CPPM-T-2000-01
N° d'ordre

UNIVERSITÉ DE LA MEDITERRANÉE
AIX-MARSEILLE II
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY

THÈSE
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LA MEDITERANNÉE
Spécialité : Physique des Particules

présentée par

Sylvain NEGRONI

Étude de la détection de la supersymétrie par production de quark top en singlet

Détermination de l'échelle d'énergie des calorimètres électromagnétiques auprès des collisionneurs hadroniques

soutenue le 26 octobre 2000
Devant le jury

M.	Elie	**ASLANIDES**	*Président*
M.	Gregorio	**BERNARDI**	
M.	Pierre	**CHIAPPETTA**	*Rapporteur*
M.	Elemér	**NAGY**	*Directeur de thèse*
M.	Pierre	**PETROFF**	*Rapporteur*

CPPM-T-2000-01
N° d'ordre

UNIVERSITÉ DE LA MEDITERRANÉE
AIX-MARSEILLE II
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY

THÈSE
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LA MEDITERANNÉE
Spécialité : Physique des Particules

présentée par
Sylvain NEGRONI

Étude de la détection de la supersymétrie par production de quark top en singlet

Détermination de l'échelle d'énergie des calorimètres électromagnétiques auprès des collisionneurs hadroniques

soutenue le 26 octobre 2000
Devant le jury

M.	Elie	**ASLANIDES**	*Président*
M.	Gregorio	**BERNARDI**	
M.	Pierre	**CHIAPPETTA**	*Rapporteur*
M.	Elemér	**NAGY**	*Directeur de thèse*
M.	Pierre	**PETROFF**	*Rapporteur*

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord Elie ASLANIDES, directeur du CPPM, de m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire, où j'ai pu disposé des conditions favorables à mon travail.

Je joins à ces remerciements Elemér NAGY, pour avoir dirigé cette thèse, et pour m'avoir fait partager sa grande expérience. Je lui suis reconnaissant pour son encadrement et sa disponibilité tout au long de mes travaux.

Je suis également trés reconnaissant à Pierre PETROFF et à Pierre CHIAPPETTA d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail, et de m'avoir accordé leur temps et leurs précieux conseils ainsi qu'à Gregorio BERNARDI pour sa participation à mon jury de thèse.

Je remercie Jean-Marc VIREY et Aldo DE ANDREA pour leur aide, et pour les nombreuses discussions que nous avons pu avoir et qui m'ont beaucoup apportées.

Je tiens également à remercier les membres du groupe ATLAS et du jeune groupe DØ du CPPM avec qui j'ai partagé ces trois années, pour le climat amical et sympathique qu'ils ont su maintenir.

Enfin, je remercie l'ensemble du personnel administratif et technique du CPPM, pour leur sympathie et l'aide qu'ils ont toujours su m'apporter au quotidien.

Table des matières

Introduction

Au cours des dernières décennies, le modèle standard n'a cessé de recevoir des confirmations, quelle que soit l'expérience vers laquelle on se tourne. Pour autant, le monde des physiciens n'en est pas aussi satisfait qu'il pourrait l'être. De nombreuses parties de cette théorie soulèvent plus de questions qu'elles n'apportent de réponses, et de nouvelles théories plus satisfaisantes sont proposées et n'attendent plus que leur confirmation ou infirmation au cours des prochaines étapes expérimentales.
Dans ce domaine, les dix années à venir verront le jour successivement du Run II du Tevatron, au Fermilab, et du futur LHC, au CERN. Le Tevatron, après avoir subi quelques modifications qui permettront d'augmenter son énergie et sa luminosité, sera un premièr pas vers l'exploration de la physique à l'échelle du TeV entre 2001 et 2005. Le LHC et son énergie de 14 TeV devrait alors prendre le relais, et permettra d'atteindre des domaines encore inexplorés et riches de perspectives.
Ma thèse et son déroulement m'ont permis de participer à la préparation de ces deux étapes fondamentales, en prenant part aux expériences DØau Tevatron et ATLAS au LHC.
Le détecteur de DØ, parallèlement à l'amélioration du Tevatron, a subi lui-même certaines modifications, permettant d'améliorer son potentiel de physique. Ces changements, dont les plus importants sont l'ajout d'un détecteur de traces et d'un champ magnétique, impliquent la recalibration de ses différents éléments, afin de parvenir aux mesures les plus précises possibles. Un des objectifs de ma thèse a donc été d'étudier les possibilités de calibration du calorimètre électromagnétique à l'aide d'événements physiques. Ceci est d'autant plus fondamental qu'on ne pourra bénéficier d'autres méthodes tel que le faisceau test pour cela.
Dans le cadre d'ATLAS, j'ai étudié les potentiels de découverte de signaux supersymétriques. Ceux-ci, si l'on considère que la R-parité est violée, peuvent être la production de particules SUSY en voie résonnante, donnant accès à la mesure directe de leur masse.
Enfin, ATLAS et DØ partagent de nombreuses similitudes dans leurs choix techniques, et, hors de quelques modifications mineures, les deux études présentées ici peuvent être appliquées aux deux expériences.

Chapitre 1

Objectifs physiques

1.1 Le modèle standard

Le modèle standard (MS) utilise le formalisme lagrangien avec des champs quantiques pour décrire les particules élémentaires de la matière et les différentes interactions entre elles. Bien qu'il y ait quatre interactions fondamentales dans la nature, les interactions électromagnétique, faible, forte et gravitationnelle, le modèle standard ne fournit une description que pour les trois premières. Toutes les particules ne sont pas soumises aux même interactions. L'interaction électromagnétique ne concerne que les particules chargées, l'interaction faible change la saveur des quarks et l'interaction forte n'agit qu'entre quarks.
Il y a 12 particules de matière, 6 leptons et 6 quarks. Celles-ci sont réparties en trois familles, la première comprenant l'électron et son neutrino, et les quarks u et d, constituant la matière stable dans notre univers, les deux autres familles étant des répliques de la précédente avec des masses plus importantes.
La théorie du MS utilise des symétries fondamentales et est une théorie de jauge fondée sur le groupe U(1)xSU(2)xSU(3). Les interactions entre champs fermioniques sont décrites par l'échange de bosons (particules de spin entier), associés à chaque symétrie.

1.1.1 Interactions

Théorie électrofaible

La théorie pour l'interaction électrofaible a été développée par Weinberg et Salam [1][2][3] et permet d'unifier l'interaction électromagnétique et l'interaction faible. Elle est fondée sur les groupes d'isospin ($\overrightarrow{I}$) faible $SU(2)_L$ et d'hypercharge (Y) $U(1)_Y$. Les bosons vecteurs non-massifs de l'interaction sont un triplet $W_\mu = W_\mu^{(1)}, W_\mu^{(2)}, W_\mu^{(3)}$ pour $SU(2)_L$ et un singlet B_μ pour $U(1)_Y$.
La troisième composante du vecteur $\overrightarrow{I}$, I_3 et l'hypercharge Y sont définies à partir de la charge Q de la particule comme :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.1}$$

3 familles			I_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}_L$	-1	0 -1
e_R	μ_R	τ_R	0	-2	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}_L$	1/3	$2/3$ $-1/3$
u_R	c_R	t_R	0	4/3	2/3
d_R	s_R	b_R	0	-2/3	-1/3

TAB. 1.1: *Particules du modèle standard, domaine fermionique. I_3 est la troisième composante d'isospin faible, Y est l'hypercharge et Q la charge électrique. $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$.*

L'interaction faible viole la parité et ne concerne que les particules de type gauche, alors que l'interaction électromagnétique conserve la parité et implique aussi bien les particules de type gauche que droite. Ainsi, on assigne les particules de chiralité gauche à des doublets ψ_L et celles de chiralité droite à des singlets ψ_R de $SU(2)_L$. Enfin, on note g et g', les couplages entre les champs fermioniques et respectivement les champs de jauge de $SU(2)_L$ et de $U(1)_Y$.
Dans le tableau 1.1 est résumé l'ensemble des fermions avec leurs nombres quantiques respectifs.

Interaction forte

L'interaction forte est décrite par la théorie QCD (Quantum ChromoDynamics) et concerne les interactions entre les quarks. Les bosons médiateurs sont les gluons au nombre de huit. Chaque quark transporte une charge de couleur (et les antiquarks une anti-couleur), celles-ci sont au nombre de trois (arbitrairement vert, rouge et bleue), et l'interaction est supposée invariante lorsque l'on échange ces couleurs. Les quarks sont donc dans cette description des triplets du groupe de symétrie SU(3).
Les quarks sont les constituants des hadrons. Ceux-ci doivent être sans couleur. On distingue les baryons, constitués d'un singlet de couleur qqq, et les mésons constitués du singlet $q\bar{q}$. Ce sont les seuls états visibles des quarks, ceux-ci ne pouvant exister à l'état libre. Ce confinement des quarks dans des états liés est décrit par le fait que l'interaction forte augmente avec la distance entre les particules (contrairement aux autres interactions).

1.1.2 Le boson de Higgs et la masse des particules

Jusqu'à présent, les champs fermioniques et bosoniques n'ont pas encore de masse dans la théorie, ce qui est en contradiction avec les données expérimentales. Afin de donner une masse aux particules, il est nécessaire d'introduire une brisure de la symétrie de jauge dans le lagrangien de l'interaction électrofaible. Ceci est fait à l'aide du mécanisme de

Higgs. La manière la plus simple pour cela est d'introduire un doublet SU(2) de champs scalaires complexes Φ,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \tag{1.2}$$

On introduit dans le lagrangien le potentiel $V(\Phi)$ de la forme :

$$\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \tag{1.3}$$

Si μ^2 est positif, on retrouve le cas d'un champ scalaire de masse μ interagissant avec lui-même avec une constante de couplage λ. Le minimum du champ est obtenu pour $\Phi = 0$ et ne donne pas une masse aux champs fermioniques et bosoniques. Si μ^2 est négatif, alors le minimum est non nul et il y a une infinité d'états propres. Si l'on en choisit un, Φ_0 tel que

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

avec $v^2 = \frac{\mu^2}{\lambda}$ et que l'on fait un développement autour de ce minima, $v \to v + H$, on obtient alors des termes de masse pour les bosons vecteurs. Les états physiques de ceux-ci sont pour le secteur chargé :

$$W^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^{(1)}_\mu \pm i W^{(2)}_\mu). \tag{1.5}$$

Pour les bosons neutres, on définit l'angle de weinberg θ_W par

$$\frac{g'}{g} = tan\theta_W, \tag{1.6}$$

et dans ce cas,

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = R(\theta_w) \begin{pmatrix} B_\mu \\ W^{(3)}_\mu \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

où $R(\theta_W)$ est une matrice de rotation d'angle θ_W. Enfin, les masses des bosons sont alors pour la partie chargée :

$$M^\pm_W = \frac{1}{2} v g, \tag{1.8}$$

et pour les bosons neutres :

$$M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \tag{1.9}$$

$$M_\gamma = 0. \tag{1.10}$$

Dans le cas des fermions, les masses sont données par des couplages de Yukawa avec le champ de Higgs sous la forme :

$$L_{yukawa} = \lambda_f ((\bar{\Psi}_L \Phi) \Psi_R + (\bar{\Psi}_R \Phi) \Psi_L), \tag{1.11}$$

où les λ_f ne sont pas déterminés.
Dans le cas des quarks, les états propres de masse ne correspondent pas aux états propres pour l'interaction faible. Le passage d'une base d'états propres à l'autre peut être décrit par une transformation unitaire, qui s'exprime dans la matrice CKM, nommée d'après Cabibbo, Kobayashi et Maskawa :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{cd} & V_{td} \\ V_{us} & V_{cs} & V_{ts} \\ V_{ub} & V_{cb} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

Cette matrice est paramétrée à l'aide de trois angles et d'une phase responsable de la violation de la symétrie CP.

Higgs et le "réglage fin"

Un des problèmes du mécanisme de Higgs est que ce dernier étant un champ scalaire, les corrections radiatives (fig. 1.1) sur sa masse introduisent des divergences quadratiques. Si l'on somme tous ces termes, jusqu'à une énergie qui tend vers l'infini, il faut ajuster les masses nues renormalisées sur plus de 28 décimales, ce qui n'est pas très naturel. On peut éviter ce problème, en disant que la théorie n'est effective que jusqu'à une échelle d'énergie Λ. Les corrections radiatives au premier ordre sur la masse du Higgs par les boucles fermioniques peuvent être exprimées en première approximation comme

$$m_H^2 = m_0^2 + \delta m_H^2 = m_0^2 - g^2\Lambda^2 \tag{1.13}$$

où m_0 est la masse nue du Higgs et g un paramètre de couplage sans dimension.

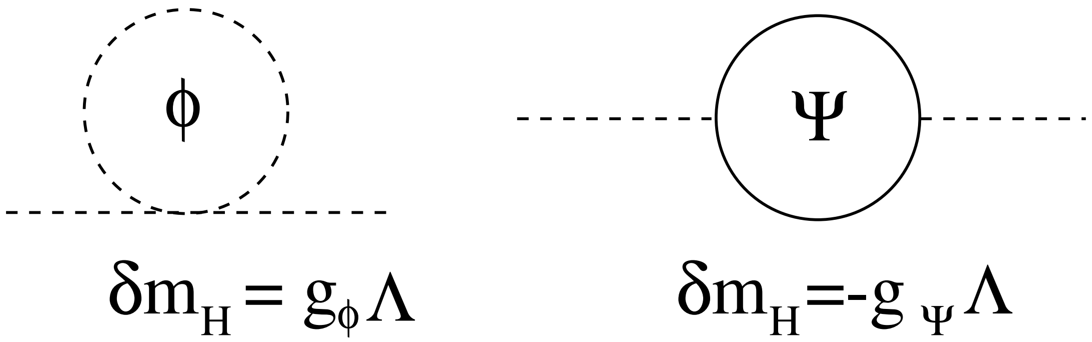


FIG. 1.1: *Contributions des corrections radiatives à la masse du Higgs m_H dues à des boucles bosoniques (à droite) et à des boucles fermionique (à gauche). Les termes g_ϕ et g_ψ correspondent respectivement au couplage du champ de Higgs aux champs bosoniques et fermioniques.*

Pour le MS, Λ peut être de l'ordre de l'échelle de grande unification Λ_{GUT}, c'est-à-dire 10^{15} GeV. De l'autre coté, m_H est de l'ordre de l'échelle électrofaible, soit autour de 10^2 GeV. Cela signifie que m_0 doit être réglée avec une grande précision, et ceci à tous les ordres. Bien que cela ne soit pas impossible, cette solution est peu satisfaisante.

Par contre, on peut en tirer quelques contraintes sur la masse du Higgs. Sur la figure 1.2, si l'on veut que le MS soit valide jusqu'à l'échelle de Planck, alors la masse du boson de Higgs doit être comprise entre 135 et 180 GeV. Inversement, si le Higgs a une masse en dehors de cette fenêtre, alors une nouvelle physique doit apparaitre à l'échelle du TeV.

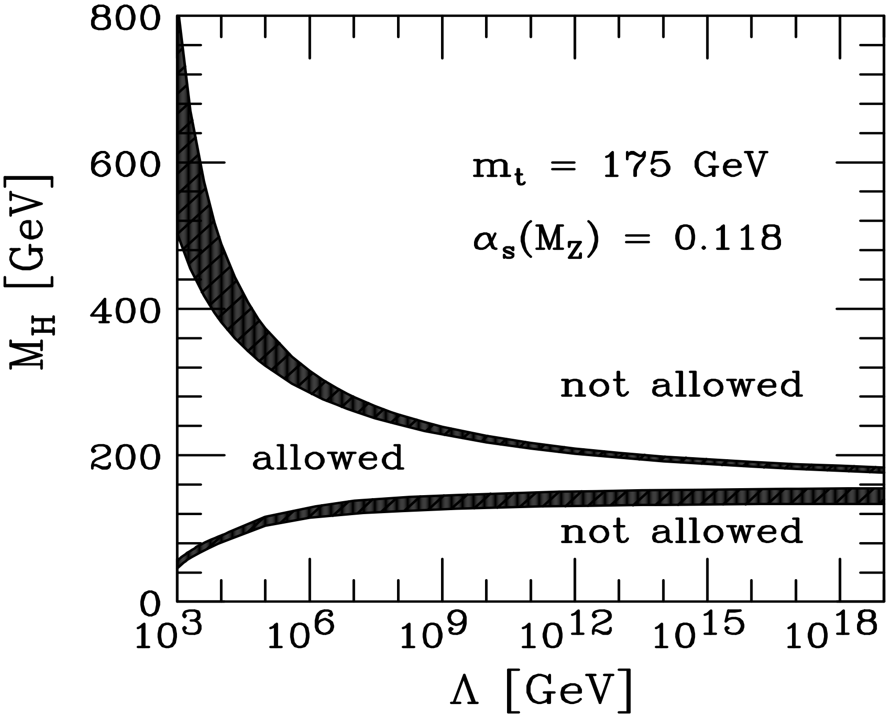


FIG. 1.2: *Limites théoriques sur la masse du Higgs, si l'on considère le modèle standard comme une théorie effective jusqu'à une échelle d'énergie* Λ.

1.1.3 Limites du modèle

Bien que le modèle standard n'ait jusqu'à présent jamais été mis en défaut, quelles que soient les expériences que l'on considère, plusieurs reproches lui sont fait :

- le nombre de paramètres libres du modèle. Les masses des particules, les valeurs des couplages, les paramètres de la matrice de Cabibbo, ne sont pas prédits,
- l'origine de la masse des particules. Le mécanisme de Higgs ne reste qu'un "collage" qui n'explique pas grand chose,
- le problème du réglage fin nécessaire dans le calcul des corrections radiatives sur la masse du Higgs, dû au fait qu'il s'agit d'un champ scalaire,
- la hiérarchie entre les masses des fermions,
- dans le cadre de théories de grande unification, le modèle n'intègre pas l'interaction gravitationnelle, et l'évolution des valeurs des couplages à grand Q^2 ne semble pas se couper à la même échelle d'énergie.

