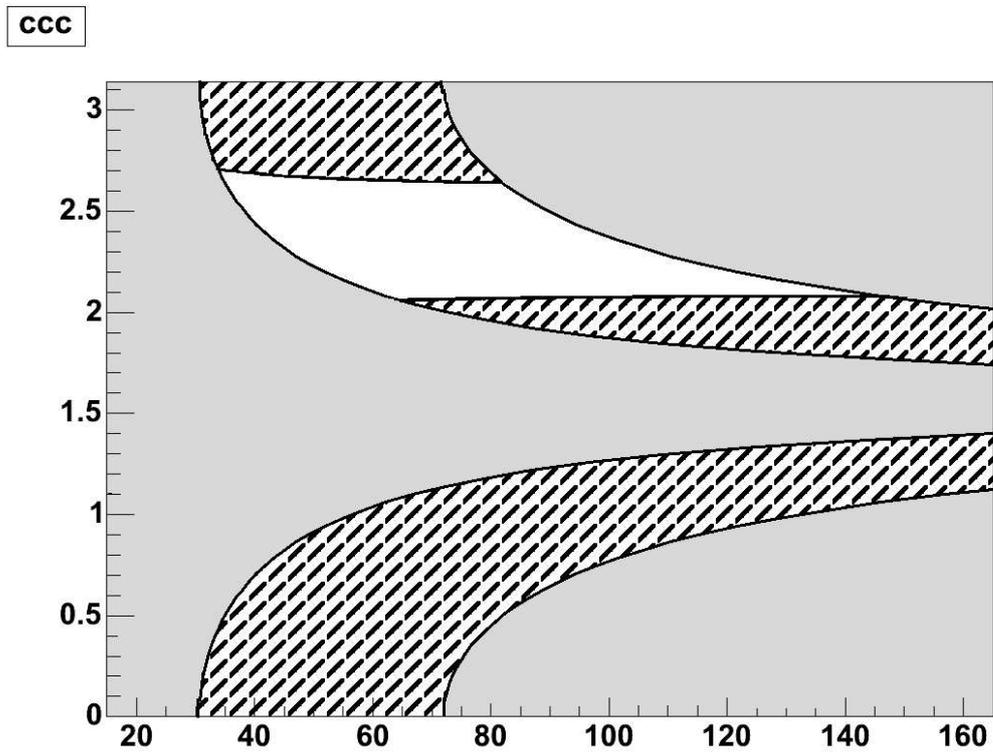


FIG. 4.22 – Zones d'exclusion finales obtenues en combinant toutes les études. Ici pour l'hypothèse de masses ($m_{A^0} = 150, m_{H^0} = 150$).

sont autorisés. La désintégration d'un boson de Higgs neutre en un tau et un muon est possible et l'étude de ce signal et les paramètres dont il dépend a été l'objet de notre étude. Celle-ci montre essentiellement deux choses :

- Dans le 2HDM-III le couplage de Yukawa $\lambda_{\tau\mu}$ intervient dans le calcul du moment magnétique anormal du muon. Les contraintes venant de la mesure de ce dernier imposent de fortes valeurs à $\lambda_{\tau\mu}$ dans l'hypothèse où la masse des bosons de jauge est ≤ 200 GeV.
- Ces fortes valeurs de $\lambda_{\tau\mu}$ portent le rapport de branchement $H^0/A^0 \rightarrow \tau\mu$ proche de 1 et rendent probable la détection du signal résultant. Et ceci pour un large espace de paramètres.

Par ailleurs en cas de non observation du signal pour 2000 pb^{-1} de luminosité, c'est-à-dire à la fin du Run IIa du Tevatron, une très grande partie de l'espace des paramètres sera exclue. En particulier, la plupart des configurations où le A^0 possède une masse entre celles des bosons scalaires seront exclues. Dans les autres cas, il ne subsistera qu'une faible zone du plan $(\lambda_{\tau\mu}, \alpha)$.

L'étude présentée ici peut de plus être améliorée de beaucoup pour une véritable analyse à $D\bar{O}$. Les incertitudes sur l'efficacité appliquées dans cette étude ont été prises très hautes et, la qualité du détecteur s'améliorant toujours plus, celles-ci pourraient être fortement diminuées. Par ailleurs, nous n'avons pas étudié les cas où le tau du signal se désintègre en jet et ceci peut aussi être un signal observable au Tevatron et à $D\bar{O}$. Notre conclusion est donc que, dans l'hypothèse où les masses des Higgs sont inférieures à environ 200 GeV, cette étude menée à $D\bar{O}$ a de fortes chances soit de mettre en évidence du signal, soit d'exclure quasiment la totalité du 2HDM-III.

Conclusion

Ce travail de thèse a eu pour cadre l'expérience DØ . Il m'a permis d'aborder différents aspects du travail en physique des particules. Au sein du groupe DØ de l'Institut, j'ai pu participer au commencement des prises de données du détecteur et ainsi me familiariser avec ce type de d'expérience de physique des hautes énergies. Au sein du groupe théorie, j'ai pu étudier les détails phénoménologiques d'une extension du modèle standard et appliquer cette étude dans le cadre de DØ .

Le travail dans la collaboration DØ a porté sur l'intercalibration du calorimètre. Le groupe de Lyon a eu la responsabilité d'une partie de la calibration de ce sous-détecteur : l'intercalibration. Pour réaliser cette calibration statistique du détecteur, différentes étapes ont été nécessaire. Nous avons mis au point différents algorithmes adaptés aux distributions d'énergie enregistrée dans les cellules du calorimètre, nous les avons comparés et optimisés et nous avons prévu des méthodes pour estimer la précision de ces algorithmes à partir des distributions d'énergie venant des données. Il a aussi fallu définir des structures et programmes informatiques pour acquérir, stocker, traiter et s'assurer de la qualité des millions d'évènements nécessaires. De plus, lors de l'étape d'acquisition de ces évènements, nous avons utilisé des procédures de sélection destinée à limiter au maximum les biais venant des triggers. Par ailleurs, afin d'évaluer l'impact de l'intercalibration sur la résolution en énergie, nous avons créé des tests mesurant l'effet des constantes de calibration sur la largeur de la résonance $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ aussi bien pour des évènements Monte-Carlo que sur des évènements réels de DØ .