Ces nombreux points amènent à penser que le MS n'est qu'une approximation à basse énergie d'une théorie plus globale. Plusieurs candidates pour cette dernière sont proposées, dont la théorie supersymétrique.

1.2 Supersymétrie

Les contributions à δm_H^2 dans le MS ont des signes opposés suivant qu'elles proviennent d'un boson ou d'un fermion. S'il existait pour chaque particule du modèle standard un partenaire ayant la même masse et les mêmes nombres quantiques excepté le spin de telle sorte qu'à un fermion corresponde un boson et inversement qu'à un boson corresponde un fermion, alors les différents termes de δm_H^2 se compenseraient un à un. Le problème du réglage fin n'en serait plus un.
On définit donc une nouvelle symétrie associée à un opérateur Q, qui est un spineur anticommutatif tel que

$$Q|Boson>=|Fermion> \text{ et } Q|Fermion>=|Boson> . \tag{1.14}$$

La supersymétrie [4] implique que les nouvelles particules introduites doivent avoir la même masse que leurs partenaires du modèle standard. Si cela était le cas, de telles particules auraient déjà été découvertes. La supersymétrie est donc obligatoirement brisée. Cela n'a pas de conséquence sur le problème du réglage fin si la masse d'au moins une partie des super-partenaires reste inférieure au TeV.

MSSM

Le Modèle SuperSymétrique Minimal est une extension SUSY du modèle standard, qui n'ajoute que le plus petit nombre de particules à celle du MS. À chaque fermion ou boson du MS correspond un partenaire supersymétrique. On nomme de manière générale ces partenaires des s-particules. Les particules et s-particules associées forment des supermultiplets de SUSY, comportant le même nombre de degrés de liberté bosoniques et fermioniques [5].

Les partenaires des quarks et des leptons sont appelés s-quarks et s-leptons (s pour scalaire), et par extension, les noms des partenaires des fermions sont obtenus en ajoutant un s. Ainsi le partenaire de l'électron e est le s-électron $\tilde{e}$. Les doublets SU(2) et leur partenaire supersymétrique, ainsi que les singlets SU(2) et leur partenaire forment les supermultiplets chiraux, notés respectivement Q et L dans le premier cas et $\bar{U}$, $\bar{D}$ et $\bar{E}$ dans le deuxième cas (cf. tableau 1.2). Les symboles L ou R en indice n'ont pas de signification physique pour un s-fermion (les s-fermions sont des particules de spin nul), et ils ne sont conservés que pour rappeler de quel fermion le s-fermion est le partenaire supersymétrique.
Pour le MSSM, deux doublets de Higgs sont nécessaires afin de fournir la masse aux quarks de type up et down et aux leptons. En conséquence, le secteur du Higgs après la brisure de symétrie est constitué de 5 particules, deux scalaires chargés $H^{\pm}$, deux scalaires

Spin 0	Spin 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
$\tilde{Q} = (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$ $\tilde{u}_R^*$ $\tilde{d}_R^*$	$Q = (u_L, d_L)$ $\bar{u}_R$ $\bar{d}_R$	$(3, 2, \frac{1}{6})$ $(\bar{3}, 1, -\frac{2}{3})$ $(\bar{3}, 1, \frac{1}{3})$
$\tilde{L} = (\tilde{\nu}, \tilde{e}_L)$ $\tilde{e}_R^*$	$L = (\nu, e_L)$ $\bar{e}_R$	$(1, 2, -\frac{1}{2})$ $(1, 1, 1)$
$H_u = (H_u^+, H_u^0)$ $H_d = (H_d^0, H_d^-)$	$\tilde{H}_u = (\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$ $\tilde{H}_d = (\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	$(1, 2, \frac{1}{2})$ $(1, 2, -\frac{1}{2})$

TAB. 1.2: *Supermultiplets chiraux*

Spin 1/2	Spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
$\tilde{g}$	g	$(8, 1, 0)$
$\tilde{W}^{\pm}, \tilde{W}^0$	$W^{\pm}, W^0$	$(1, 3, 0)$
$\tilde{B}$	B	$(1, 1, 1)$

TAB. 1.3: *Supermultiplets vecteurs*

neutres, h et H, et un pseudoscalaire neutre, A. Les partenaires du Z, du photon et des Higgs neutres, respectivement, le zino, photino et les Higgsinos se combinent après la brisure électrofaible en 4 neutralinos notés $\tilde{X}^0_{i(1,4)}$. Enfin, les deux higgsinos restant et les Winos partenaires des bosons $W^{\pm}$ donnent deux fermions de Dirac, appelés charginos $\tilde{X}^{\pm}_{1,2}$.

Modèle SUGRA

Bien que le MSSM n'ajoute que le minimum de particules au modèle standard, il ajoute également un grand nombre de paramètres. Il ne donne aucune prédiction sur la masse des particules supersymétriques, sinon qu'elle doit être supérieure à celle de leur partenaire (sinon elles auraient été observées). Les angles de mélange sont également inconnus. Au total, plus de 100 paramètres sont ainsi introduits, qui sont autant de variables à prendre en compte pour les études visant à la découverte des particules SUSY.
Une possibilité pour résoudre le problème du nombre de paramètres est de travailler dans le cadre de théories de grande unification (GUT). Cela est d'autant plus à propos, que l'évolution des constantes de couplages dans le cadre MSSM converge en un point unique, impliquant que celles-ci découlent d'une symétrie globale (figure 1.3).
Dans le modèle SUGRA, la supersymétrie est brisée dans un secteur caché à très haute énergie et est transmise dans le secteur visible par interactions gravitationnelles.
À basse énergie, ne sont transmis dans le lagrangien que des termes de brisures douces. Celles-ci ne donnent que des divergences logarithmiques, ce qui permet de conserver un modèle sans réintroduire le problème du "réglage fin" du MS.
Les seuls paramètres pour décrire un tel modèle sont :

- M_0, la masse commune des champs scalaires à l'échelle M_X,
- $M_{1/2}$, la masse commune des gauginos à l'échelle M_X,
- $tan\beta$, le rapport des valeurs dans le vide des deux doublets de Higgs,
- $sign(\mu)$, le signe du paramètre de masse du Higgsino,
- A_0, la valeur commune des couplages trilinéaires dans la lagrangien.

Une fois ces paramètres fixés, les masses et les angles de mélange des particules SUSY peuvent être déterminés à l'échelle électrofaible à l'aide des équations de renormalisation (figure 1.4). Pour une large zone de l'espace des paramètres SUGRA, une des masses du Higgs positive à M_X devient négative à plus basse énergie, créant ainsi une brisure naturelle de la symétrie électrofaible, contrairement au modèle standard où celle-ci devait être mise "à la main".

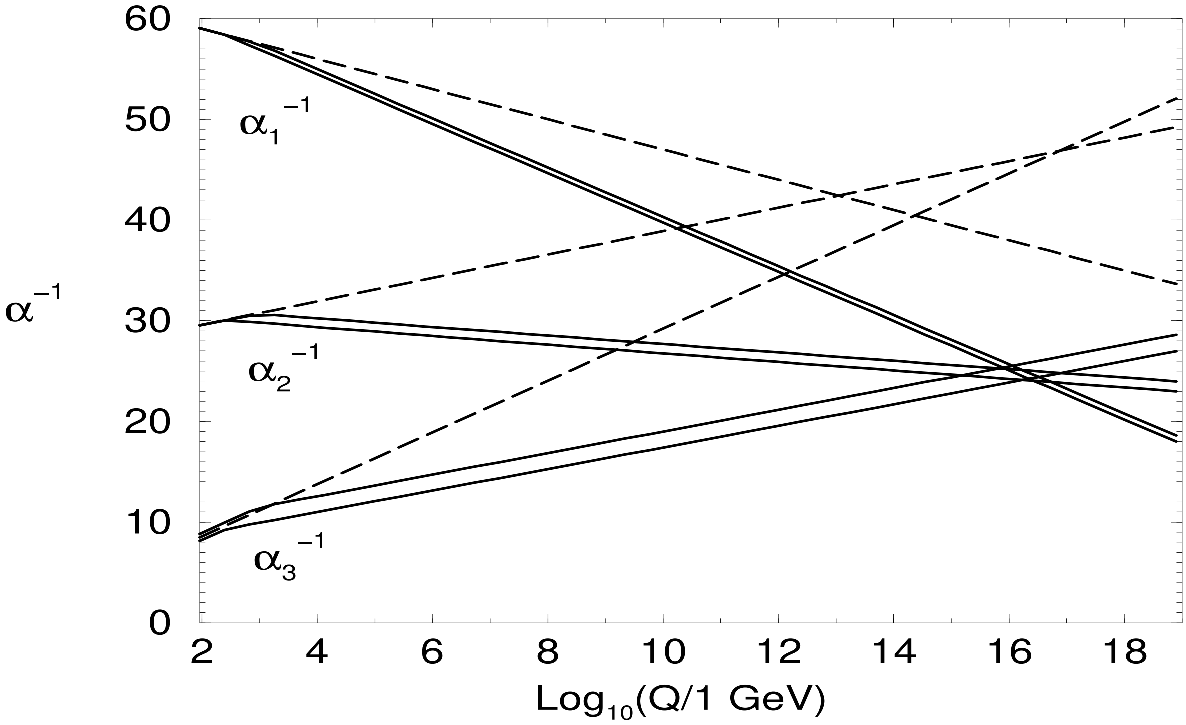


FIG. 1.3: *Évolution des constantes de couplages pour l'interaction forte (α_1) , faible(α_2) et électromagnétique (α_3) en fonction de l'énergie. Dans le cas du MS (en pointillés) elles ne se coupent pas au même point, contrairement au cas MSSM, laissant penser que ces interactions dérivent d'une unique force.*

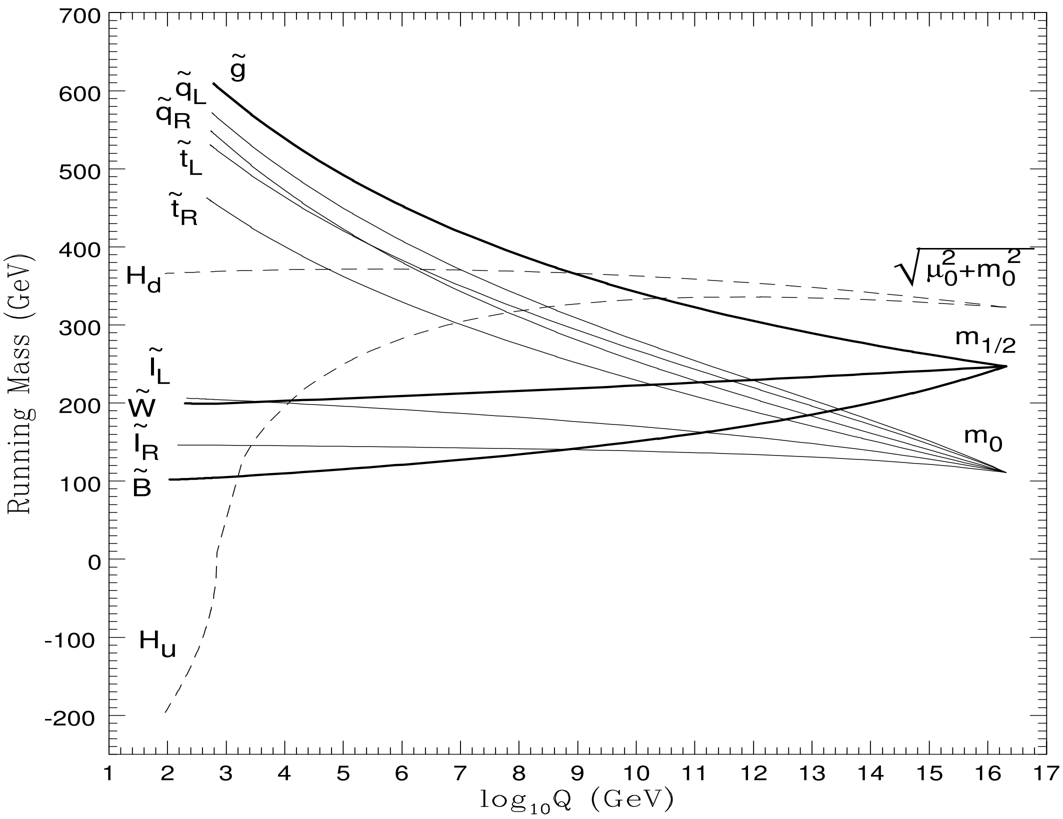


FIG. 1.4: *Évolution des masses des s-particules depuis l'échelle GUT, jusqu'à l'échelle électrofaible, dans un modèle mSUGRA. La brisure de la symétrie électrofaible est obtenue lorsque la masse du champ de Higgs H_u devient négative.*

1.2.1 R-parité

Si l'on demande uniquement l'invariance de jauge, il est possible d'ajouter au lagrangien SUSY, le terme

$$W_{\not{R}} = \lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \lambda''_{ijk} \bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k \tag{1.15}$$

où i,j et k sont les indices sur la génération. On peut expliciter le lagrangien pour le premier terme :

$$L_{LL\bar{E}} = \lambda_{ijk}[\tilde{\nu}_L^i \bar{e}_R^k e_L^j + \tilde{e}_L^j \bar{e}_R^k \nu_L^i + (\tilde{e}_R^k)^* (\bar{\nu}_L^i)^c e_L^j - (ij)] + h.c. \tag{1.16}$$

Ces couplages forment des matrices 3x3x3 et comprennent donc 27 paramètres. Mais λ et λ'' sont respectivement antisymétriques suivant les indices i et j et antisymétriques suivant les indices j et k, ce qui laissent 48 nouveaux termes à ajouter au MSSM.
Ces couplages violent la conservation du nombre leptonique (couplages λ et λ') et/ou du nombre baryonique (couplages λ''). Ainsi, si certains de ces couplages ne sont pas suffisamment faibles, ils peuvent induire une désintégration rapide du proton, qui n'est pas observé. La manière la plus répandue pour interdire ces couplages est d'introduire la conservation d'un nombre multiplicatif R, appelé R-parité. R est définit comme

$$R = (-1)^{3B+L+2S}, \tag{1.17}$$

où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin de la particule. Avec cette définition, R vaut +1 pour toutes les particules du modèle standard et -1 pour leur partenaire supersymétrique. Une des conséquences de la conservation de cette parité est que les particules supersymétriques sont produites par paires dans les collisionneurs. Une deuxième conséquence est que la particule la plus légère du domaine SUSY (LSP, Lightest Supersymetric Particule) est stable et, interagissant faiblement avec la matière, signalerait la SUSY par une grande énergie transverse manquante.

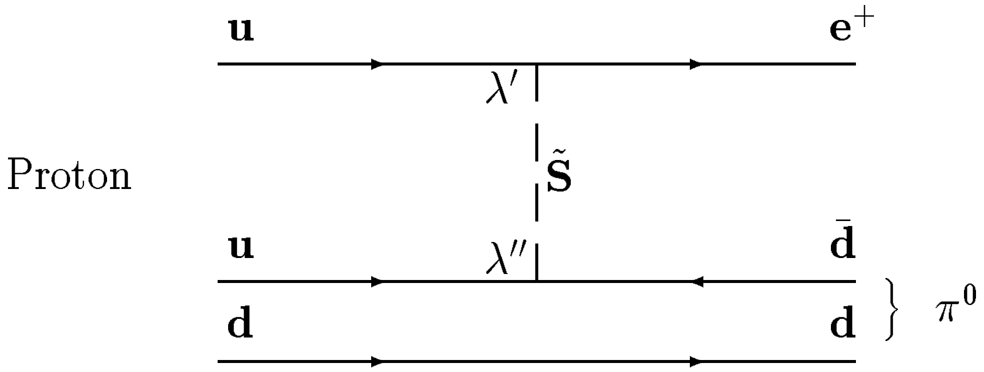


FIG. 1.5: Désintégration du proton par R-parité violée.

Néanmoins, la conservation de cette parité n'est pas une nécessité de la théorie SUSY, et rien n'empêche de considérer que certains de ces couplages soient non-nuls. Par contre, pour interdire la désintégration du proton, les couplages violant le nombre baryonique et ceux violant le nombre leptonique s'excluent mutuellement.
Dans ce cas, la phénoménologie SUSY dans les collisionneurs est modifiée. La LSP n'est plus stable, et n'est plus nécessairement le neutralino, la signature SUSY n'est plus l'énergie transverse manquante et enfin la production des s-particules en voie résonnante est possible. Par exemple, le terme $\not L$ permet la production de sneutrinos dans les collisionneurs e^+e^- par

$$e^+ + e^- \to \tilde{\nu}_L^i \text{ avec } \lambda_{11i}. \tag{1.18}$$

Dans les collisionneurs hadroniques, la production directe de s-particules intervient par les couplages λ' et λ''. Pour les collisionneurs proton-proton, ce sont essentiellement

$$u_i + d_j \to \tilde{d}_R^k \text{ avec } \lambda''_{ijk}. \tag{1.19}$$

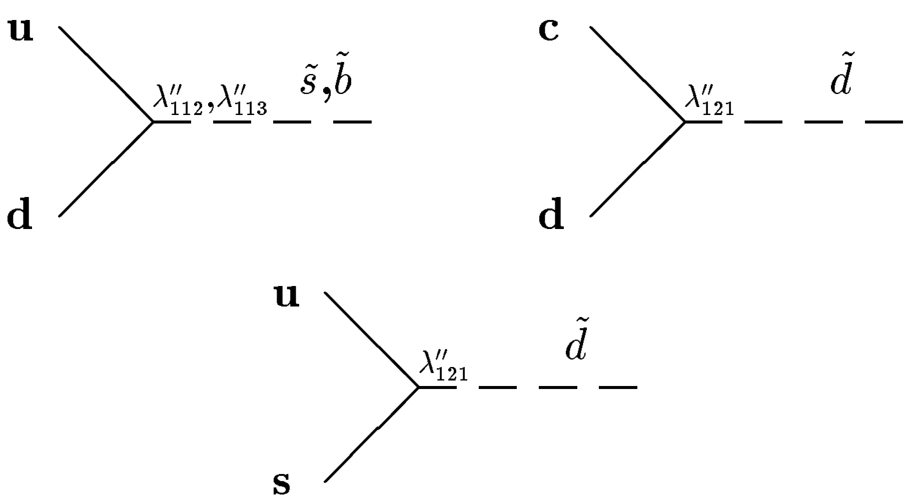


FIG. 1.6: *Exemples de production de squarks par R-parité violée dans des collisionneurs proton-proton. Ici on n'a considéré que les cas où au moins un des quarks initiaux était un quark de valence du proton.*

Pour les quarks de valence (i=j=1), le squark produit sera soit un sstrange $\tilde{s}$ soit un sbottom $\tilde{b}$. Le sdown $\tilde{d}$ n'est produit que lorsque au moins un des quarks provient de la mer du proton, par exemple un charme qui se couple avec un down ou inversement, un quark s qui se couple avec un u. Sur la figure 1.6 sont présentés quelques-uns des diagrammes Feynman pour ces processus.

Pour des collisionneurs protons-antiprotons, ce sont les couplages λ' qui font cette fois-ci intervenir les quarks de valence :

$$u_i + \bar{d}_j \to \tilde{l}_L^k \text{ avec } \lambda'_{kij}. \tag{1.20}$$

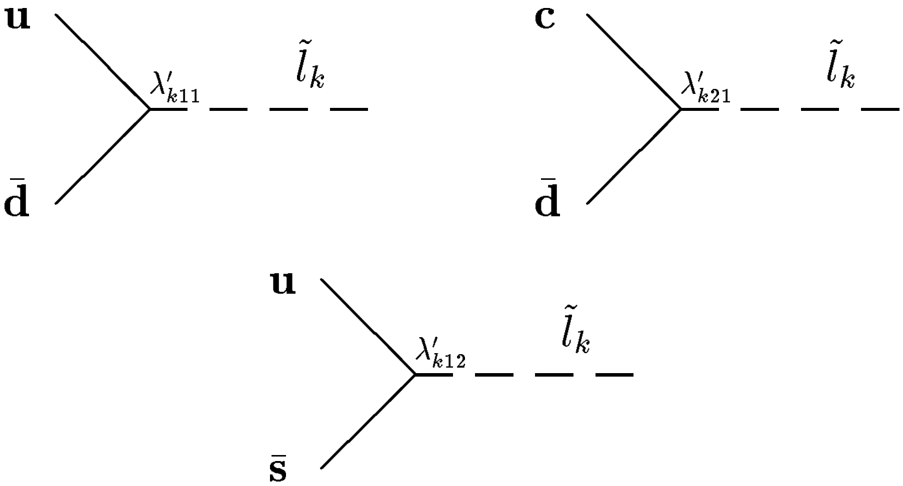


FIG. 1.7: *Exemples de production de sleptons par R-parité violée dans des collisionneurs proton-antiproton. Ici on n'a considéré que les cas où au moins un des quarks initiaux était un quark de valence du proton ou de l'antiproton.*

Dans ce cas, l'interaction entre un quark u et un quark $\bar{d}$ peut produire un des trois sleptons. Quelques diagrammes de Feynman sont représentés sur la figure 1.7.

λ'	Valeur	λ'	Valeur	λ'	Valeur
111	0,001	211	0,09	311	0,16
112	0,02	212	0,09	312	0,16
113	0,02	213	0,09	313	0,16
121	0,035	221	0,18	321	0,20
122	0,06	222	0,18	322	0,20
123	0,20	223	0,18	323	0,20
131	0,035	231	0,22	331	0,26
132	0,33	232	0,39	332	0,26
133	0,002	233	0,39	333	0,26

TAB. 1.4: *Limites actuelles sur les couplages λ'.*

Il existe de nombreuses contraintes sur les couplages violant la R-parité. Elle proviennent de différentes analyses telles que par exemple l'oscillation $n - \bar{n}$ [6], la double désintégration de noyaux atomiques [7], ou encore la désintégration du Z à LEP1 [8] entre autres. Une revue détaillée de ces limites se trouve dans [9].
Les tableaux 1.4 et 1.5 indiquent respectivement les limites pour les couplages λ' et λ''. Ces limites sont données pour une échelle de masse des super-particules $m_{\tilde{s}}$ de 100 GeV. Bien qu'une grande partie de ces couplages soient déjà très contraints, ceux impliquant

λ''	Valeur	λ''	Valeur	λ''	Valeur
112	10^{-6}	212	1,25	312	0,43
113	10^{-5}	213	1,25	313	0,43
123	1,25	213	1,25	323	0,43

TAB. 1.5: *Limites actuelles sur les couplages* λ''.

la troisème famille sont en général plus faibles, motivant les études sur les processus où intervient le quark top.

Chapitre 2

Réalisation expérimentale

2.1 Les collisionneurs hadroniques

2.1.1 Introduction

Une expérience de physique des particules nécessite deux éléments indispensables, un accélérateur et un détecteur.
Le rôle de l'accélérateur, comme son nom l'indique, est d'accélérer des particules jusqu'à une énergie donnée et de les faire se collisionner. Lors de la collision, l'énergie des deux particules donne naissance à de nouvelles particules suivant des processus prévus par la théorie et ayant une certaine probabilité. Certaines particules ont des masses très importantes et il est nécessaire d'avoir des accélérateurs puissants pour atteindre le seuil de production de celles-ci. Par exemple, il a fallu attendre le Tevatron et son énergie dans le centre de masse de 1,8 TeV pour enfin réussir à produire le dernier quark prévu par le modèle standard, le top, dont la masse est de 175 GeV.
Il existe plusieurs types d'accélérateurs, suivant le type de particules accélérées et la technologie utilisée. Je mentionne rapidement l'existence d'accélérateurs naturels situés dans l'univers et produisant les rayons cosmiques. Certaines des particules pouvant avoir des énergies qui ne seront jamais égalées par aucun accélérateur construit sur Terre, ces phénomènes, bien que rares, gardent leur intérêt pour la physique des particules.
Parmi les accélérateurs artificiels, distinguons deux types :

- Les accélérateurs linéaires

La particule (chargée) est accélérée par des générateurs de champs électriques radio fréquence (cavités RF), sur lesquels elle "surfe" et prend de la vitesse et donc de l'énergie. Sa trajectoire est droite, et l'énergie qu'elle atteint dépend essentiellement de la longueur de l'accélérateur. Plus celui-ci est long, plus l'énergie lors de la collision est importante. Mais lorsque l'on souhaite avoir une énergie trop importante, la longueur nécessaire devient impraticable, et l'on est vite limité. Une solution est d'obtenir un accélérateur sans fin, c'est-à-dire circulaire.

- Les accélérateurs circulaires ou synchrotrons

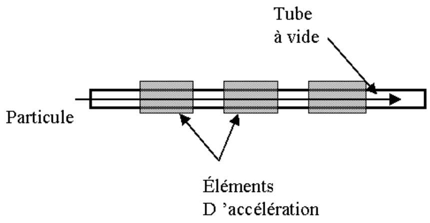


FIG. 2.1: *Principe d'un accélérateur linéaire. Les éléments d'accélération sont des cavités radio-fréquences, qui produisent les champs électriques qui fournissent l'énergie aux particules chargées.*

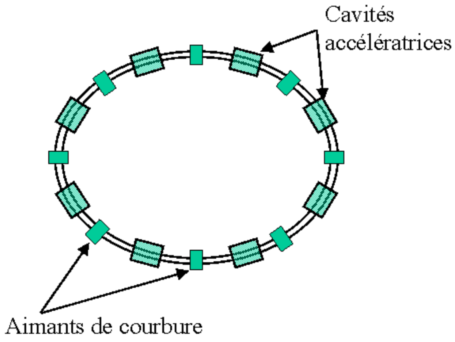


FIG. 2.2: *Principe d'un anneau d'accélération ou synchrotron. En plus des cavités RF, il est nécessaire d'avoir des aimants produisant un champ magnétique qui courbe la trajectoire des particules.*

Ici, la trajectoire de la particule est rendue circulaire par des champs magnétiques de courbure placés en chaque bout d'éléments linéaires sur lesquels sont situés les éléments d'accélération. L'énergie des particules augmente au fur et à mesure qu'elles tournent dans l'accélérateur. Ce type de machine nécessite donc qu'il faille ajuster les éléments d'accélération et la valeur du champ produit par les aimants. En effet, puisque le rayon qu'il est nécessaire de donner à la trajectoire de la particule est fixe, comme l'énergie de la particule augmente, il faut augmenter la valeur du champ en proportion.
Indépendamment des limites des éléments d'accélération, l'énergie maximale que l'on puisse atteindre est limitée par la valeur maximale du champ de courbure que les aimants peuvent produire. Un autre facteur limitatif pour l'énergie maximale est le rayonnement synchrotron. En effet, sous l'effet d'une accélération circulaire (comme c'est le cas ici), les particules chargées émettent un rayonnement et perdent donc une partie de leur énergie. Ces pertes augmentent avec la vitesse des particules, et il arrive un moment où les cavités RF ne peuvent plus compenser celles-ci. En d'autres termes, l'énergie fournie par les sections accélératrices est entièrement perdue par rayonnement, et il est impossible d'augmenter celle-ci. Pour une particule de masse M, l'énergie perdue par rayonnement synchrotron est proportionnelle à $(1/M)^4$, c'est pourquoi il est intéressant d'utiliser des accélérateurs circulaires avec des particules de grande masse.
Par exemple, le collisionneur le plus puissant actuellement est le Tevatron qui accélère des protons et des anti-protons, et le remplaçant du LEP (collisionneur e+e-) au CERN sera le LHC, qui utilisera des protons. Avec ce type de machine, on atteint des énergies très importantes mais seule une partie de l'énergie est utile lors de la collision. Les protons et les anti-protons ne sont pas des particules élémentaires, et l'interaction se fait entre les quarks qui constituent ces hadrons et qui ne transportent qu'une petite proportion de l'impulsion totale. C'est pourquoi, les futurs accélérateurs en projet utiliseront peut-être des muons, qui sont élémentaires comme les électrons mais dont la masse est beaucoup

plus importante.
Un autre critère important dans les collisionneurs est la luminosité L. Les particules accélérées sont regroupées dans un anneau en paquets, et en général plusieurs de ces paquets circulent en même temps. Les collisions ont lieu proprement dit entre deux paquets. La probabilité qu'il se produise une collision entre deux des particules de chaque paquet est liée à la densité de ceux-ci, et la probabilité qu'il se produise une collision pendant un temps donné est proportionnelle au nombre n de paquets dans l'anneau, à la fréquence de révolution f de ces paquets et aux nombres N1 et N2 des particules dans deux paquets. La luminosité L s'exprime comme :

$$\mathrm{L} = \mathrm{fn}\frac{\mathrm{N1.N2}}{\mathrm{A}}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1} \tag{2.1}$$

où A est la section transverse d'un paquet.
Le taux de production R, d'un processus de section efficace σ est alors

$$\mathrm{R} = \sigma \mathrm{L} \tag{2.2}$$

2.1.2 Tevatron et LHC

Tevatron

Le Tevatron (figure 2.3) est un collisionneur proton-antiproton, avec une énergie dans le centre de masse de 2 TeV. Situé au Fermilab non loin de Chicago, il débutera en mars 2001, après un arrêt permettant d'augmenter sa luminosité et son énergie.

Les protons sont produits par accélération d'ions négatifs H^- délivrés par un accélérateur Cockroft-Walton. Ils sont ensuite amenés à une énergie de 400 MeV dans un accélérateur linéaire (LINAC). Le "Booster" leur fournit alors une énergie de 8 GeV et les injecte dans l'anneau principal (le "Main Injector", qui a remplacé la "Main Ring"), par série de 5 à 7 paquets de $\sim 6.\ 10^{10}$ protons. Dans cet anneau, les protons sont alors amenés à une énergie de 150 GeV et les paquets sont regroupés en un seul de $2{,}7.10^{11}$ protons avant d'être transférés dans le Tevatron proprement dit où leur énergie sera alors de 1000 GeV.
La luminosité du Tevatron est limitée par le nombre d'antiprotons que l'on est capable d'obtenir. Ceux-ci sont produits par collisions de protons sur une cible de cuivre et de nickel. Ces protons sont produits de la même manière que ceux destinés au Tevatron, mais ils ne sont amenés qu'à une énergie de 120 GeV dans l'anneau principal. Ceux-ci sont alors envoyés sur la cible par impulsion de 1,8 μs, constituée de 82 paquets de 6.10^{10} protons, soit 5.10^{12} protons. Chaque impulsion est séparée de 1,5 secondes. Une lentille au lithium focalise les anti-protons produits dans l'axe du faisceau de protons incidents et ayant une énergie d'environ 8 GeV. Ils sont alors refroidis et stockés. Une fois que le nombre d'anti-protons produits atteint une certaine quantité, ils sont injectés dans l'anneau principal. $1{,}3.10^{12}$ anti-protons sont obtenus au bout de huit heures d'un tel cycle. Un anneau de recyclage (situé dans l'anneau principal) permet de récupérer $1{,}5.10^{12}$ anti-protons du cycle précédent, doublant ainsi la luminosité finale obtenue dans

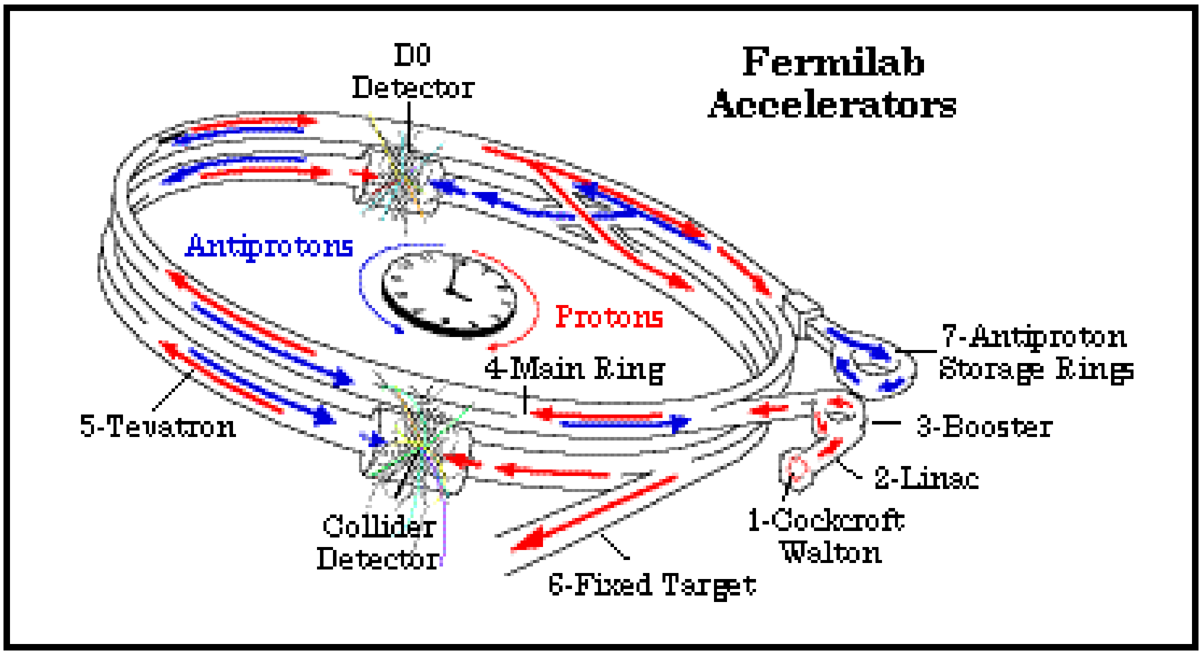


FIG. 2.3: *Système d'injection du Tevatron. En 1, des ions négatifs H^- sont délivrés par le Cockroft-Watston au Linac (2). En sortie du "Booster" (3), l'énergie des protons est de 8 GeV. 4 est devenu maintenant l'injecteur principal et amène l'énergie des protons et des anti-protons à la valeur de 150 GeV avant de les injecter finalement dans le Tevatron. Les anti-protons proviennent de l'anneau de stockage 7, où ils sont accumulés après avoir été produits par collision de proton sur une cible. Enfin, un anneau de recyclage situé dans l'injecteur principal permet de récupérer une partie des anti-protons du Tevatron du cycle de collisions précédent.*

Paramètres	RunIb	RunII	unités
Circonférence	6,28		km
Protons/paquets	$2{,}3.10^{11}$	$2{,}7.10^{11}$	
Anti-protons/paquets	$5{,}5.10^{10}$	$7{,}5.10^{10}$	
Nb. paquets	6	36	
Espacement paquets	3500	396	ns
Luminosité	$1{,}6.10^{31}$	$2{,}1.10^{32}$	$cm^{-2}s^{-1}$
Energie	1,8	2,0	TeV
Interaction/croisement	2,7	2,3	

TAB. 2.1: Caracteristiques du Tevatron. Par comparaison sont données celles lors du runI (entre 1993-95).

le collisionneur, soit 2.10^{32} cm^{-2}s^{-1}.

Il existe deux points de collision au Tevatron, appelés B0 et DØ où se trouvent respectivement les expériences CDF et DØ.