La mise en application de ces structures et méthodes sur les données réelles et Monte-Carlo a abouti aux résultats suivants :

- Notre simulation de la décalibration nous a permis d'évaluer l'amélioration apportée par l'intercalibration en fonction de l'hypothèse de décalibration initiale et de la précision de la reconstruction des constantes. Nous avons ainsi pu fixer des limites sur la précision de reconstruction des constantes au-delà desquelles l'application de ces constantes détériore la résolution en énergie.
- L'étude des flux d'énergie enregistrés dans le calorimètre a montré que leur fluctuations ne sont pas compatibles avec un calorimètre uniforme en phi mais plutôt avec une décalibration générale de l'ordre de 3.5%.
- Avec un lot de 3.8 millions d'évènements sélectionnés, nous avons estimé la précision de reconstruction des constantes à environ 2%. En utilisant les deux résultats précédents nous nous attendons à un effet positif de l'intercalibration.

Pourtant nos derniers résultats sur la largeur du pic de masse du Z^0 n'ont pas montré l'effet positif attendu, y compris en essayant une stratégie basée sur l'énergie des particules électromagnétiques plutôt que sur celle des cellules. Nous évoquons différentes hypothèses pour expliquer ces résultats et en particulier, il reste certainement des efforts à fournir pour comprendre parfaitement le fonctionnement du calorimètre. Néanmoins cette compréhension progresse constamment ainsi que l'amélioration des performances de la machine. On peut donc s'attendre à ce que la poursuite de ces efforts permettent de cerner précisément les problèmes de l'intercalibration et de la rendre véritablement efficace.

Dans notre étude sur les modèles à deux doublets, nous nous sommes placés dans le cas le plus général de ce type de modèle, noté 2HDM-III et où la violation de la saveur leptonique est possible. Cette violation est due à des couplages non-diagonaux des bosons de Higgs aux fermions et nous avons étudié en particulier le couplage tau-muon $\lambda_{\tau\mu}$. L'existence de ce couplage a des conséquences phénoménologiques importantes et l'une d'entre elles est qu'elle modifie le calcul du moment magnétique anormal du muon. En comparant les résultats des calculs de cette grandeur dans le cas du 2HDM-III par rapport aux mesures récentes, nous avons établi des contraintes sur $\lambda_{\tau\mu}$ et nous avons montré que ce couplage doit être grand par rapport à des couplage de Yukawa de type modèle standard.

Une autre implication du 2HDM-III est la possibilité de la désintégration $A^0/H^0 \rightarrow \tau\mu$. Nous avons effectué une étude Monte-Carlo de la recherche de ce signal dans la chaîne de simulation de l'expérience $D\emptyset$. Nous avons évalué les perspectives de découvertes du signal et les limites que l'on peut atteindre en fonctions des paramètres $\lambda_{\tau\mu}$, α l'angle de mélange du secteur de Higgs et la masse des Higgs. Avec la combinaison de ces résultats et des contraintes venant du moment magnétique anormal du muon, nous avons montré que les zones d'exclusions et de découvertes que l'on peut atteindre avec seulement 2 fb^{-1} de luminosité occupent une très vaste partie de l'espace des paramètres considérés. Avec une telle luminosité, il est en particulier possible d'exclure presque la totalité du 2HDM-III pour des masses de Higgs inférieures à 160 GeV.

Nous n'avons malheureusement pas eu le temps de réaliser cette recherche avec les données réelles de $D\emptyset$, mais nous avons montré sa faisabilité et son intérêt déterminant vis-à-vis du 2HDM-III. Ceci d'autant plus que l'expérience approche désormais de son plein fonctionnement et ainsi notre étude pourrait parfaitement y être menée et même complétée en considérant les cas de désintégrations hadroniques du tau final. Ceci augmenterait encore les chances de découvertes ou les possibilités d'exclusions définitives du 2HDM-III dès la fin du Run IIa.

Annexe A

Représentations des groupes de symétries.

Les concepts de symétries utilisés en physique des particules reposent en particulier sur ceux de groupes et d'algèbres de Lie. Une définition mathématique précise des groupes de Lie est hors de propos ici et nous nous contentons d'indiquer qu'il s'agit de groupes munis d'une topologie, dont les éléments sont des fonctions analytiques et dont les applications $(x, y) \rightarrow xy$ et $x \rightarrow x^{-1}$ sont aussi analytiques. Un exemple souvent rencontré en physique est un ensemble de matrice dépendant de paramètres réels (tel les matrices unitaires d'ordre n par exemple). À un groupe de Lie, on peut associer une algèbre de Lie qui est une algèbre dont la multiplication notée $[,]$ vérifie $[x, x] = 0$ et $[x, [y, z]] + [y, [z, x]] + [z, [x, y]] = 0$ (relation de Jacobi).

Enfin, rappelons aussi simplement qu'une représentation d'un groupe est l'association entre un groupe G et un ensemble d'opérateurs linéaires vérifiant $\forall (g, g') \in G^2 \ A(g)A(g') = A(gg')$.

A.1 Le groupe de Lorentz

Ce groupe de transformations de l'espace-temps (noté ici L) est isomorphe à $O(1,3)$. C'est donc un groupe de Lie simple, non-compact, de dimension 6 et de rang 2. Il faut commencer par étudier la composante connexe de l'identité de ce groupe (le groupe propre orthochrone de Lorentz, noté L_+^\uparrow), c'est-à-dire la restriction aux matrices Λ du groupe telles que $\det(\Lambda) = 1$ et $\Lambda_{00} \geq 1$. Son algèbre de Lie, $\mathfrak{so}(1,3)$, est composée de 6 générateurs : les 3 générateurs des rotations J_i et les 3 générateurs des "boosts" de Lorentz K_i , dont les relations de commutation sont :

$$[J_m, J_n] = i\epsilon_{mnl}J_l \quad [K_m, K_n] = -i\epsilon_{mnl}J_l \quad [K_m, J_n] = i\epsilon_{mnl}K_l \quad (\text{A.1})$$

En physique, on s'intéresse aux représentations irréductibles de dimension finie de ce groupe. Pour les caractériser, il suffit de remarquer que cette algèbre de Lie peut se réécrire

en utilisant l'algèbre de Lie $\mathfrak{su}(2)$ du groupe des rotations. En effet, si l'on pose :

$$M_m = \frac{1}{2}(J_m + iK_m) \quad N_m = \frac{1}{2}(J_m - iK_m) \quad (\text{A.2})$$

(avec $m = 1, 2, 3$) les relations de commutation deviennent alors :

$$\begin{aligned} [M_m, M_n] &= i\epsilon_{mnk}M_k \\ [N_m, N_n] &= i\epsilon_{mnk}N_k \\ [M_m, N_n] &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Ainsi, formellement on a $\mathfrak{so}(1,3) \simeq \mathfrak{su}(2) \oplus \mathfrak{su}(2)$ et à chaque couple de RI de dimension finie de $\mathfrak{su}(2)$ correspond une RI de dimension finie non unitaire de $\mathfrak{so}(1,3)$. D'autre part, les invariants $\mathbf{M}^2 = M_m M^m$ et $\mathbf{N}^2 = N_m N^m$ des deux sous-algèbres $\mathfrak{su}(2)$ sont aussi des invariants pour $\mathfrak{so}(1,3)$. Par conséquent, on peut choisir de désigner les RI non unitaire de dimension finie de $\mathfrak{so}(1,3)$ par les valeurs propres de ces opérateurs, donc par un couple (j, j') de nombres entiers ou demi-entiers non négatifs.

Enfin, on remarque que, en restreignant $\mathfrak{so}(1,3)$ à l'algèbre de Lie de type $\mathfrak{su}(2)$ générée par les opérateurs de spin J_i , les RI de type (j, j') se décomposent comme le produit

$$j \otimes j' \simeq (j + j') \oplus (j + j' - 1) \oplus \dots \oplus (|j - j'|) \quad (\text{A.4})$$

Donc, par exemple, des objets caractérisés par une représentation $(\frac{1}{2}, 0)$ ou $(0, \frac{1}{2})$ portent un spin $\frac{1}{2}$; si leur représentation est $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$, ils portent un spin 0 ou 1, etc.

Par exponentiation de ces RI de $\mathfrak{so}(1,3)$, on obtient des RI projectives du groupe propre orthochrone. Il reste alors à considérer le groupe complet de Lorentz obtenu en combinant les éléments de L_+^\uparrow avec les opérations d'inversion temporelle ou spatiale. On montre que l'on peut considérer 2 cas :

- Si $j = j'$, alors la RI (j, j') de L_+^\uparrow fournit une RI du groupe complet notée (j, j) .
- Si $j \neq j'$ et si un espace vectoriel engendre une RI pour le groupe complet, alors pour L_+^\uparrow il contient deux sous-espaces en somme directe l'un engendrant la RI (j, j') , l'autre la RI (j', j) . La RI du groupe complet est alors notée $(j, j') \oplus (j', j)$.

A.2 Le groupe de Poincaré

C'est un groupe de Lie de dimension 10, non compact et non semi-simple (il est noté P). Son algèbre de Lie est sous-tendue par 10 générateurs : les 6 générateurs du groupe de Lorentz, notés ici $M_{\mu\nu}$, et 4 générateurs des translations de l'espace-temps notés P_μ . Leurs relations de commutation sont les suivantes :

$$\begin{aligned} [M_{\mu\nu}, M_{\lambda\sigma}] &= i(M_{\lambda\nu}g_{\mu\sigma} - M_{\sigma\nu}g_{\mu\lambda} + M_{\mu\lambda}g_{\nu\sigma} - M_{\mu\sigma}g_{\nu\lambda}) \\ [P_\mu, M_{\lambda\sigma}] &= i(P_\lambda g_{\mu\sigma} - P_\sigma g_{\mu\lambda}) \\ [P_\mu, P_\nu] &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

On va rechercher des RI unitaires de ce groupe pour manipuler des transformations qui conservent la norme et donc qui traduisent une invariance par rapport à ce groupe. On commence par trouver deux opérateurs invariants :

$$\mathbf{P}^2 = P_\mu P^\mu \quad \text{et} \quad \mathbf{W}^2 = W_\mu W^\mu \quad (\text{A.6})$$

où W_μ est l'opérateur de Pauli et Lubanski défini par

$$W^\lambda = \frac{1}{2} \epsilon^{\lambda\mu\nu\sigma} M_{\mu\nu} P_\sigma \quad (\text{A.7})$$

Ensuite, on peut choisir pour toute RI une base qui diagonalise chacun des P_μ puisque ceux-ci commutent entre eux. A tout vecteur de base $|p, \alpha\rangle$ d'une RI est donc associé un 4-vecteur $p = (p_\mu)_{\mu=0,1,2,3}$ tel que $P_\mu |p, \alpha\rangle = p_\mu |p, \alpha\rangle$. Pour une RI donnée, on a :

$$\mathbf{P}^2 |p, \alpha\rangle = p^2 |p, \alpha\rangle \quad \text{avec} \quad p^2 = \text{cste} \quad (\text{A.8})$$

où la constante peut être considérée comme le carré m^2 d'une masse (si elle est positive). Ainsi pour cette RI, tous les 4-vecteurs sont du même type. Pour finir de caractériser chaque RI, on peut utiliser la méthode de Wigner et la notion de petit groupe pour induire tous les vecteurs de base. Finalement, on distingue deux cas physiquement intéressants :

Cas des vecteurs de type temps

C'est le cas où $m^2 > 0$. Les RI sont alors caractérisées par le triplet (m, s, η_p) où m est un réel (la masse), s est un entier ou un demi-entier (le spin) et $\eta_p = \pm 1$ (la parité).