L'intérêt d'un collisionneur proton-antiproton est que les résonances sont produites directement par l'interaction des partons de valence. D'autre part, comme les particules des deux faisceaux ont des charges opposées, il n'y a besoin que d'un seul système magnétique et des même cavités RF pour courber et accélérer les deux faisceaux dans le même tube à vide.
L'inconvénient majeur étant qu'il est beaucoup plus difficile d'obtenir des anti-protons, et cela limite grandement la luminosité de ce type d'accélérateur.

LHC

Le LHC est un collisionneur proton-proton, qui démarrera en 2005 au CERN à Genève. Il prendra place dans le tunnel actuel du LEP, et aura une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.
Les protons sont ici également produit et accélérés par un accélérateur linéaire (LINAC) jusqu'à une énergie de 50 MeV (figure 2.4). Le "Booster" injecte ceux-ci dans le Synchrotron à Proton (PS) avec une énergie de 1,4 GeV, lequel les mène jusqu'à 25 GeV. À ce niveau, il y a 84 paquets de 4 ns séparés de 25 ns. Ensuite, le Super Proton synchrotron (SPS) leur donne une énergie de 450 GeV, puis ils sont envoyés dans le LHC proprement dit où ils sont accélérés jusqu'à leur énergie finale, 7 TeV. Il y aura quatre expériences au

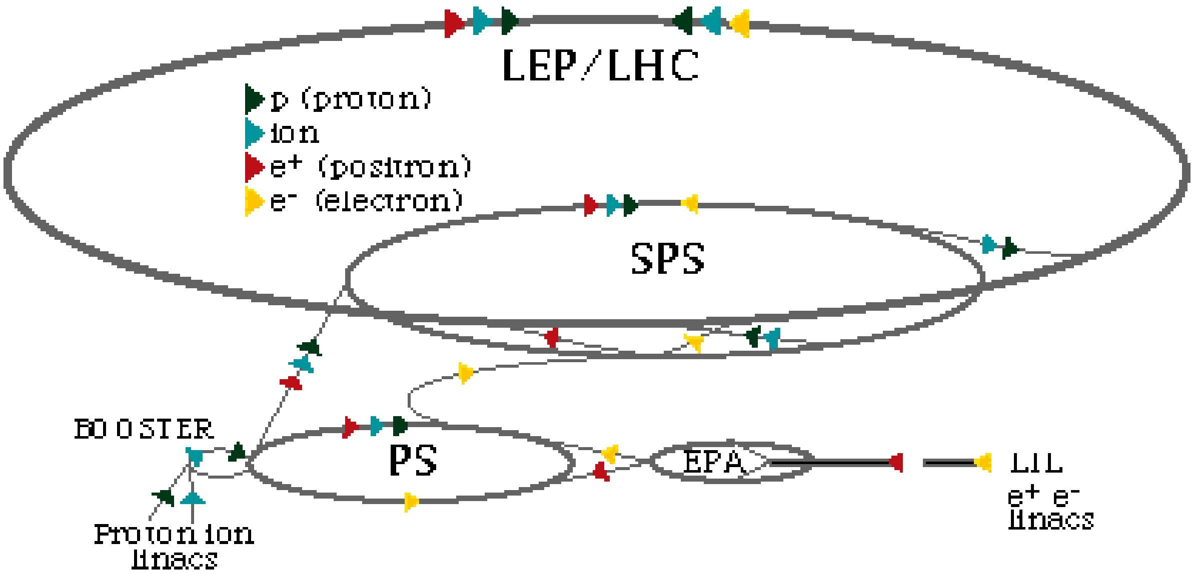


FIG. 2.4: *Le système d'injection au LHC. Les protons seront accélérés dans le LINAC puis dans le booster jusqu'au Proton Synchrotron (PS), où leur énergie passera de 1,4 à 25 GeV. Le Super Proton Synchrotron (SPS) les amènera jusqu'à 450 GeV avant de les injecter dans l'anneau du LHC, où leur énergie finale sera de 7 TeV.*

LHC (figure 2.5) :

- ATLAS et CMS, ces deux expériences sont généralistes, et auront un large domaine d'étude
- ALICE, dédiée à l'étude de collisions d'ions Pb, afin d'explorer les propriétés de la matière à haute densité et énergie,
- enfin LHCb, optimisée pour l'étude de la physique du b.

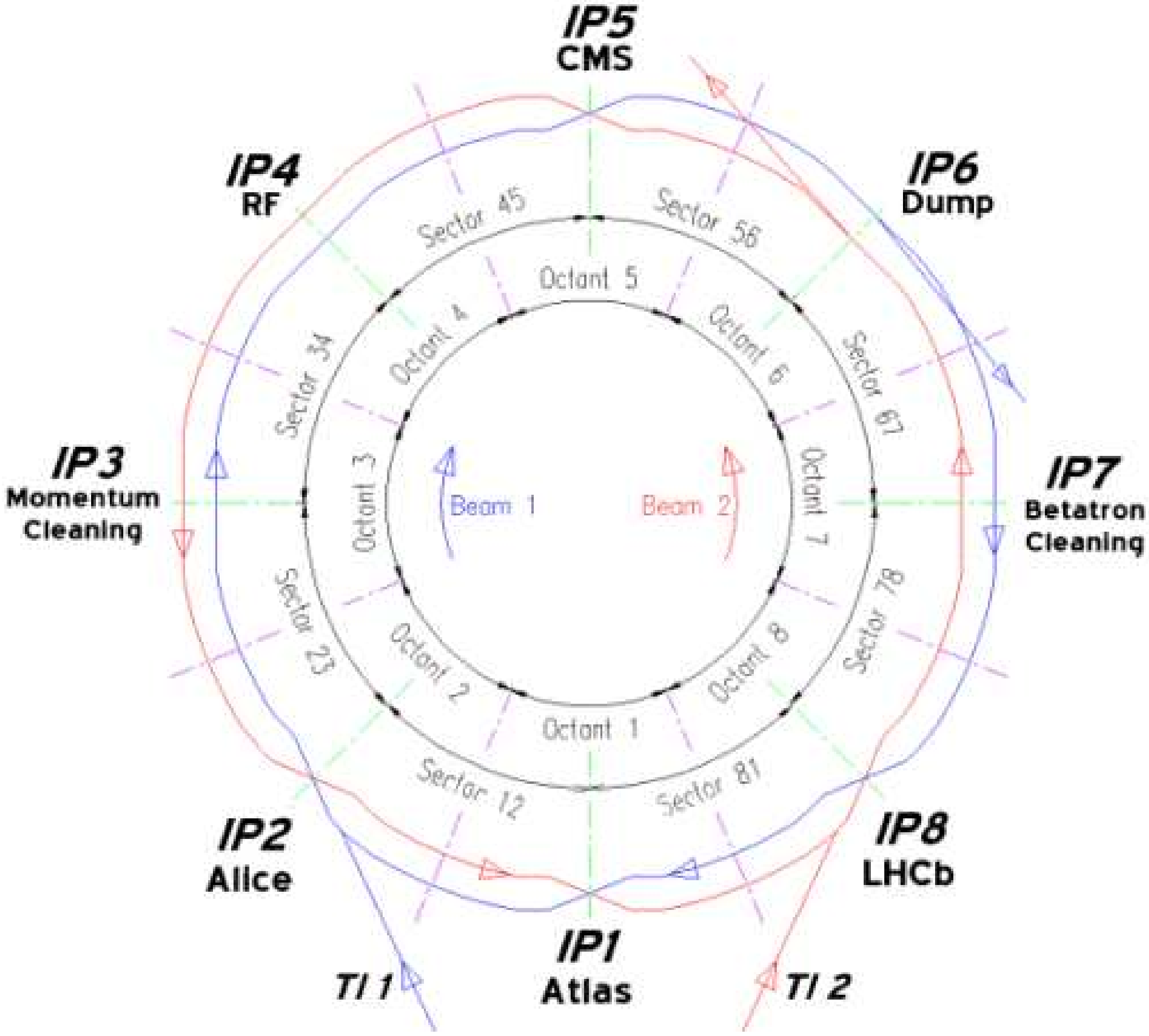


FIG. 2.5: *L'anneau du LHC, avec ses quatre points de collision, correspondant aux expériences CMS, Atlas, Alice et LHCb.*

Par rapport au Tevatron, le problème de la production d'anti-protons disparaît, et ne limite plus la luminosité. Par contre, les sections efficaces de production des particules lors des collisions sont plus faibles car elles font cette fois-ci intervenir des partons de la mer et non plus uniquement des partons de valence. Or ceux-là ont une distribution plus molle dans un hadron et cela diminue d'autant la probabilité pour un processus. Enfin, il est nécessaire de faire circuler les deux faisceaux dans deux tubes à vide séparés (figure 2.6), où le champ magnétique est inversé en passant de l'un a l'autre afin de leur donner

Paramètres	Basse lum.	Haute lum.	unités
Circonférence	26,7		km
Protons/paquets	$0{,}17^{11}$	1.10^{11}	
Nb. paquets	2808		
Espacement paquets	25		ns
Luminosité	10^{33}	10^{34}	$cm^{-2}s^{-1}$
Energie	7		TeV
Interaction/croisement	20		

TAB. 2.2: Caractéristiques du LHC. Les trois premières années, le LHC fonctionnera en basse luminosité.

la même courbure, de même pour les cavités accélératrices. Les aimants de courbures utilisés au LHC sont des aimants supra-conducteurs, augmentant la difficulté technique, et c'est le champ magnétique maximal que l'on puisse atteindre qui limite actuellement l'énergie des faisceaux au LHC.

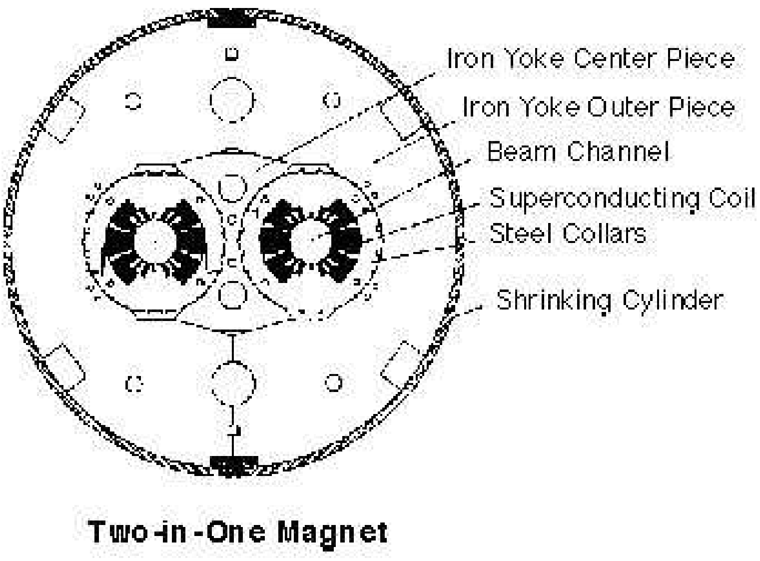


FIG. 2.6: *Double faisceau à vide dans lesquels circuleront les protons au LHC.*

2.2 Détecteurs

2.2.1 Principes généraux

Une fois que la collision a eu lieu et que des particules sont produites, il faut, pour reconstruire totalement l'événement, déterminer l'ensemble des quadri-impulsions des particules produites. Pour cela, plusieurs éléments sont placés autour du point d'interaction, chacun ayant une fonction distincte et sensible à différents types de particules. Ces fonctions sont :

– mesure de l'impulsion, de la direction et du signe des particules chargées,

- mesure de l'énergie des électrons et des photons,
- mesure de l'énergie des hadrons,
- identification des électrons et des muons,
- détection et mesure des vertex secondaires,
- extrapolation pour la mesure des particules non-reconstruites éventuelles (neutrino),
- mesure de la position de l'interaction initiale (vertex primaire).

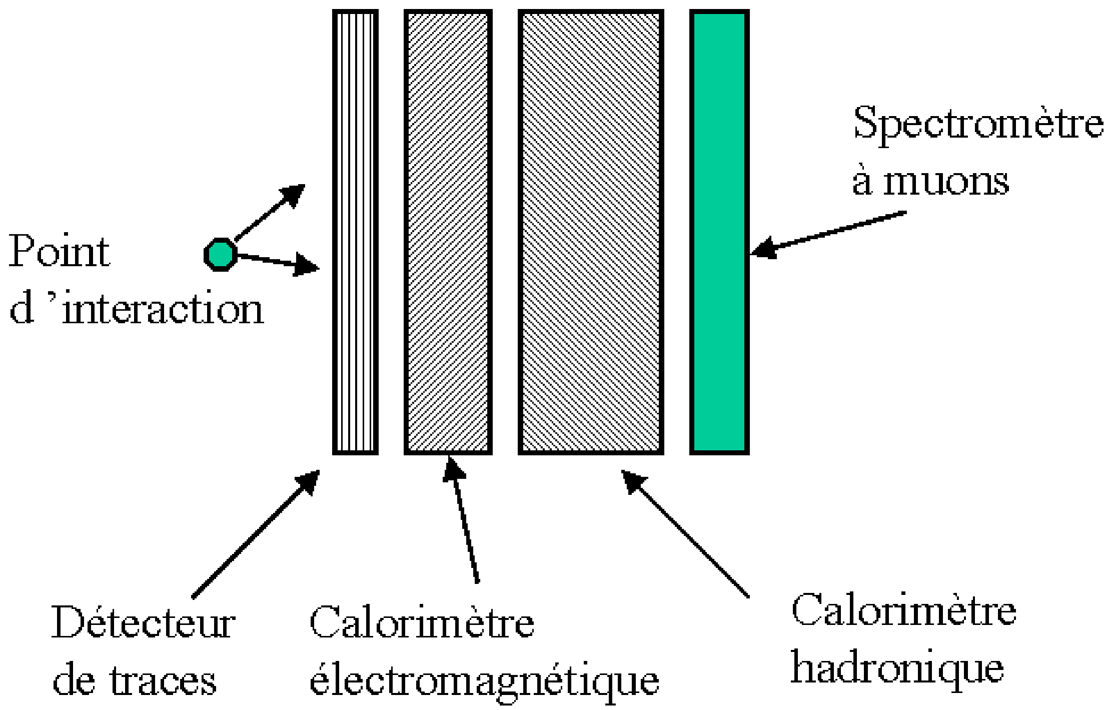


FIG. 2.7: *Détecteurs traversés par une particule après une collision (au point d'interaction) dans une expérience de physique des particules. Chaque sous-détecteur n'est sensible qu'à certains type de particules. Le détecteur de traces réagit à toute particule chargée, le calorimètre électromagnétique aux particules du domaine du même nom (photon, électron). Le calorimètre hadronique mesure l'énergie des jets produits par des quarks ou des gluons. Enfin, les muons traversent l'ensemble des détecteurs et ne sont reconstruits qu'en bout de chaîne, dans les chambres à muons.*

Chacune de ces fonctions peut être assurée soit par un seul sous-élément du détecteur soit par la combinaison des informations en provenance de plusieurs. En règle générale, on a, en partant du point d'interaction :

- Le détecteur de traces, qui doit être capable de mesurer l'impulsion des particules chargées qui le traversent, il doit également déterminer le point dans l'espace où a eu lieu la collision (vertex primaire) ou la présence d'une interaction secondaire (vertex déplacé). Il doit aussi reconstruire les traces, permettre l'identification des particules (les types de jets, jet b) et déterminer la charge des particules qui ont produit ces traces.

- Le calorimètre, lui-même divisé en deux parties :

  le calorimètre électromagnétique, dont la fonction est de stopper les électrons et les photons tout en mesurant leur énergie, et en donnant la position angulaire de ces particules avec une bonne précision,

  le calorimètre hadronique, qui doit pouvoir contenir les gerbes issues des jets (hadrons) et mesurer leur énergie.

- Le spectromètre à muon, ce détecteur mesure l'impulsion des muons et est situé le plus à l'extérieur du détecteur, car les muons interagissent peu dans celui-ci.

Les particules non détectées (les neutrinos) directement le sont par défaut, en déduisant l'énergie manquante. La précision sur cette dernière mesure étant liée à l'hermiticité (la couverture spatiale) du détecteur.

2.2.2 Conventions

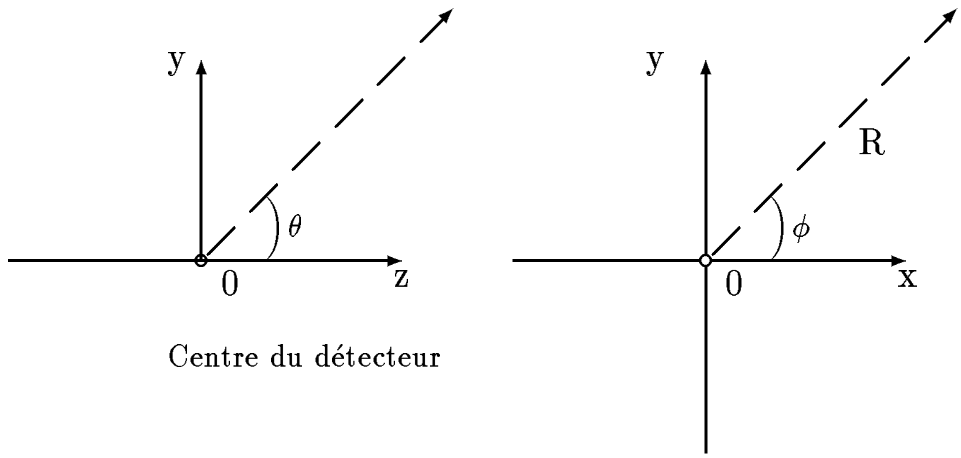


FIG. 2.8: Conventions de notations du système de coordonnées.

Les conventions du système de coordonnées (figure 2.8) sont les suivantes :

- l'axe z est l'axe du faisceau, l'origine étant le point d'interaction,
- le plan (x,y) est perpendiculaire à l'axe du faisceau,
- on note θ l'angle polaire entre l'axe z et la trace et on définit la pseudo-rapidité η $= -ln(tan\frac{\theta}{2})$,
- ϕ est l'angle azimutal autour de z,
- enfin, R est la coordonnée radiale.