Les vecteurs de base sont notés $|p, \lambda\rangle$ où $p = (p_\mu)$ est valeur propre de (P_μ) et λ est valeur propre de $\frac{J \cdot \vec{P}}{|\vec{P}|}$. Les vecteurs particuliers correspondants à $p = (m, 0, 0, 0)$ forment une RI du groupe des rotations de spin s et dans ce cas λ est la valeur propre associée à $J_3 = M_{12}$. Enfin, on peut calculer facilement la valeur de \mathbf{W}^2 : sur ce dernier sous-espace, on a $\mathbf{W}^2 = m^2 J^2 = m^2 s(s+1)$.

Cas des vecteurs de type lumière

C'est le cas où $m^2 = 0$ (quadri-vecteurs non nuls) et $\mathbf{W}^2 = 0$. Ici, il est utile de distinguer les RI du groupe propre orthochrone de Poincaré P_+^\uparrow . Celles ci sont caractérisées par $(m = \mathbf{W}^2 = 0, \lambda)$ où λ , l'hélicité, peut prendre les valeurs $\lambda = 0, \pm \frac{1}{2}, \pm 1, \dots$. Les vecteurs de bases sont $|p, \lambda\rangle$, du même type que ceux de la RI précédente excepté le fait que λ est fixé pour chaque RI.

Il existe finalement, deux types de RI pour le groupe complet P :

- Cas $(m = \mathbf{W}^2 = \lambda = 0, \eta_p)$ avec $\eta = \pm 1$. Cette représentation se réduit simplement à la RI $(0, 0)$ sous P_+^\uparrow .
- Cas $(m = \mathbf{W}^2 = 0, \lambda)$ où $\lambda = \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$. Cette représentation correspond à la RI $(0, \lambda) \oplus (0, -\lambda)$ sous P_+^\uparrow . Dans ce cas un vecteur d'hélicité λ de la représentation $(0, \lambda)$ se transforme en un vecteur d'hélicité $-\lambda$ (donc de la représentation $(0, -\lambda)$) sous l'opérateur de parité.

Annexe B

Calcul du moment magnétique anormal du muon dans le 2HDM-III

Le calcul de la contribution à une boucle du secteur de Higgs au moment magnétique du muon a été réalisé en [105]. Nous avons refait le calcul que nous explicitons dans cette annexe. Pour une introduction au moment magnétique du muon, on pourra consulter [97].

B.1 Généralités

Pour une particule fermionique de masse m et de charge e , l'équation de Dirac en présence d'un champs électromagnétique $A_\mu(x)$ s'écrit

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \left[c\vec{\alpha}\cdot(-i\hbar\vec{\nabla} - \frac{e_l}{c}\vec{A}) + \beta m_l C^2 + e_l A_0 \right] \psi \quad (\text{B.1})$$

À la limite non-relativiste, le spineur de Dirac ψ est décrit par un spineur à deux composantes φ dont l'équation s'écrit

$$i\hbar\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \left[\frac{1}{2m_l}(-i\hbar\vec{\nabla} - (e_l/c)\vec{A})^2 - \frac{e_l\hbar}{2m_l c}\vec{\sigma}\cdot\vec{B} + e_l A_0 \right] \varphi \quad (\text{B.2})$$

Ceci définit donc un moment magnétique associé au spin de la particule :

$$\vec{m}_l = g_l\left(\frac{e_l}{2m_l c}\right)\vec{s} \quad \text{avec} \quad \vec{s} = \frac{\hbar}{2}\vec{\sigma} \quad (\text{B.3})$$

g_l est le facteur gyromagnétique et dans ce cadre d'une extension relativiste de la mécanique quantique il vaut donc $g_l = 2$. En théorie quantique des champs, par exemple en QED (*Quantum Electrodynamics*), l'interaction lepton-photon est représentée par un élément de matrice dont la partie électromagnétique s'écrit

$$\langle l(p')|J^\rho(0)|l(p)\rangle = \bar{u}(p')\Gamma^\rho(p', p)u(p) \quad (\text{B.4})$$

où $u(p)$ est un spineur vérifiant l'équation de Dirac $(\not{p} - m)u(p) = 0$. J^ρ est le courant électromagnétique intervenant dans le lagrangien d'interaction

$$\int d^4x \mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{e_l}{c} \int d^4x J^\rho A_\rho \quad (\text{B.5})$$

Dans le cas de QED et à l'ordre de l'arbre, on a simplement $J^\rho = \bar{\psi}\gamma^\rho\psi$ ce qui conduit à $\Gamma^\rho(p', p) = \gamma^\rho$. Dans le cas le plus général, l'invariance de Lorentz et la conservation du courant électromagnétique imposent que $\Gamma^\rho(p', p)$ s'écrive

$$\Gamma^\rho(p', p) = F_1(k^2)\gamma^\rho + \frac{i}{2m_l}F_2(k^2)\sigma^{\rho\nu}k_\nu + F_3(k^2)\gamma_5\sigma^{\rho\nu}k_\nu F_4(k^2)[k^2\gamma^\rho - 2m_l k^\rho]\gamma_5 \quad (\text{B.6})$$

avec $k_\mu = p'_\mu - p_\mu$. Par exemple, pour un courant électromagnétique conduisant à $F_1(k^2) = 1$, $F_2(k^2) = a_l$, $F_3(k^2) = d_l/e_l$ et $F_4(k^2) = 0$, la limite non relativiste de l'équation de Dirac (B.2) devient

$$i\hbar\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \left[\frac{1}{2m_l}(-i\hbar\vec{\nabla} - (e_l/c)\vec{A})^2 - \frac{e_l\hbar}{2m_l c}(1 + a_l)\vec{\sigma}\cdot\vec{B} - \hbar d_l\vec{\sigma}\cdot\vec{E} + e_l A_0 + \dots \right] \varphi \quad (\text{B.7})$$

et il apparaît un moment magnétique anormal proportionnel à a_l ainsi qu'un moment dipolaire proportionnel à d_l . Dans le modèle standard, les ordres supérieurs de théorie des perturbations induisent justement des corrections au courant électromagnétique qui impliquent l'existence de ce moment magnétique anormal. Celui-ci est donc défini par

$$a_l = \frac{g_l - 2}{2} = F_2(0) \quad (\text{B.8})$$

la fonction F_2 étant calculée par la formule générale

$$F_i(k^2) = \text{tr}[\Lambda_i^\rho(p', p)(\not{p}' + m_l)\Gamma_\rho(p', p)(\not{p} + m_l)] \quad (\text{B.9})$$

où $\Lambda_i^\rho(p', p)$ est un projecteur bien choisi.

B.2 Le calcul

Pour le calcul du moment magnétique anormal, le projecteur à utiliser est

$$\Lambda_2^\rho(p', p) = -\frac{m_\mu^2}{k^2} \frac{1}{k^2 - 4m_\mu^2} \gamma^\rho - \frac{m_\mu}{k^2} \frac{k^2 + 2m_\mu^2}{(k^2 - 4m_\mu^2)^2} (p + p)^\rho \quad (\text{B.10})$$

Par ailleurs, nous calculons la contribution d'un Higgs neutre qui correspond au diagramme de gauche de la figure 4.2. Appliquant les règles de Feynmann dans le cas d'un Higgs scalaire on obtient

$$\Gamma^\rho(p', p) = (-ie)^2 \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{i}{\not{p}' + \not{q} - m_\tau} \gamma^\rho \frac{i}{\not{p} + \not{q} - m_\tau} \frac{i}{q^2 - m_H^2} \quad (\text{B.11})$$

On a donc

$$F_2(k^2) = \frac{ie^2}{4} \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{\text{tr}(M)}{((p' + q)^2 - m_\tau^2)((p + q)^2 - m_\tau^2)(q^2 - m_H^2)} \quad (\text{B.12})$$

avec

$$M = \Lambda_i^o(p', p)(\not{p}' + m_\mu)(\not{p}' + \not{q} + m_\tau)(\not{p} + \not{q} + m_\tau)(\not{p} + m_\mu) \quad (\text{B.13})$$

Le calcul de la trace fournit un polynôme en les produits scalaires des quadrivecteurs p , q et k . Par ailleurs, puisque $\Lambda_2 \sim 1/k^2$, tous les termes d'ordre supérieur à 3 en k vont s'annuler lors du calcul de $F_2(0)$ et il est donc inutile de les prendre en compte. On obtient alors pour la trace :

$$\text{tr}(M) = -16m_\mu^2 (2m_\mu^2(p \cdot q)k^2 - m_\mu^2 k^2 q^2 + m_\mu^2 (q \cdot k)^2 + 2m_\tau m_\mu k^2 (p \cdot q) + 3(p \cdot q)^2 k^2) \quad (\text{B.14})$$

Pour calculer l'intégrale, on adopte une paramétrisation de Feynmann :

$$\frac{1}{A_1 A_2 A_3} = 2 \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 dx dy dz \frac{\delta(x + y + z - 1)}{xA_1 + yA_2 + zA_3} \quad (\text{B.15})$$

que l'on applique aux trois produits du numérateur de B.12. On peut alors effectuer le changement de variable

$$q \rightarrow q + (x + y)p + xk \quad (\text{B.16})$$

et on obtient

$$\begin{aligned} F_2(k^2) = ie^2 \frac{64m_\mu^5}{k^2(k^2 - 2m_\mu^2)} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{1}{(q^2 - R^2)^3} \times & [(32(2(x + y) + 1)m_\mu^4(q \cdot p) \\ & + 16m_\mu^4 q^2 + 32(x + y)m_\mu^5 m_\tau - 32m_\mu^3 m_\tau (q \cdot p) - 48m_\mu^2 (q \cdot p)^2 \\ & + 32(x + y)(x + y + 1)m_\mu^6 k^2 - 16m_\mu^4 (q \cdot k)^2] \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

avec

$$R^2 = -xyk^2 + (1 - x - y)m_H^2 - (x + y)(1 - x - y)m_\mu^2 - (x + y)m_\tau^2 \quad (\text{B.18})$$

L'expression (B.17) se simplifie grâce aux relations

$$\begin{aligned} \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{q^\mu}{(q^2 - R^2)^3} &= 0 \\ \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{q^\mu q^\nu}{(q^2 - R^2)^3} &= \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{g^{\mu\nu} q^2}{4(q^2 - R^2)^3} \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

et l'intégration sur la variable q donne :

$$F_2(k^2) = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{4m_\mu^5}{(k^2 - 2m_\mu^2)} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{1}{R^2} \times [(x + y)(m_\mu(1 - x - y) + m_\tau)] \quad (\text{B.20})$$

La contribution du diagramme avec un Higgs scalaire s'écrit donc

$$a_{\mu}^{\text{Higgs S}} = F_2(0) = \frac{e^2}{4\pi^2} \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{(x+y)(m_{\mu}(1-(x+y)) + m_{\tau})}{(1-x-y)m_H^2 - (x+y)(1-x-y)m_{\mu}^2 - (x+y)m_{\tau}^2} \quad (\text{B.21})$$

En effectuant le changement de variables

$$u = x + y \quad v = x - y \quad (\text{B.22})$$

on obtient l'expression donnée en (4.30). Le calcul pour un boson de Higgs pseudo-scalaire est strictement identique, il faut juste multiplier les propagateurs fermioniques de (B.11) par un facteur γ_5 . Le résultat final ne diffère que par un signe $-$ devant le terme en m_{τ} .

Bibliographie

- [1] Concepts rookie book.
http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html.
- [2] D0 silicon www server.
<http://d0server1.fnal.gov/projects/silicon/www/silicon.html>.
- [3] DØ central fiber tracker home page.
http://d0server1.fnal.gov/projects/SciFi/cft_home.html.
- [4] DØ em-id web page.
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/-certification/main_v2_2_1.html.
- [5] DØ run ii trigger web page.
<http://niuhep.physics.niu.edu/~blazey/upgrade.html>.
- [6] Fermilab linac upgrade conceptual design. <http://www-lib.fnal.gov/archive/-linac/FERMILAB-LU-ConceptualDesign.pdf>.
- [7] Injecteur principal.
<http://www-bd.fnal.gov/public/maininj.html>.
- [8] Le tevatron.
<http://www-bd.fnal.gov/public/tevatron.html>.
- [9] Level 1 trigger tdr.
http://www.pa.msu.edu/hep/d0/ftp/l1/framework/l1fw_tdr_05june98.txt.
- [10] Level2 documentation web page.
<http://www.pa.msu.edu/hep/d0/l2/l2overview.htm>.
- [11] Muon reconstructions web pages.
<http://www-d0.fnal.gov/~hedin/muonid.html>
<http://www-d0.fnal.gov/~kostrtsk/SegmentAlgoCombiGuide.htm>.
- [12] Résultats de physique de DØ .
<http://www-d0.fnal.gov/results/index.html>.
- [13] Run ii handbook.
<http://www-bd.fnal.gov/runII/index.html>.
- [14] Source d'antiprotons.
<http://www-bd.fnal.gov/public/antiproton.html>.