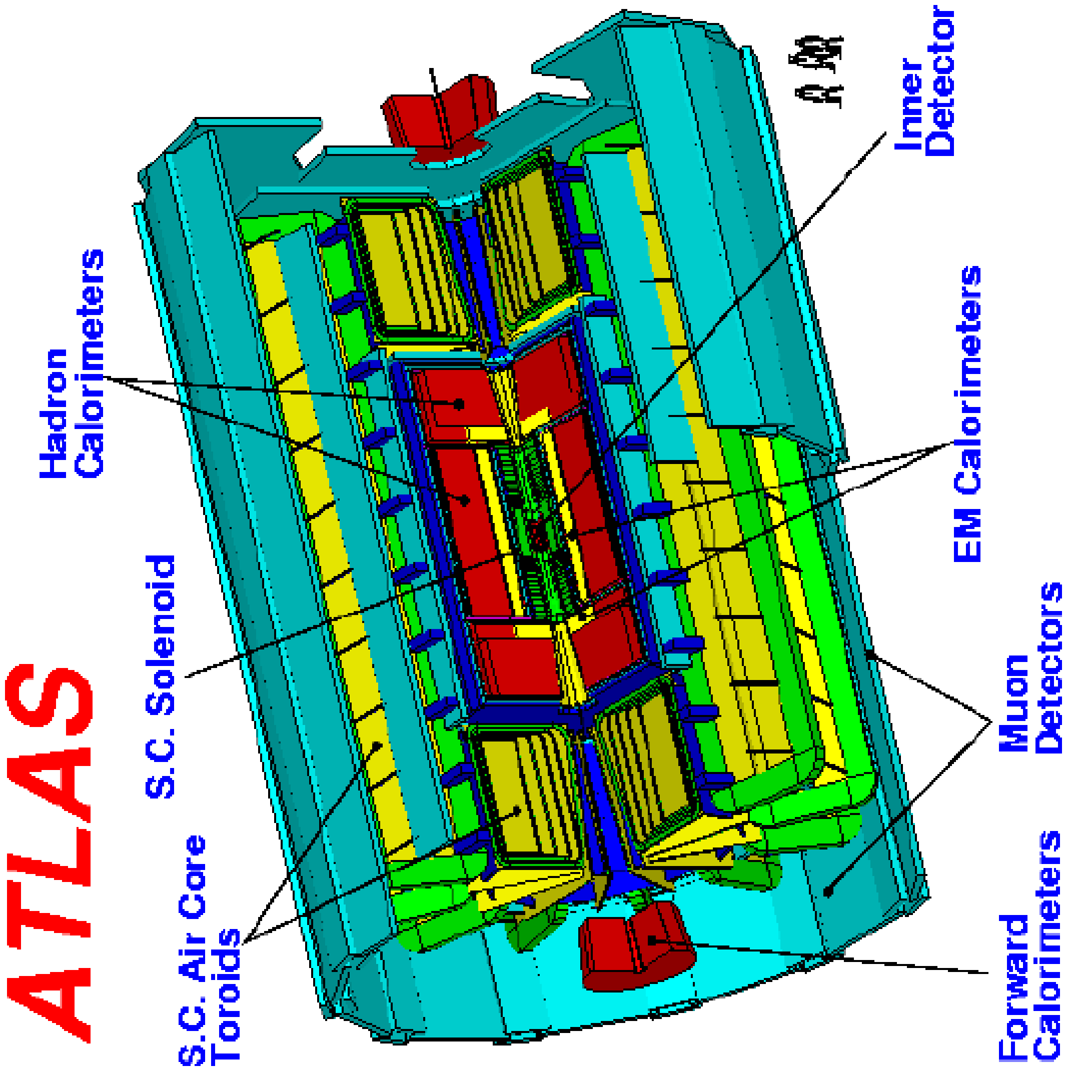

ATLAS
Hadron Calorimeters
S.C. Solenoid
S.C. Air Core Toroids
Inner Detector
EM Calorimeters
Muon Detectors
Forward Calorimeters

FIG. 2.9: *Atlas*

2.2.3 ATLAS

Détecteur interne

Le détecteur interne d'Atlas [10] est constitué de plusieurs parties afin d'optimiser la résolution sur les mesures, tout en minimisant la quantité de matière. Du fait du nombre d'interactions par croisement et de l'importante multiplicité des particules dans un collisionneur hadronique tel que le LHC, il est nécessaire d'avoir une grande granularité du détecteur, surtout pour les régions situées près du point d'interaction.
Pour Atlas, ceci est obtenu par l'utilisation de détecteur au silicium (bonne résistance aux radiations, rapidité et trés bonne résolution spatiale), constitué de pixels pour les couches les plus internes et de détecteurs à micro-rubans pour les couches externes (figure 2.10). La partie pixel est constituée de deux cylindres concentriques, de rayon moyen respectif 10,1 et 13,2 cm, ayant le faisceau pour axe et de 2×4 disques perpendiculaires au faisceau et situés de part et d'autre des deux cylindres. La granularité des cellules est de 50×400 μm. La résolution est de 15 μm dans le plan transversal (x,y) et de 60 μm le long de l'axe du faisceau (z). La partie micro-rubans (SCT) comporte 4 cylindres de rayon allant de 30,0 à 52,0 cm, et 2×9 disques.
Le détecteur est complété par le TRT (transition radiation tracker), constitué de tubes à dérives et chargé de prolonger la mesure des traces en fournissant un grand nombre de points ($>$ 36 par trace), ainsi que de séparer les électrons et les pions.

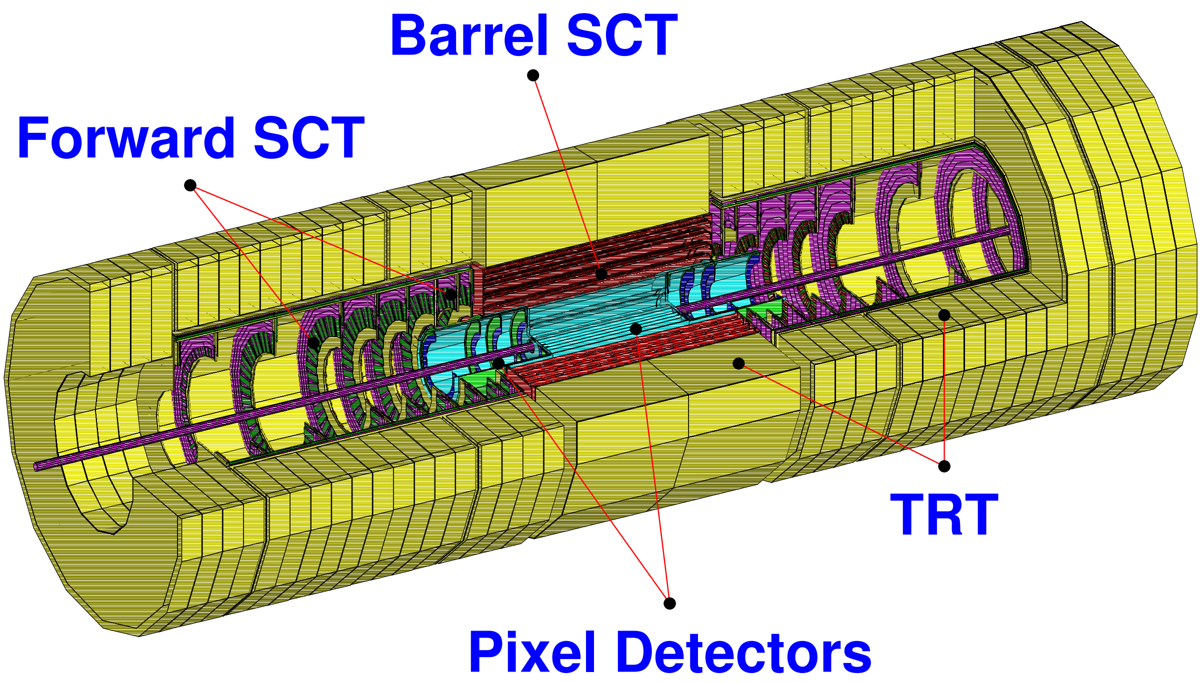


FIG. 2.10: *Atlas, détecteur interne.*

Finalement, un cylindre additionnel de pixels (couche B) est placé très près du faisceau (rayon moyen de 4 cm) et fournira une mesure précise pour la mesure des vertex secondaires. Cette dernière partie étant soumise à un flux très important de particules, il

est prévu de la changer après quelques années de fonctionnement.
Un aimant solénoïdal maintient un champ magnétique de 2 Tesla dans le détecteur.
Les performances [11] attendues pour ce détecteur sont

- reconstruction des traces jusqu'à $\eta = 2{,}5$, avec une efficacité de reconstruction de 98 % pour les muons et > 90 % pour les pions,
- la résolution en impulsion à grand p_t est $\sigma(1/p_t) = 0{,}4$ TeV^{-1} pour $\eta < 2$, et de 1,2 TeV^{-1} au-delà, et la résolution angulaire est de $\sigma(\phi) = 0{,}08$ mrad et $\sigma(\theta) \leq 1$ mrad pour $\eta < 2$,
- l'erreur sur l'identification des charges est respectivement < 2% et < 5% pour des muons et des électrons de 1 TeV.

Calorimétrie

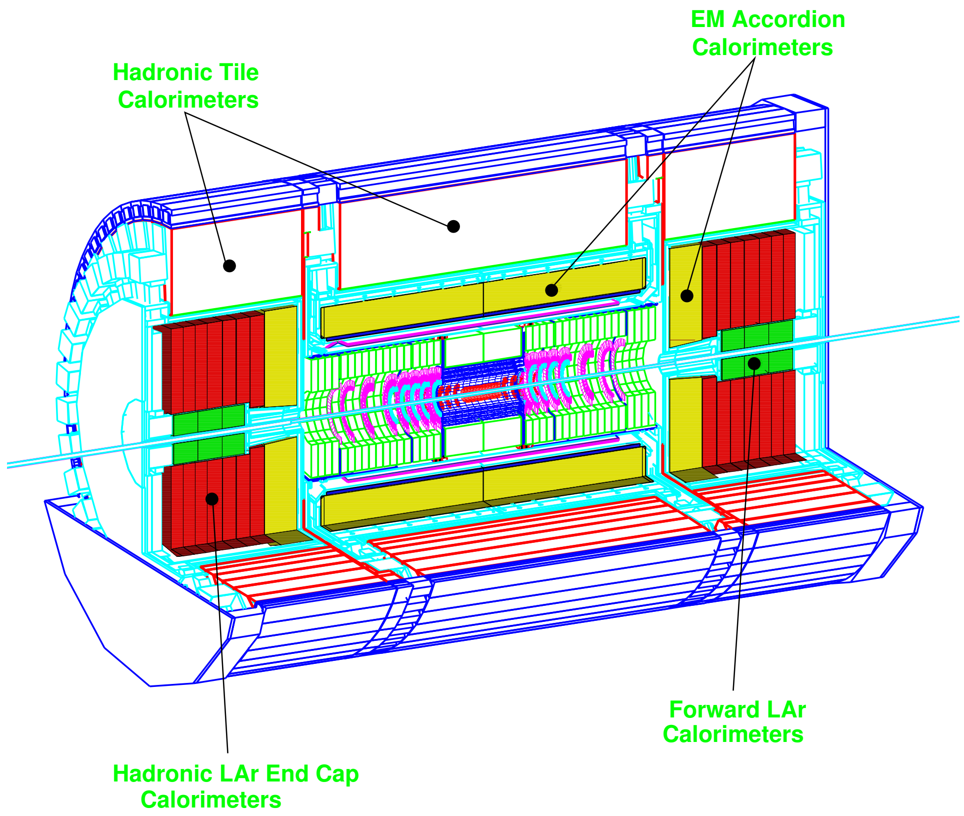


FIG. 2.11: *La calorimétrie d'ATLAS.*

Le calorimètre d'ATLAS est constitué de trois parties :

- Une partie électromagnétique (EM) [12] pour les mesures sur les électrons et les photons, de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi \leq 0,03 \times 0,03$. Elle est constituée d'un tonneau qui s'étend de $|\eta| = 0$ à $|\eta| = 1{,}48$ et de deux bouchons qui couvrent les régions $|\eta| = 1{,}37$ à $|\eta| = 3{,}2$. Chaque partie est faite d'une succession de plaques de plomb (absorbeurs) immergées dans de l'argon liquide dans une structure dite en accordéon (figure 2.12), qui permet d'éviter les cracks en ϕ. La longueur totale de radiation est de 24 X_0 dans le tonneau et supérieure à 26 X_0 dans les bouchons. Enfin, jusqu'à $|\eta| = 1{,}8$, le calorimètre EM est précédé par un détecteur de pied de gerbe, placé immédiatement derrière la paroi du cryostat et est chargé de corriger les pertes d'énergie dues à la matière présente entre le point d'interaction et le calorimètre.
- Une partie hadronique [13] pour les mesures sur les jets. La granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi \leq 0,1 \times 0,1$ pour $|\eta| \leq 3$ et de $\Delta\eta \times \Delta\phi \leq 0,2 \times 0,2$ pour $|\eta| > 3$. Le tonneau s'étend jusqu'à $|\eta| = 1{,}7$ et est constitué de fer (pour les absorbeurs) et de tuiles de scintillateur (figure 2.13). Les bouchons étendent la couverture jusqu'a $|\eta| = 3{,}2$ et sont constitués de cuivre et d'argon liquide, car plus proche du faisceau, ils sont soumis à un rayonnement plus intense.
- Enfin, deux calorimètres avant, à baguettes d'électrodes placées dans une matrice de tungstène, et plongés dans l'argon liquide complètent le calorimètre entre $|\eta| = 3{,}1$ et $|\eta| = 4{,}9$.

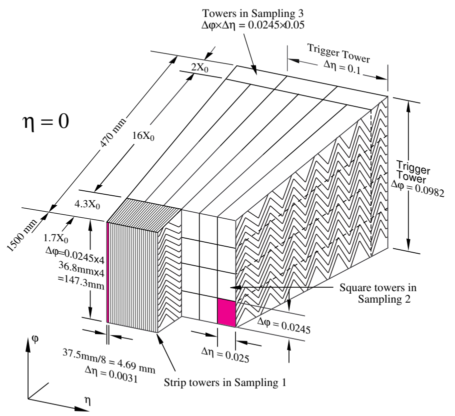


FIG. 2.12: *Détail de la partie électromagnétique du calorimètre d'ATLAS, avec sa géométrie en accordéon.*

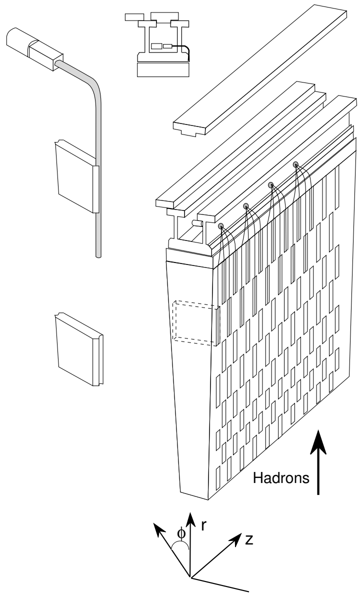


FIG. 2.13: *Partie hadronique, à tuile de scintillateur.*

Les performances sont :

pour la partie électromagnétique :

- Une résolution en énergie $\leq \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,7\% \oplus \frac{0,27}{E}$
- une résolution en position de $\sigma_\theta \leq \frac{40}{\sqrt{E}}$ mrad et $\sigma_R \leq \frac{8}{\sqrt{E}}$ mm,
- une séparation

  γ/jet $\sim$ 5000,

  $\gamma/\pi_0 \sim 3$ pour une efficacité de reconstruction des photons de 90 %,

  électron/jet $\sim 10^{-5}$ pour une efficacité de reconstruction des électrons de 80 %,

  et τ/jet $\sim$ 400 pour une efficacité de reconstruction des τ de 30%

Ces performances permettent par exemple une résolution sur la masse du Higgs dans le canal en deux γ de 1,1 GeV à basse luminosité et de 1,3 GeV à haute luminosité pour un Higgs de 100 GeV, et de 1,55 GeV à 130 GeV.

pour la partie hadronique :

- Une résolution en énergie de

  $\leq \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ pour $|\eta| \leq 3$ et de

  $\leq \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$ pour $3 \leq |\eta| \leq 5$.

La résolution en masse pour le quark top est alors de 13 GeV.

Spectromètre à muons

Les muons interagissent peu avec la matière et traversent tous les détecteurs. Afin de mesurer leur impulsion, il est nécessaire d'avoir un puissant champ magnétique et un ensemble de détecteurs pour mesurer leur trajectoire dans ce champ. Ces détecteurs sont placés suivant trois couches, sous forme de cylindres pour la partie centrale et de deux disques aux extrémités, et couvrent la région $|\eta| \leq 2,7$.
Ainsi, le spectromètre à muons[14] est constitué d'un ensemble d'éléments suivants (figure 2.14 et 2.15) :

- pour les mesures de précision des "Monitored Drift Tube Chamber" (MDT) et
- des "Cathode Strip Chamber" (CSC),
- pour les déclenchements, des "Resistive Plate Chambers" (RPC) et
- des "Thin Gap Chambers" (TGC).

Les MDT sont placés sur la plus grande couverture en η du spectromètre, et les CSC ne sont utilisés qu'entre $2 \leq \eta \leq 2,7$, où le flux de particules est le plus intense.
Les RPC et TGC utilisés uniquement pour le système de déclenchement couvrent une région $\eta \leq 2,4$.