- [15] Source de protons.
<http://www-bd.fnal.gov/public/proton.html>.
- [16] Trigger level 3 web page.
<http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/level3/home.html>.
- [17] et al A. Boehnlein. Description of the d0 l3 trigger software components. DØ note 3630.
- [18] et al A. Gordeev. Technical design report of the forward preshower detector for the d0 upgrade. DØ note 3445.
- [19] B. Abbot. High-pt jets in p-bar p collisions at $\sqrt{s} = 630$ and 1800 gev. *Phys. Rev.*, D64, 2001.
- [20] B. Abbott, M. Bhattacharjee, D. Elvira, F. Nang, and H. Weerts. Fixed cone jet definitions in d0 and r(sep). FERMILAB-PUB-97-242-E.
- [21] B. Abbott et al. Determination of the absolute jet energy scale in the d0 calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, A424 :352–394, 1999.
- [22] A. Abdesselam. Comparison of h-matrices for electron identification in d0 run ii. DØ note 3745, 2000.
- [23] et al Adams. Design report of the central preshower detector for the d0 upgrade. DØ note 3014.
- [24] David Atwood, Laura Reina, and Amarjit Soni. Phenomenology of two higgs doublet models with flavor changing neutral currents. *Phys. Rev.*, D55 :3156–3176, 1997. hep-ph/9609279.
- [25] Levan Babukhadia and Manuel Martin. Track and preshower digital trigger in d0. DØ note 3980.
- [26] C. Balazs and C. P. Yuan. Soft gluon effects on lepton pairs at hadron colliders. *Phys. Rev.*, D56 :5558–5583, 1997.
- [27] Santi Bejar, Jaume Guasch, and Joan Sola. Fcnc top quark decays beyond the standard model. 2001.
- [28] G. W. Bennett et al. Measurement of the positive muon anomalous magnetic moment to 0.7-ppm. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :101804, 2002.
- [29] Johan Bijnens, Elisabetta Pallante, and Joaquim Prades. Comment on the pion pole part of the light-by-light contribution to the muon g-2. *Nucl. Phys.*, B626 :410–411, 2002.
- [30] G. Blazey. The DØ run ii trigger. In *10th IEEE Real Time Conference*, 1997. Beaune, France. <http://niuhep.physics.niu.edu/~blazey/rt.ps>.
- [31] Sean M. Carroll. The cosmological constant. *Living Rev. Relat.*, 1, 2001. astro-ph/0004075.
- [32] F. Abe et al. CDF Collaboration. Evidence for top quark production in p-bar p collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ tev. *Phys. Rev. Lett.*, 73 :225, 1994.

- [33] F. Abe et al. CDF Collaboration. Observation of top quark production in $p - \bar{p}$ collisions with the collider detector at fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2626, 1995.
- [34] K. G. Chetyrkin. Correlator of the quark scalar currents and $\gamma(\text{tot})(h - i$ hadrons) at $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ in pQCD. *Phys. Lett.*, B390 :309–317, 1997.
- [35] K. G. Chetyrkin and A. Kwiatkowski. Second order qcd corrections to scalar and pseudoscalar higgs decays into massive bottom quarks. *Nucl. Phys.*, B461 :3–18, 1996.
- [36] R. Sekhar Chivukula. Models of electroweak symmetry breaking. In *Les Houches Lectures*, 1997. hep-ph/9803219.
- [37] S. R. Coleman and J. Mandula. All possible symmetries of the s-matrix. *Phys. Rev.*, 159 :1251–1256, 1967.
- [38] UA1 Collaboration. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95\text{gev}/c^2$ at the cern sps collider. *Phys. Lett. B*, 126 :398, 1983.
- [39] UA2 Collaboration. Evidence for $z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the cern $p\bar{p}$ collider. *Phys. Lett. B*, 129 :130, 1983.
- [40] J. F. Cornwell. *Group theory in physics*. Academic Press, 1984.
- [41] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood. *An introduction to the standard model of particle physics*. Cambridge University Press, 1998.
- [42] S. Crépée-Renaudin. Energy corrections for geometry effects for electrons in run ii. DØ note 4023, Aout 2002.
- [43] M. Davier, S. Eidelman, A. Hocker, and Z. Zhang. Confronting spectral functions from $e^+ e^-$ annihilation and tau decays : Consequences for the muon magnetic moment. *Eur. Phys. J.*, C27 :497–521, 2003.
- [44] M. Davier, S. Eidelman, A. Hocker, and Z. Zhang. Updated estimate of the muon magnetic moment using revised results from $e^+ e^-$ annihilation. 2003.
- [45] Rodolfo A. Diaz, R. Martinez, and J. Alexis Rodriguez. Phenomenology of lepton flavor violation in 2hdm(iii) from $(g-2)(\mu)$ and leptonic decays. *Phys. Rev.*, D67 :075011, 2003.
- [46] T. et all Diehl. Design of the central muon system. DØ note 3365, 97.
- [47] Lance J. Dixon, Z. Kunszt, and A. Signer. Vector boson pair production in hadronic collisions at $\mathcal{O}(\alpha_s)$: Lepton correlations and anomalous couplings. *Phys. Rev.*, D60 :114037, 1999.
- [48] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira. Hdecay : A program for higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension. *Comput. Phys. Commun.*, 108 :56–74, 1998.
- [49] B. Baller et al. DONUT Collaboration. Direct observation of the tau neutrino. *Nucl. Phys. B*, 98 :43, 2001.
- [50] M. Drees. An introduction to supersymmetry. In *KEK-TH-501*, 1996. hep-ph/9611409.