Les performances du spectromètre sont :

- résolution en impulsion l'ordre de 2 % jusqu'à des énergies de 200 GeV,
- l'efficacité de reconstruction est supérieur à 80 % jusqu'à 1 TeV, et supérieure à 90 % en dessous de 300 GeV,

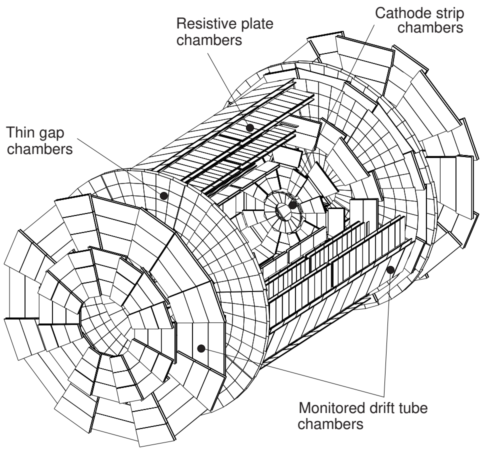


FIG. 2.14: *Spectromètre à muons d'ATLAS.*

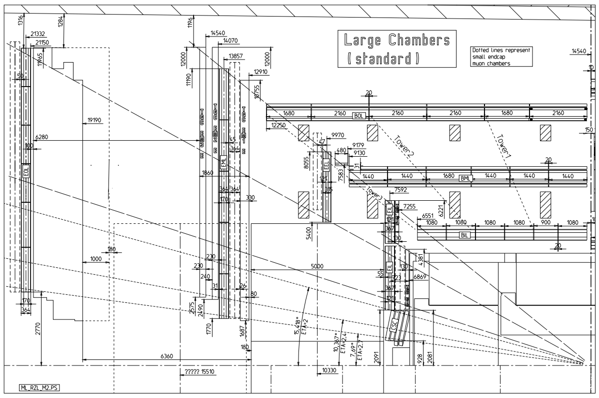


FIG. 2.15: *Vue en coupe du spectromètre à muons d'ATLAS.*

- fournit un bon critère de déclenchement au niveau 1,
- couvre une zone en $|\eta|$ jusqu'à 2,7.

La résolution en masse pour le Z en deux μ est de 2,5 GeV, et de 1,1 % pour un Higgs inférieur à 200 GeV.

Champ magnétique

Deux champs magnétiques sont nécessaires dans ATLAS[15] (pour le détecteur interne et pour le spectromètre à muons). Le premier est un champ solénoïdal produit dans le détecteur interne, par un aimant supraconducteur refroidi par conduction. Sa valeur est de 2 T avec un pic à 2,6 T au niveau du supraconducteur lui-même. Il est situé dans la chambre à vide du cryostat du tonneau du calorimètre, éliminant ainsi deux parois et diminuant d'autant la matière en amont de ce dernier.
Un champ toroïdal est produit dans le spectromètre à muons par trois séries de huit bobines supraconductrices (partie centrale + 2 bouchons) à air (figure 2.16). Elles sont refroidies par un flux d'hélium et chaque bobine a son propre cryostat.
Ces deux champs serviront à courber la trajectoire des particules chargées, les paramètres de courbure obtenus par la reconstruction des trajectoires des particules permettra de déterminer la charge et l'impulsion de celles-ci.

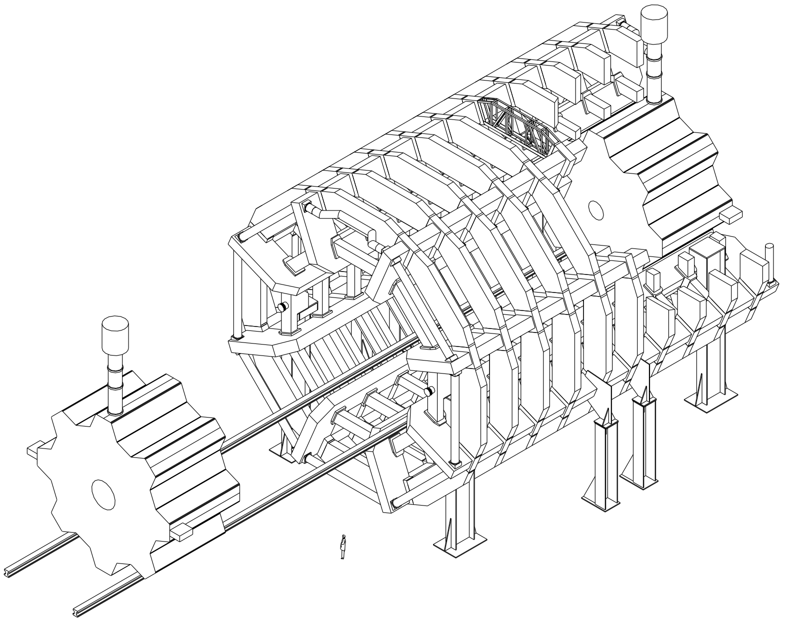


FIG. 2.16: *Vue tridimensionnelle du système de bobines produisant le champ toroïdal pour le spectromètre à muons d'ATLAS.*

2.2.4 DØ

On trouvera une description du détecteur dans [24] et de ses améliorations dans [16].

Détecteur interne

Le détecteur interne de DØ (figure 2.17) est constitué de deux parties : un détecteur de vertex à micro piste en silicium (SMT [17], figure 2.18) et d'un détecteur de traces à fibre scintillantes [18] (SFT).
Le SMT est fait de cylindres entre lesquels sont intercalés des disques et couvre une région en $\eta \leq 3$. Le tonneau complet est constitué de 6 sections de cylindres, faisant chacun 10 cm de diamètre et se décomposant en 4 couches. Les couches 2 et 4 sont à double face, les "strips" (de 50 μm d'épaisseur) d'une face étant parallèles au faisceau alors que celles de l'autre face font un angle de 2 degrés. La même structure est utilisée pour les couches 1 et 3 sur les cylindres les plus internes en z mais avec cette fois-ci un angle de 90 degrés. Sur les cylindres externes, les couches 1 et 3 sont simple face. Cette configuration permet une résolution spatiale de 10 μm.
Au bout de chaque cylindre se trouve un disque (sauf pour z =0), comprenant chacun 12 secteurs double face, avec un angle de 30 degrés. Il y a 14 de ces disques, 10 d'un rayon de 10 cm et 4 d'un rayon de 26 cm.

La partie SFT entoure le détecteur au silicium dans la région centrale. Il est constitué de 8 cylindres concentriques, d'un rayon de 20 à 30 cm. Chacun de ces cylindres comporte deux couches de fibres scintillantes d'axe parallèle à l'axe du faisceau, une des couches

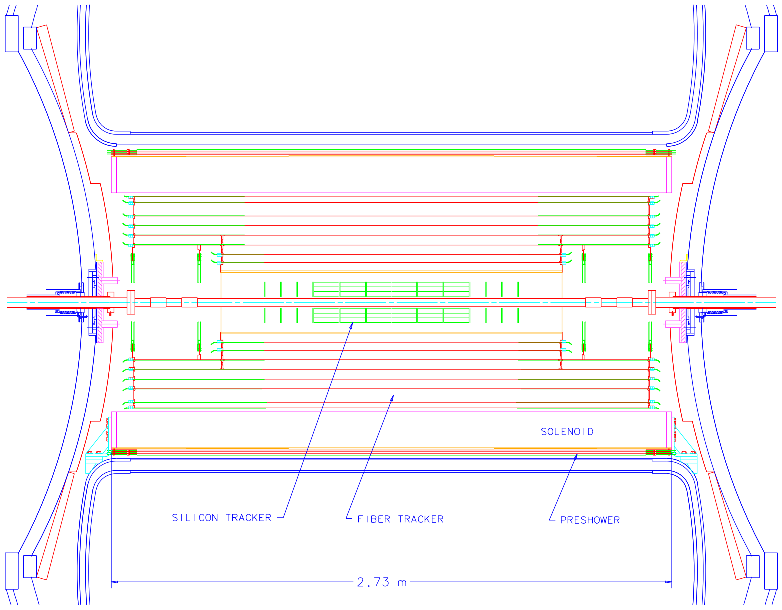


FIG. 2.17: *Détecteur de traces de DØ. Au centre se trouvent les six cylindres du SMT, avec ses 14 disques. Autour se trouvent les 8 cylindres du CFT.*

étant décalée circulairement d'un demi rayon de fibre par rapport à la couche précédente. Les fibres font 835 μm de diamètre. Le CFT joue deux rôles, premièrement, avec le SMV, il participe à la reconstruction des particules chargées pour $|\eta| \leq 2$. Deuxièmement, il fournit des candidats de traces pour le niveau de déclenchement 1, pour $|\eta| \leq 1,6$.

Les performances du détecteur sont :

- une efficacité d'étiquetage des jets b $> 50\%$, avec un taux de réjection de 50 pour les jets légers ou une efficacité de 35 % pour un taux de réjection de 200,
- une efficacité de reconstruction des traces isolées de 99%,
- une résolution sur l'impulsion de 8 % pour un p_t de 50 GeV.

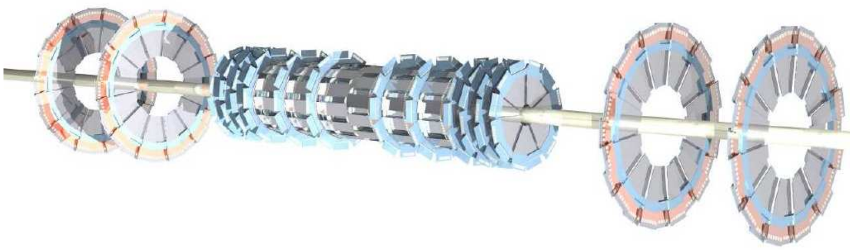


FIG. 2.18: *Vue éclatée du SMT.*

En résumé, on peut comparer le détecteur de traces de DØ avec celui d'ATLAS, pour la partie la plus proche du faisceau :

- DØ utilise comme ATLAS une technologie basée sur le silicium,
- au lieu de pixel, DØ utilise des micro-pistes, de largeur identique aux pixel d'Atlas (50 μm),
- DØ utilise la même technologie pour les 4 couches de son détecteur au silicium, là où Atlas n'utilise les pixels que pour les deux premières couches, et passe ensuite aux micro-rubans,
- il n'y a pas d'équivalent à la couche B d'Atlas pour DØ,
- pour DØ, les disques sont interposés entre les cylindres du détecteur.

Calorimétrie

La partie électromagnétique est détaillée dans le chapitre 3. Le calorimètre hadronique comporte deux parties. Une région où la segmentation est fine, "Fine Hadronic" (FH) et une région plus grossière, "coarse hadronique" (CH).
Dans la partie centrale, le FH est constitué de 16 modules, divisés en 3 couches. Les absorbeurs font 6 mm et sont constitués d'un mélange uranium-nobium (2%). Dans le CH, l'épaisseur des absorbeurs est de 46,5 mm et ne comporte pas de division longitudinale. La couverture en η est $|\eta| \leq 1{,}0$.
Dans les bouchons, trois roues concentriques constituent le calorimètre hadronique. La roue la plus interne (IH, "Inner Hadronic") comporte un seul module, avec 4 divisions longitudinales pour la partie FH et une seule pour la partie CH. Les absorbeurs de la partie "fine" sont des plaques d'uranium de 6 mm, et des plaques d'acier de 46,5 mm pour le CH.
Les deux roues externes sont constituées de 16 modules. La roue MH (middle hadronic) a la même structure que la roue interne, alors que la roue la plus externe OH (Outer Hadronic) n'est constituée que d'absorbeurs en acier.

La résolution du calorimètre hadronique attendue est :

- $\frac{49\%}{\sqrt{E}} \oplus 5,0\%$ pour la partie centrale et,
- $\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 4,0\%$ pour les bouchons.

Les différences et similitudes avec Atlas sont :

- l'argon liquide est utilisé pour les deux expériences,
- les absorbeurs sont le plomb pour Atlas et l'uranium et acier pour DØ,
- Atlas utilise une géométrie en accordéon, et DØ une structure pseudo-projective,
- Atlas utilise des tuiles de scintillateur dans la partie hadronique.

Sytème à muons

Le détecteur pour les muons se décompose en deux parties :

- un ensemble de "drift tubes" pour la mesure de l'impulsion des muons,

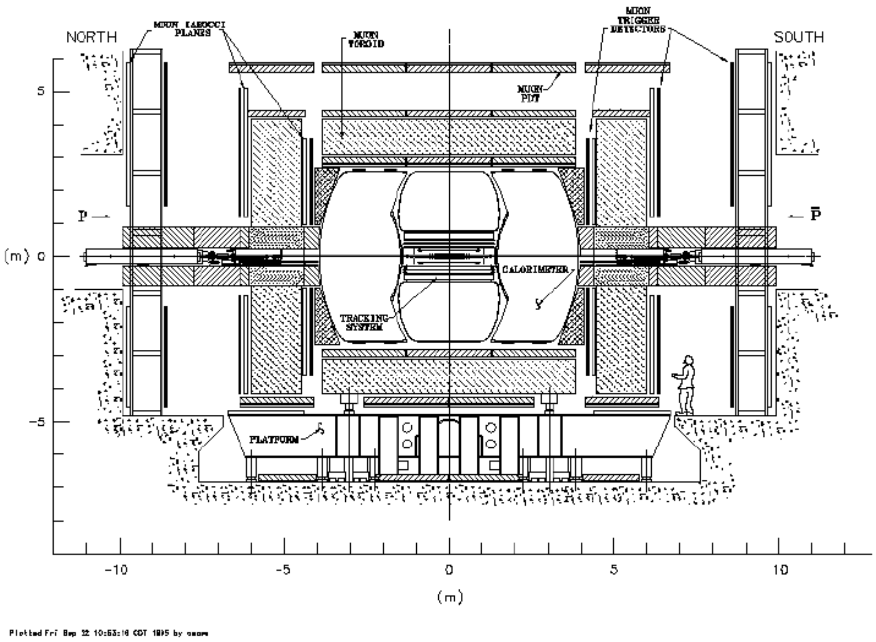


FIG. 2.19: *Vue d'ensemble du détecteur à muons de DØ.*

– des couches de scintillateurs pour le déclenchement.

Dans la partie centrale [19], couvrant une zone $|\eta| \leq 1$, les "drift tubes" sont appelés "PDT", et forment trois couches rectangulaires concentriques. La couche A est située entre le calorimètre et le fer de l'aimant toroïdal, et les couches B et C au-delà. Chaque PDT mesure 4×2,5 pouces.
Dans les parties avant [20], couvrant la zone $1 \leq |\eta| \leq 2$, les éléments "drift tubes" sont appelés des MDT et mesurent 1×1 cm, et forment également trois couches A, B et C.
Il y a deux couches de scintillateurs dans la partie centrale, la première est placée contre la couche A des PDT et appelée A-ϕ, la deuxième est placée sur la face externe de la couche C et est appelée "cosmic cap". Dans les parties avant, il y a trois couches de scintillateurs placées respectivement devant les couches A, B et C des MDT.

Les performances du système à muons sont :

– couverture spatiale qui s'étend jusqu'à $|\eta| \leq 2$, la couche A ne couvrant pas une zone en ϕ entre 225 et 315 degrés, l'acceptance géométrique est de 85 %,
– 75% des muons de haute impulsion touchent au moins deux couches, et plus de 90% au moins une couche,
– la résolution est de $\frac{0{,}18}{p_t} \oplus 0,003$.

Les différences par rapport à Atlas sont

– la structure rectangulaire, au lieu d'un arrangement circulaire,
– DØ utilise la même technologie sur tout le détecteur pour les mesures d'impulsion et pour le déclenchement, au lieu de deux pour Atlas.

Champ Magnétique

Le champ magnétique de 2 T dans le détecteur interne est produit par un aimant supraconducteur (figure 2.21) de 2,7 m, composé de bobines d'alliage AlCuNbTi, réparties sur deux couches. Il mesure 2,73 m de long et 1,42 m de diamètre . Il est refroidi par hélium et avec son cryostat, il a une épaisseur de 0,9 longueur de radiation.

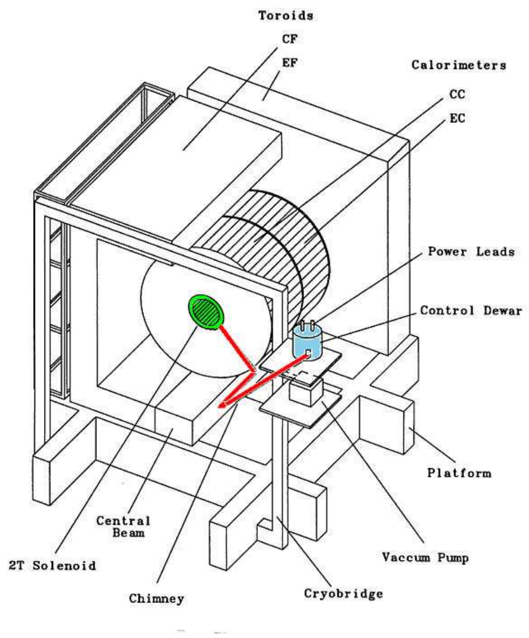


FIG. 2.20: *Système magnétique de DØ.*

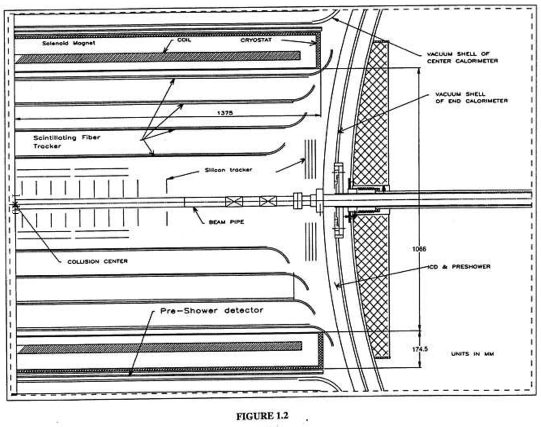


FIG. 2.21: *Détail du solenoïde de DØ.*

Dans le détecteur à muons, le champ est produit par un ensemble de 3 aimants à fer (figure 2.20), une partie centrale (CF) et deux parties (EF) de part et autre. Pour la partie centrale, un champ de 1,9 T est crée par 20 bobines qui entourent le coeur en fer d'une épaisseur de 1,10 m. Enfin, huit bobines fourniront un champ de 2 T dans chaque EF.
Le toroïde central forme un cube de 4,27 m de coté et les deux EF ont une épaisseur de 1,53m.

Chapitre 3

Calibration du calorimètre argon liquide de DØ

3.1 Calorimétrie électromagnétique

Afin de bien comprendre les sources d'erreurs dans un calorimètre, il est nécessaire de connaître en détail le principe de fonctionnement d'un tel détecteur. Je présenterai donc dans une première partie, les principes théoriques des processus utilisés [21] [22].

3.1.1 Principes

Calorimétrie à basse énergie

La calorimétrie des particules interagissant électromagnétiquement est utilisée depuis de nombreuses années. Elle repose sur des phénomènes simples et bien compris que j'exposerai ici. Dans cette première partie, je présente les effets prépondérants à basse énergie. Lorsque l'énergie des particules est plus importante, d'autres processus deviennent majoritaires. Ceux-ci seront détaillés dans une deuxième partie.

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu faiblement conducteur, elle crée des ions qui sous l'action d'un champ électrique sont récupérés sur une électrode, donnant un signal électrique qui est mesuré. Ceci concerne les électrons, dans le cas des photons, prenons un exemple en suivant la création et le développement d'une cascade électromagnétique (il s'agit plutôt de mini-cascade à faible énergie, on verra dans le chapitre suivant qu'à plus haute énergie celles-ci sont plus complexes).

Un photon gamma de quelques MeV crée en une paire électron-positron. L'électron est absorbé dans le matériau par ionisation et le positron s'annihile avec un autre électron. Ce processus donne naissance à deux photons qui interagissent par effet Compton. Une partie de l'énergie est transféré à l'électron et une partie à un nouveau photon. Les électrons sont absorbés, les photons donnent lieu soit à nouveau à un effet Compton, soit donnent totalement leur énergie à un électron par effet photo-électrique.

D'autres techniques sont également utilisées, utilisant soit la photoluminescence, soit l'émission de rayonnement Cerenkov. Dans le premier cas, des molécules excitées par le passage de la particule émettent un rayonnement qui est capté à l'aide de photodétecteur. Dans le deuxième cas, la particule se déplaçant à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu, elle émet des photons qui sont comme précédemment recueillis par un photodétecteur.

Cascade électromagnétique

Lorsque l'énergie des particules devient plus importante, d'autres processus prennent le pas sur ceux évoqués précédemment.
Dans le cas des photons, la création de paires électron-positron devient majoritaire devant les interactions Compton et l'effet photo-électrique. Lorsque les électrons et les positrons traversent de la matière, ils interagissent avec le champ électrique des atomes présents par interaction de Coulomb. Ils émettent alors un ou plusieurs photons dont l'énergie décroît exponentiellement jusqu'à l'énergie de la particule initiale. La plus grande proportion de ces photons ont toutefois une fraction faible de l'énergie de l'électron ou du positron qui l'a émis. Ce mécanisme qui est le mode principal de perte d'énergie pour les particules chargées de haute énergie est appelé Bremstrahlung.

L'énergie à partir de laquelle cette interversion (passage photo-électrique $\rightarrow$ création de paires e+e- pour les photons et ionisation $\rightarrow$ Bremstrahlung pour les électrons) se produit dépend du matériau traversé. Cette énergie critique (ϵ_c) diminue avec le nombre atomique du matériau et est approximativement inversement proportionnelle à celui-ci (figures 3.1, 3.2, 3.3 et 3.4).

Ces changements de régimes à haute énergie modifient sensiblement l'aspect de la propagation des particules dans le calorimètre. Les photons créent des paires électron-positron qui à leur tour émettront un ou plusieurs photons qui créent des paires etc. etc.. Le nombre de particules devient très important et l'on a alors une véritable cascade électromagnétique (figure 3.5).

En dessous de ϵ_c, les photons ne produisent qu'un seul électron qui n'émet aucun photon. En suivant la progression longitudinale de la cascade, le nombre d'électrons et de positrons présents augmente très rapidement jusqu'à un maximum. La création de ces particules continuera jusqu'à ce que l'énergie moyenne des particules atteigne l'énergie critique. À partir de ce moment, le nombre des particules diminue au fur et à mesure qu'elles sont absorbées selon les processus décrits dans le chapitre précédent.

Le développement de la gerbe dépend du matériau traversé. Par exemple, dans l'uranium, la progression se fait plus longtemps car l'énergie critique est plus faible, et des particules continuent à être créées. Dans le cas du carbone, l'énergie moyenne des éléments composant la gerbe électromagnétique est arrivée plus tôt à ϵ_c (celle-ci étant

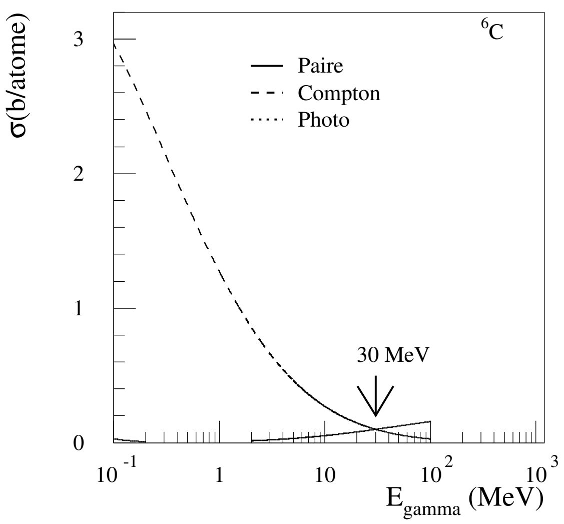


FIG. 3.1: *Section efficace pour la production de paires e+e-, l'interaction Compton et l'effet photo-électrique en fonction de l'énergie du photon, dans le carbone.*

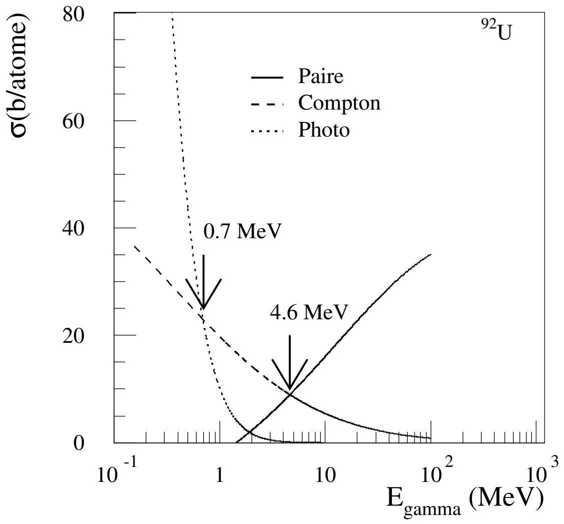


FIG. 3.2: *Dans l'uranium*

plus faible, aussi bien dans le cas des photons que dans celui des électrons), et la longueur finale atteinte est plus faible.

Aussi, on préfère décrire le développement longitudinal d'une cascade par un paramètre X_0 (appelé longueur de radiation) dépendant du matériau. On définit cette longueur comme étant la distance que parcourt un électron de haute énergie avant de perdre en moyenne 63,7% (1-1/e) de son énergie par rayonnement.
Si l'on exprime la perte en énergie d'un électron par unité de longueur

$$(\frac{\Delta E}{\Delta x})_{radiation} = -E(\Delta x / X_o) \tag{3.1}$$

et que l'on intègre cette équation, on obtient l'énergie moyenne perdu par un électron d'énergie initial E_0 traversant une longueur x de matériaux

$$< E >= E_0 e^{\frac{-x}{X_0}} \tag{3.2}$$

Une expression approchée pour X_0 est :

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} (g/cm^2) \tag{3.3}$$

où A est la masse atomique et Z (entre 13 et 95) le nombre atomique du matériau.
Exprimé en fonction de ce paramètre, le profil de la gerbe est alors à peu près identique quelle que soit la matière considérée. Un résultat intéressant est qu'il faut environ 25 X_0 pour contenir au moins 99% de la cascade produite par des électrons de 10 GeV. Ceci

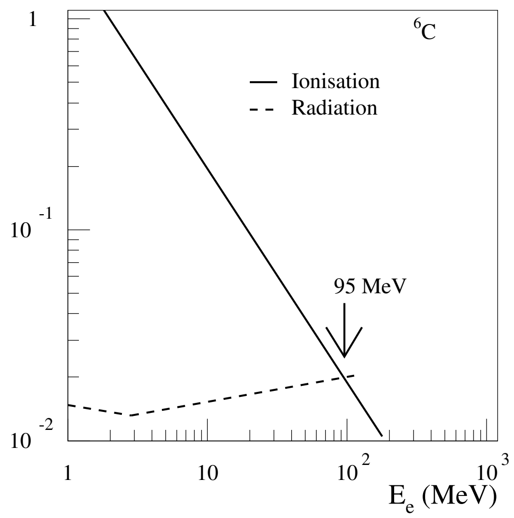


FIG. 3.3: *Fraction d'énergie perdue par ionisation ou radiation en fonction de l'énergie de l'électron, donnée ici dans le cas du carbone.*

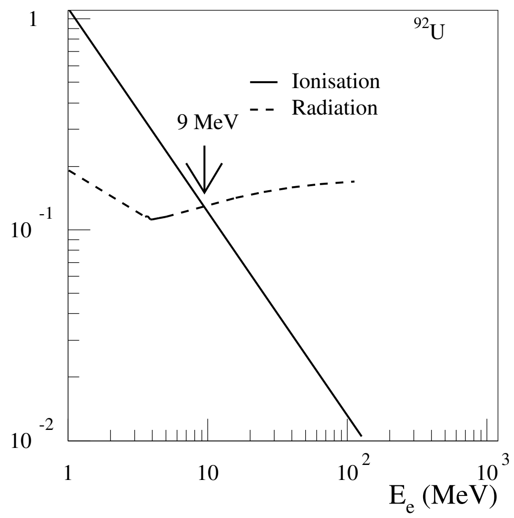


FIG. 3.4: *Dans l'uranium.*

correspond à 14 cm de plomb, 44 cm de fer ou 220 cm d'aluminium.
Enfin, cette longueur de radiation est pratiquement égale (7/9) à la distance moyenne que parcourt un photon avant de se convertir en une paire électron-positron.
Un standard pour la simulation de ces processus est EGS4 [23].

On peut utiliser un modèle simplifié pour décrire le développement de la cascade. Prenons un électron d'énergie initiale E_0. Au bout d'une longueur de radiation X_0 celui-ci aura émit un photon par Bremstrahlung d'énergie $E_0/2$, l'électron conservant une énergie égale, $E_0/2$. Au bout d'une deuxième longueur de radiation, le photon crée une paire électron-positron d'énergie $E_0/4$. Pendant ce temps, l'électron initial émet un nouveau photon d'énergie $E_0/4$.
Au bout de l longueurs de radiation, on aura donc 2^l particules d'énergie

$$\epsilon = E_0/2^l \tag{3.4}$$

Ce processus se poursuit jusqu'a cette énergie soit égale à ϵ_c, où l'on suppose alors qu'il n'y a plus de pertes par rayonnement possible. Dans ce modèle, la cascade électromagnétique atteint un maximum et cesse subitement.
La longueur finale de la gerbe l_0 exprimée en unité de longueur de radiation est alors

$$l_0 = \frac{ln\frac{E_0}{\epsilon_c}}{ln2}. \tag{3.5}$$

Le nombre total de particules à ce maximum est alors N_p

$$N_p \quad = \quad e^{l_0 ln2} \tag{3.6}$$

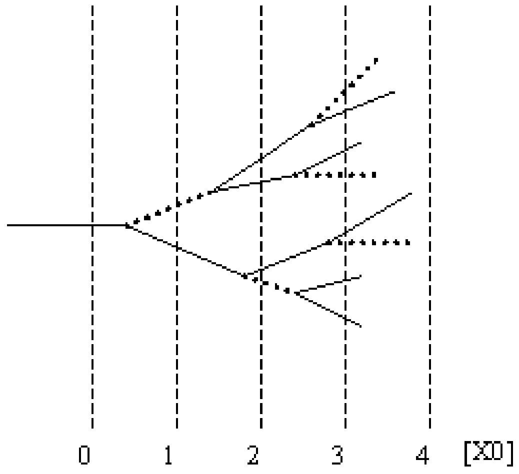


FIG. 3.5: *Cascade électromagnétique produite par une particule (ici un électron) de haute énergie interagissant dans un matériau.*

$$= \frac{E_0}{\epsilon_c}$$

Bien que ce modèle soit simpliste, il donne les principales caractéristiques qualitatives de la gerbe.

Calorimètre à segmentation

Un calorimètre à segmentation utilise les principes définis précédemment, mais cette fois-ci, le milieu est constitué de couches superposées d'absorbeur et de milieu actif. On ne mesure plus ici toutes les particules de la gerbe mais seulement celles dans le milieu actif. L'intérêt de ce genre de calorimètre est d'être moins coûteux à produire et d'autre part l'utilisation d'un milieu homogène est impraticable lorsque l'énergie des particules devient importante. Cette technologie est celle utilisée le plus souvent dans les expériences de physique des particules et permet de garder une taille de détecteur raisonnable

Les particules émises dans les absorbeurs sont perdues, on ne mesure donc plus qu'une partie de l'énergie de la particule initiale. On parle alors de rapport d'échantillonnage

$$R_{\mathrm{e}} = \frac{\mathrm{E}_{(\text{matériau actif})}}{\mathrm{E}_{(\text{totale})}} \tag{3.7}$$

Ce rapport est de l'ordre du rapport en masse du matériau absorbeur sur le matériau actif. Dans le cas où le milieu actif est un solide ou un liquide, ce rapport varie typiquement entre 1 et 10 %. Pour des milieux gazeux, il est beaucoup plus faible , de l'ordre de 10^{-4}.

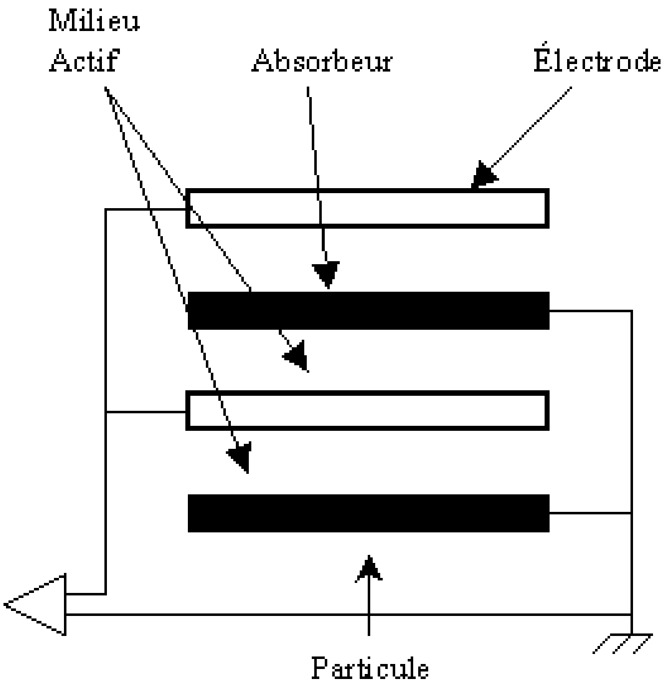


FIG. 3.6: *Principe d'un calorimètre à segmentation. Des couches de matériaux denses sont interposées entre des couches de matériaux dits actifs. Ce sont ces dernières qui fournissent le signal récupéré par le système de lecture.*

Pour comprendre l'influence de la segmentation sur l'incertitude sur l'énergie des particules, il est nécessaire de détailler différents effets. On ne considère ici que le cas où le matériau actif est un liquide.
La majeur partie des particules de la gerbe sont des électrons de basse énergie. Ceux-ci perdent alors leur énergie par ionisation dans le milieu actif. Les ions ainsi créés sont collectés sur une électrode placée dans le milieu actif entre deux absorbeurs grâce à un champ électrique (les électrodes sont sous haute tension alors que les absorbeurs sont reliés à la masse).

Ces électrons peuvent être produits soit dans les absorbeurs, soit dans le milieu actif. Les premiers ne contribuent pas au signal car ils atteignent rarement le milieu actif à cause de leur faible portée (pour des électrons de 1 MeV, celle-ci est de 0,4 mm dans l'uranium), et la fraction de ceux qui l'atteignent est inversement proportionnelle à l'épaisseur de l'absorbeur.
Les seconds par contre, contribuent tous au signal, et la proportion qu'ils représentent par rapport à l'ensemble des particules produites est liée au rapport d'échantillonnage. Dans les deux cas, le nombre d'électrons contribuant au signal est inversement proportionnel à l'épaisseur des absorbeurs et la fluctuation statistique de ce nombre introduit un terme sur l'incertitude sur l'énergie qui s'exprime comme

$$\frac{\sigma(E)}{E} = c\sqrt{\frac{a_{abs}}{E}} \tag{3.8}$$

où a_{abs} est l'épaisseur des absorbeurs. Ce terme est de l'ordre de 5 à 10 % au moins.