- [51] S Abachi et al DØ Collaboration. The detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A338 :185–253, 1994.
- [52] S. Abachi et al. DØ Collaboration. Observation of the top. *Phys. Rev. Lett.*, 74, 1995. hep-ex/9503003.
- [53] The DØ collaboration. Beam tests of the DØ uranium liquid argon end calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, A324 :53, 1993.
- [54] S. Negroni E. Nagy. Simultaneous calibration of various parts of the DØ electromagnetic calorimeter. DØ note 3758, Juin 2000.
- [55] John R. Ellis, M. E. Gomez, G. K. Leontaris, S. Lola, and D. V. Nanopoulos. Charged lepton flavour violation in the light of the super- kamiokande data. *Eur. Phys. J.*, C14 :319–334, 2000.
- [56] Stephen D. Ellis and Davison E. Soper. Successive combination jet algorithm for hadron collisions. *Phys. Rev.*, D48 :3160–3166, 1993.
- [57] A. Besson et al. Argon purity measurements of the cc and north ec with the argon test cell. DØ note 3827, Janvier 2001.
- [58] B. Abbott et al. Determination of the absolute jet energy scale in the DØ calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, A424 :352–394, 1999.
- [59] I. Bertram et al. A recipe for the construction of confidence limit. DØ note 3476, 1999.
http://sbheplx.physics.sunysb.edu/~hobbs/limit_calc.html.
- [60] K.M. Chan et al. Electron and photon energy resolution in the central calorimeter for run 2. DØ note 3535, Octobre 98.
- [61] K.M. Chan et al. Optimization of the calorimeter response for the monte carlo challenge 99 phase i. DØ note 3661, Juillet 99.
- [62] R. Chiche et al. Optimisation of the DØ online calorimeter calibration for run ii. DØ note 3914, Octobre 2001.
- [63] S. W. Herb et al. Observation of a dimuon resonance at 9.5 gev in 400-gev proton-nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 39 :252–255, 1977.
- [64] M. Acciarri et al. L3 Collaboration. Determination of the number of light neutrino species from single photon production at lep. *Phys. Lett. B*, page 199, 1998.
- [65] Robert N. Cahn et Gerson Goldhaber. *The experimental foundation of particle physics*. Cambridge University Press, 1997.
- [66] A. Schwartzman et M. Narain. Primary vertex selection. DØ note 3906, 2001.
- [67] G. Bernardi et S. Trincaz-Duvoid. Improvement of the nada algorithm : Hot cell killing in d0 run ii data. DØ note 4057, 2002.
- [68] J.-F. Grivaz F. Beaudette. The road method (an algorithm for the identification of electrons in jets). DØ note 3976, 2002.
- [69] A. Masiero F. Gabbiana, E. Gabriellib and L. Silvestrini. A complete analysis of FCNC and CP constraints in general susy. *Nucl. Phys. B*, 477 :321, 1996.

- [70] P. Fayet and J. Iliopoulos. Spontaneously broken supergauge symmetries and goldstone spinors. *Phys. Lett. B*, 51 :461, 1974.
- [71] Jonathan L. Feng, Yosef Nir, and Yael Shadmi. Neutrino parameters, abelian flavor symmetries, and charged lepton flavor violation. *Phys. Rev.*, D61 :113005, 2000.
- [72] E. Fermi. A attempt of a theory of beta radiation. *Z. Phys*, 88 :161, 1934.
- [73] Womersley J. Fisyak Y. D0gstar d0 geant simulation of the total apparatus response. DØ note 3191, 1997.
- [74] F. Fleuret. The d0 electron/photon analysis package emanalyze. DØ note 3888, 2001.
- [75] E. Kajfasz for the DØ Collaboration. DØ silicon microstrip tracker for run iia. hep-ex/0112014.
- [76] S. Fukuda et al. Constraints on neutrino oscillations using 1258 days of superkamiokande solar neutrino data. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :5656–5660, 2001.
- [77] et al G. Bernardi. Nada : A new event by event hot cell kille. DØ note 3687, 1999.
- [78] et al G. Blazey. Run ii jet physics. DØ note 3750, 2000.
- [79] F. Gianotti. Searches for supersymmetry at high-energy colliders : the past, the present and the future. *New Journal of physics*, 4 :63, 2002.
- [80] R. Gilmore. *Lie groups, Lie algebras and some of their applications*. Wiley-Interscience, 1974.
- [81] G. F. Giudice and R. Rattazzi. Theories with gauge-mediated supersymmetry breaking. *Phys. Rept.*, 322 :419–499, 1999. hep-ph/9801271.
- [82] Grannis. Calibrations using collider events. DØ note 796, Janvier 1989.
- [83] John F. Gunion. Searching for low-energy supersymmetry. In *International Workshop on Quantum Effects in the Minimal Supersymmetric Standard Model, Barcelona*, 1997. hep-ph/9801417.
- [84] K. Hagiwara et al. Review of particle physics. *Phys. Rev.*, D66 :010001, 2002.
- [85] G. Hesketh. Central track extrapolation through the d0 detector. DØ note 4079.
- [86] P. W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508, 1964.
- [87] I. Hinchliffe and F. E. Paige. Lepton flavor violation at the lhc. *Phys. Rev.*, D63 :115006, 2001.
- [88] R. Hirosky. The DØ level 2 trigger for run ii physics. In *IEEE Real Time Conference*, 1998. Santa Fe. <http://www-d0.fnal.gov/~hirosky/talks/RT133.ps>.
- [89] J. Hisano and D. Nomura. Neutrino oscillation and charged lepton flavor violation in the supersymmetric standard models. 1999.
- [90] V. W. Hughes and T. Kinoshita. Anomalous g values of the electron and muon. *Rev. Mod. Phys.*, 71 :S133–S139, 1999.

- [91] Bantly J. et al. The level 0 trigger for the d0 detector. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 41 :1274–1279, 1994.
- [92] Johns. D0 muon detector upgrade. DØ note 3068, 96.
- [93] et.al. K. Kodama. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett. B*, 504 :218, 2001.
- [94] A. Deandrea K.A. Assamagan and P.A. Delsart. Search for the lepton flavor violating decay $a^0/h^0 \rightarrow \tau\mu$ at hadron colliders. *Phys. Rev.*, page 35001, 2003.
- [95] D. I. Kazakov. Beyond the standard model (in search of supersymmetry). 2000. hep-ph/0012288.
- [96] A. Khanov. Htf : histogramming method for finding tracks. the algorithm description. DØ note 3778, 2000.
- [97] Marc Knecht. The anomalous magnetic moment of the muon : A theoretical introduction. 2003.
- [98] Marc Knecht, Santiago Peris, Michel Perrottet, and Eduardo De Rafael. Electroweak hadronic contributions to $g(\mu)-2$. *JHEP*, 11 :003, 2002.
- [99] Bernd A. Kniehl. Radiative corrections for $h \rightarrow z z$ in the standard model. *Nucl. Phys.*, B352 :1–26, 1991.
- [100] Bernd A. Kniehl. Radiative corrections for $h \rightarrow f \text{ anti-}f$ (γ) in the standard model. *Nucl. Phys.*, B376 :3–28, 1992.
- [101] Yuri A. Kubyshev. Models with extra dimensions and their phenomenology. 2001.
- [102] M. Ridet L. Duflot. The cellnn algorithm : cell level clustering in the d0 calorimeter, 2001.
- [103] H. L. Lai et al. Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic scattering and inclusive jet data. *Phys. Rev.*, D55 :1280–1296, 1997.
- [104] Kenneth Lane. An introduction to technicolor. hep-ph/9401324, 1994.
- [105] Jacques P. Leveille. The second order weak correction to $(g - 2)$ of the muon in arbitrary gauge models. *Nucl. Phys.*, B137 :63, 1978.
- [106] L. Grodzins M. Goldhaber and A. W. Sunyard. Helicity of neutrino. *Phys. Rev.*, 109 :1015, 1958.
- [107] Stephen P. Martin. A supersymmetry primer. hep-ph/9709356, 1999.
- [108] Chyi-Chang Miao. The d0 run ii luminosity monitor. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 78 :342–347, 1999.
- [109] G. Dvali N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Phys. Lett. B*, 429 :263, 1998. hep-ph/9803315.
- [110] L. O’Raifeartaigh. Spontaneous symmetry breaking for chirals scalar superfields. *Nucl. Phys. B*, 96 :331, 1975.
- [111] T. Padmanabhan. Cosmological constant - the weight of the vacuum. hep-th/0212290, 2002.

- [112] S. Pakvasa and J. W. F. Valle. Neutrino properties before and after kamland. hep-ph/0301061, 2003.
- [113] Nir Polonsky. Supersymmetry : Structure and phenomena. *Lecture Notes in Physics Monograph*, 68, 2001. Publié par Springer-Verlag Heidelberg, hep-ph/0108236.
- [114] B. W. Lee C. Quigg and H. B. Thacker. Weak interactions at very high energies : The role of the higgs-boson mass. *Phys. Rev.*, D16 :1519, 1977.
- [115] M. Ramsey-Musolf and Mark B. Wise. Hadronic light-by-light contribution to muon g-2 in chiral perturbation theory. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :041601, 2002.
- [116] et all S. H. Ahn. D0 luminosity in run 2 : Delivered. DØ note 3970, 2002. http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/notes/lm_notes/-concepts/delivered/delivered.ps.
- [117] et all S. H. Ahn. D0 luminosity in run 2 : Recorded. DØ note 3972, 2002. http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/notes/lm_notes/-concepts/delivered/recorded.ps.
- [118] et all S. H. Ahn. D0 luminosity in run 2 : Triggered. DØ note 3971, 2002. http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/notes/lm_notes/-concepts/delivered/triggered.ps.
- [119] Torbjorn Sjostrand, Leif Lonnblad, and Stephen Mrenna. Pythia 6.2 : Physics and manual. 2001.
- [120] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, and P. M. Zerwas. Higgs boson production at the lhc. *Nucl. Phys.*, B453 :17–82, 1995.
- [121] Michael Spira. Higgs and hdecay : Programs for higgs boson production at the lhc and higgs boson decay widths. *Nucl. Instrum. Meth.*, A389 :357–360, 1997.
- [122] P. Srivastava. *Supersymmetry, superfields and supergravity*. Adam Hilger, 1986.
- [123] et al T. Diehl. Tracking algorithm recommendation committee. <http://d0server1.fnal.gov/www/Computing/Web/Meeting/-Reviews/TARC/TARC2Recom.pdf>.
- [124] Thomas Teubner. Theoretical evaluations of the running α and $g - 2$ of the muon. In *HEP Aachen*, 2003. session 'Tests of the Standard Model'.
- [125] G. 'tHooft. Renormalization of massless yang-mills fields. *Nucl. Phys. B*, 33 :176, 1971.
- [126] W. K. Tung. *Group theory in physics*. World Scientific, 1985.
- [127] J. Wess and B. Zumino. Supergauge invariant extension of quantum electrodynamics. *Nucl. Phys. B*, 78 :1, 1974.
- [128] C.S. Wu and al. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105 :1413, 1957.
- [129] Qiang Zhu. *Measurement of the W Boson Mass in Proton-Antiproton Collisions at sqrt(s)=1.8 TeV*. PhD thesis, New York University, 1994. http://www-d0.fnal.gov/results/publications_talks/\thesis/zhu/thesis_1side.ps.

- [130] R. Zitoun. Study of the non linearity of the $D\bar{O}$ calorimeter readout chain. $D\bar{O}$ note 3997, July 2002.
- [131] R. Zitoun. Calorimeter status. In *$D\bar{O}$ workshop in Beaune*, Juin 2003.
<http://events.lal.in2p3.fr/conferences/d0ws03/talks/zitoun.ppt>.