Electronique de lecture

Le signal issu des électrodes doit être récupéré, amplifié, mis en forme et calibré afin d'obtenir la mesure finale, et c'est le rôle dévolu à l'électronique de lecture. Il n'y a pas de règles générales concernant celui-ci et je donne juste ici une liste de critères qu'elle doit remplir :

- assurer une bonne résolution en énergie
- assurer la linéarité entre le signal et l'énergie
- donner une réponse uniforme sur tout le détecteur
- minimiser l'espace occupé, afin de ne pas compromettre la bonne hermiticité du détecteur par la présence de matière morte
- être rapide, surtout dans les collisionneurs hadroniques actuels où le taux de collisions et le nombre de particules produites sont importants
- être résistant aux radiations
- rester stable au cours du temps
- ne pas être sensible aux champs magnétiques
- permettre la calibration

Le bruit électronique, l'amplification du signal ajoute un terme à l'erreur sur l'énergie mais celui-ci est proportionnel à 1/E plutôt qu'à $1/\sqrt{E}$.

3.2 Le calorimètre électromagnétique de DØ

3.2.1 Structure

La description du détecteur DØ est détaillée dans le chapitre 2.2.4. Le calorimètre électromagnétique de DØ est un calorimètre à segmentation. Les absorbeurs sont constitués d'uranium tandis que le milieu actif est de l'argon liquide. L'utilisation de l'uranium permet de conserver une géométrie compacte (longueur de radiation plus courte du fait du grand nombre atomique Z). Sur la figure 3.7 est représenté l'ensemble de la calorimétrie de DØ. La partie proprement électromagnétique est située le plus près de la ligne de faisceau et est entourée par la partie hadronique.
La partie centrale recouvre une zone en η d'à peu près $\pm$ 1. Deux bouchons portent la couverture spatiale jusqu'à $|\eta| = 4$ (figure 3.8).
η est la pseudo-rapidité et est définie comme $-ln(tan\frac{\theta}{2})$, où θ est l'angle fait avec l'axe du faisceau. ϕ est l'angle noté dans le plan (x,y) perpendiculaire à l'axe du faisceau.

La partie électromagnétique est subdivisée longitudinalement et transversalement en cellules dont la granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi$ = 0,1×0,1. En s'éloignant du faisceau, on trouve 4 couches superposées. La couche trois est celle dans laquelle les particules

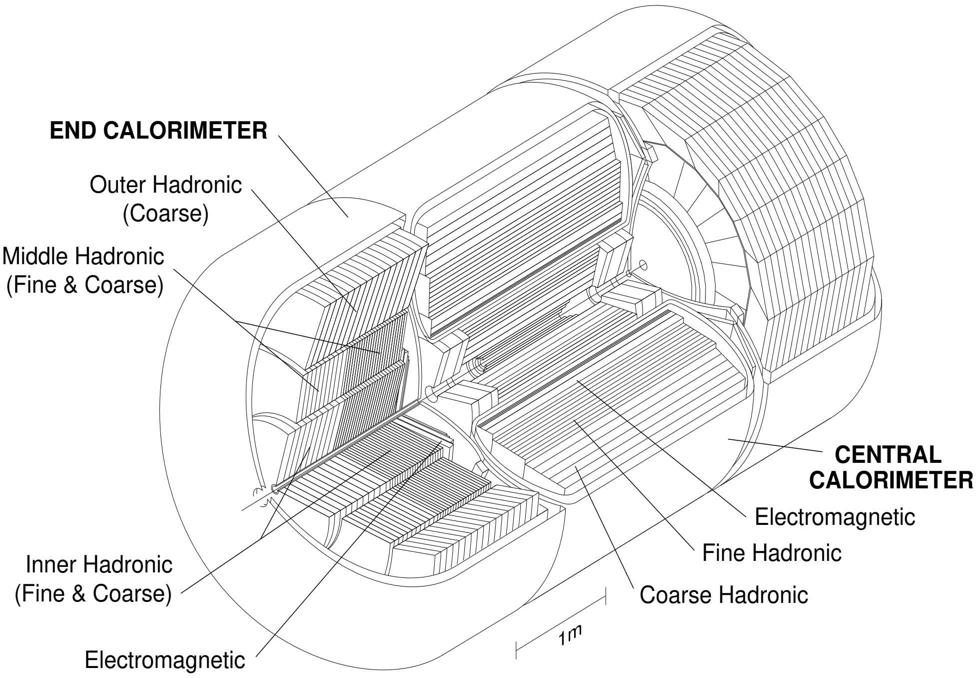


FIG. 3.7: *Calorimètre du détecteur DØ.*

électromagnétiques vont déposer la plus grande partie de leur énergie. La granularité de celle-ci est double des autres couches (0,05×0,05). Cette granularité plus fine est utilisée afin de mesurer la position de la particule et la résolution est de l'ordre de 2mm (RunI).

Une cellule est constituée d'une succession alternée de couches d'absorbeur et d'argon liquide. Entre chaque absorbeur est placé une électrode avec un plan de lecture qui collecte le signal par couplage capacitif. Cette dernière est insérée entre deux plaques constituées d'un mélange d'époxy et de fibre de verre (appelé G-10).Une couche résistante d'époxy recouvre les faces des plaques de G10 situées du coté de l'argon liquide.

L'espacement rempli d'argon liquide fait 2,3 mm, et les absorbeurs ont une largeur de

	Partie centrale	Bouchons
Rayon interne (cm)	84,1	entre 84 et 104
Rayon externe (cm)	104,5	5,7
Nombre de modules	32	4
Longueur de Radiation	20,5 X0	20,1 X0
Extension en η	-1,1 à 1,1	de 1,5 à 3,8
Epaisseur des absorbeurs (cm)	0,3	0,4
Epaisseur d'argon liquide (cm)	0,23	0,23
Epaisseur des électrodes de mesure (mm)	2× 0,5	2× 0,5
Nombre de cellules	10368	7488
Haute tension appliquée	2,0 à 2,5 kV	2,0 à 2,5 kV

TAB. 3.1: *Dimensions générales du calorimètre électromagnétique de DØ.*

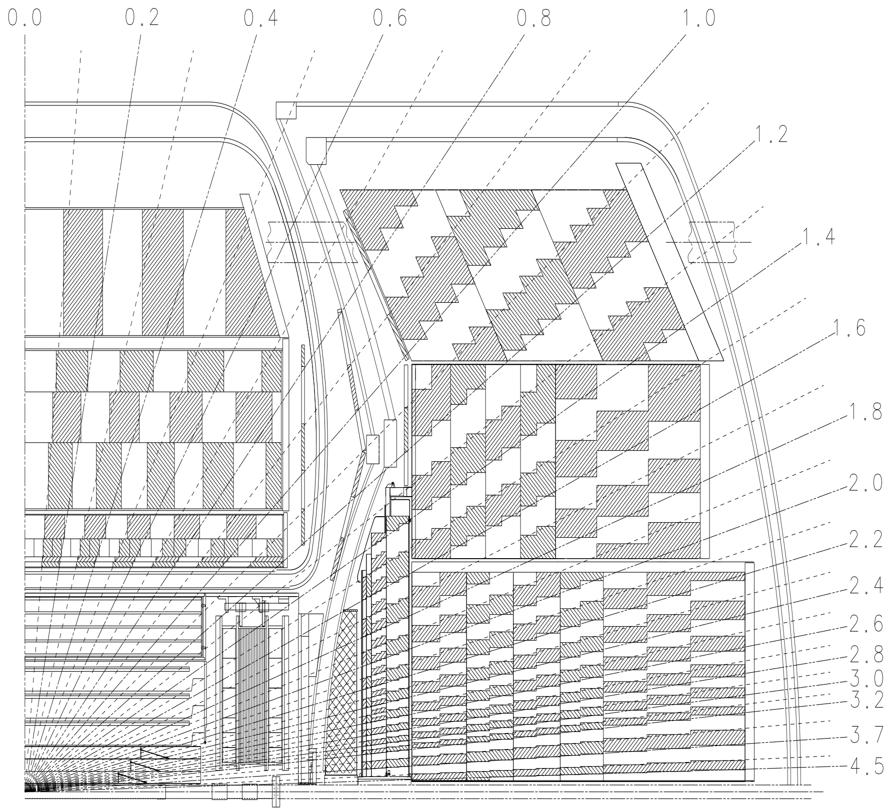


FIG. 3.8: *Détail du calorimètre du détecteur DØ, divisé en tour pseudo-projectives.*

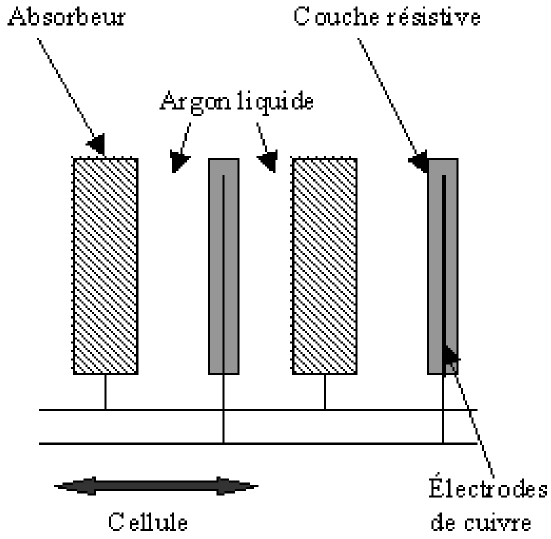


FIG. 3.9: *Détail d'une cellule du calorimètre électromagnétique.*

3 mm dans la partie centrale et de 4 mm dans les bouchons.
Un champ électrique de 2,0 à 2,5 kV est appliqué entre les absorbeurs et les électrodes, et le temps de propagation des électrons dans l'argon liquide est alors de 450 ns.

3.2.2 Electronique

Le signal en provenance de chaque cellule est transporté à travers un câble coaxial jusqu'au 'feed through port' permettant la traversée du cryostat. Il est ensuite envoyé jusqu'aux pré-amplificateurs, situés près du détecteur afin de limiter le bruit [25].
Finalement, la sortie des pré-amplificateurs est envoyée à travers une trentaine de mètres de câbles vers un soustracteur de ligne de base (BLS), un circuit de mise en forme et un échantillonneur de signal .
Ce dernier prend un échantillon du signal juste avant la croisée des faisceaux et 0,4 μs après. La différence entre les deux valeurs ainsi obtenues est alors digitalisée (cette différence est proportionnelle à la charge collectée), et suivant la valeur de celle-ci, un coefficient multiplicatif entre 1 et 8 lui est appliquée. Ceci permet d'augmenter l'échelle dynamique de l'électronique. La digitalisation est effectuée par des convertisseurs analogique-digital (ADC), et l'échelle dynamique totale est alors de 2^{15}. Les valeurs d'amplification ont été ajustées de manière à ce que une valeur ADC de 1 corresponde à environ 3,75 MeV.

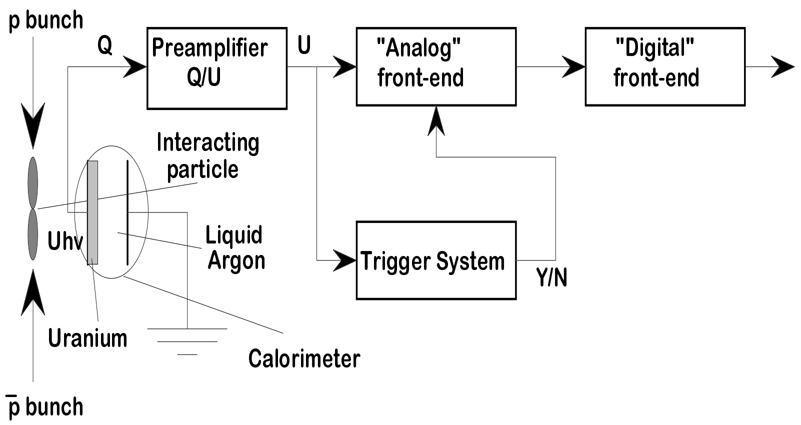


FIG. 3.10: *Diagramme de parcours du signal électronique.*

3.2.3 Résolution en énergie

Les performances du calorimètre se décomposent en trois termes :

$$(\frac{\sigma_E}{E})^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} \tag{3.9}$$

où

- C est la contribution provenant entre autres des erreurs de calibration
- S les fluctuations statistiques, dues au rapport d'échantillonnage
- N est le terme dû au bruit électronique

Les valeurs de ces différentes contributions obtenues à partir des résultats en faisceaux test (RunI), sont dans les bouchons

$$\begin{aligned} \mathrm{C} &= 0,003 \pm 0,002 \\ \mathrm{S} &= 0,157 \pm 0,005\sqrt{GeV} \\ \mathrm{N} &\approx 0,140 GeV \end{aligned} \tag{3.10}$$

et de

$$\begin{aligned} \mathrm{C} &= 0,015 \\ \mathrm{S} &= 0,13\sqrt{GeV} \\ \mathrm{N} &\approx 0,4 GeV \end{aligned} \tag{3.11}$$

dans la partie centrale.

3.3 Calibration

La relation entre l'énergie, E, et le comptage ADC mesuré, a_i, d'un objet électromagnétique dans la couche longitudinale n du calorimètre électromagnétique est donnée par l'équation (3.12) :

$$E = \alpha \sum_i^n \beta_i a_i + \gamma \tag{3.12}$$

où α est l'échelle d'énergie globale, β_i sont les termes de sampling ($\sum_i^n \beta_i = 1$) et γ est le biais. En principe, α, β_i et γ dépendent de η et de ϕ, la pseudo-rapidité et l'angle azimutal, définie au centre du détecteur. De plus ces quantités peuvent varier au cours du temps.

Le terme γ est négligé dans le cas étudié ici et l'on suppose que seul α varie au cours du temps. Cette variation est paramétrée comme indiqué par l'équation (3.13)

$$\alpha(t) = \alpha(0)(1 + \varepsilon) \tag{3.13}$$

où ε est de l'ordre du pourcent. Le but présent est de déterminer $\varepsilon(\eta, \phi)$ simultanément dans différentes zones en η et ϕ du calorimètre. Pour cela, les événements $Z \longrightarrow e^+e^-$ produits dans le processus Drell-Yan seront utilisés en minimisant un likelihood basé sur la distribution en masse invariante des paires e^+e^-. On utilise les données de la simulation détaillée du détecteur afin d'obtenir une courbe de référence de cette distribution. On modifie arbitrairement cette distribution en agissant sur les termes α comme indiqué dans (3.13) et à l'aide de l'algorithme présenté dans les chapitres suivants, on détermine les nouveaux coefficients de calibration [30].

3.4 La procédure

3.4.1 Définitions

On utilise par la suite le terme de zones de calibration. Comme il l'a été indiqué dans le chapitre précédent, les coefficients α de correction de l'échelle d'énergie dépendent à priori de η et de ϕ, avec pour limite la granularité du calorimètre 0,1$\times$ 0,1 (ou 0,05$\times$0,05 pour la troisième couche). Or, comme on ne peut espérer calibrer chaque cellule élémentaire de cette partie du détecteur à cause de l'importante statistique que cela nécessiterait, on travaillera plutôt sur des éléments plus importants en divisant celui-ci en plusieurs sous-parties. Ce sont ces divisions arbitraires qui constitueront nos zones de calibration (figure 3.11).

3.4.2 Lots d'événements

Les événements utilisés ici ont été générés lors de la phase MCC99 (Monte Carlo Challenge) à DØ. Dans un premier temps, ces événements ont été simulés avec Pythia par le processus Drell-Yan $p\bar{p} \longrightarrow Z + X$, en y incluant les états de radiation initiaux et finaux. Les particules stables ont été traitées par DØG* [26], la version de GEANT3 [27] de

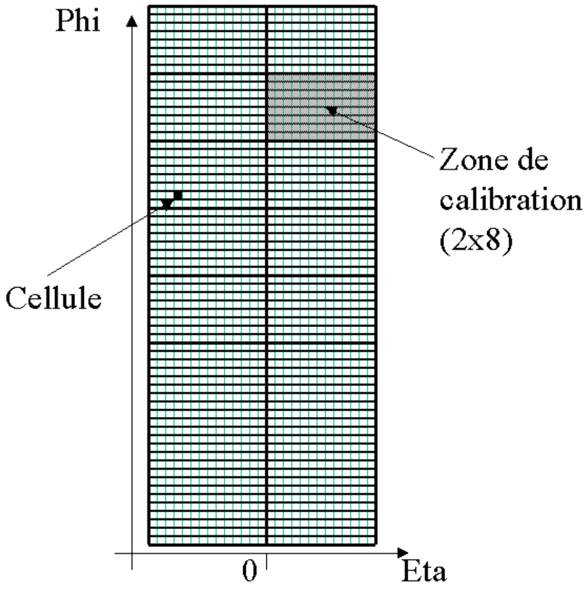


FIG. 3.11: *Exemple de découpage du calorimètre électromagnétique (ici la partie centrale) en zones de calibration. Dans le cas présent, il s'agit d'un découpage en 48 zones. La partie centrale du calorimètre est alors divisée en deux parties égales suivant η et en huit parties suivant l'angle azimutal ϕ. Une des zones est grisée afin d'avoir un ordre de grandeur de la taille relative de celles-ci avec la taille d'une cellule du calorimètre (ici, granularité de 0,1$\times$0,1).*

DØ adoptée pour l'amélioration du détecteur au Run II. La simulation de la gerbe électromagnétique et la distribution détaillée de la matière dans le détecteur sont prises en compte à ce niveau.
Enfin, les événements ont été reconstruits avec le programme de reconstruction du détecteur , DØRECO [28]. Les clusters électromagnétiques ont été créés à partir des cellules du calorimètre grâce à un algorithme de cône simple. À partir d'une cellule initiatrice, l'énergie déposée dans un cône $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de 0,3$\times$0,3 (pour la partie centrale du détecteur, un cône de 20 cm de rayon est utilisé dans les bouchons) autour de celle-ci est sommée afin de constituer l'énergie du cluster.
Le critère d'isolation suivant est ensuite appliqué

$$\frac{E(\Delta R = 0,4) - E(\Delta R = 0,2)}{E(\Delta R = 0,2)} \leq 0,2 \tag{3.14}$$

où $E(\Delta R = 0,4)$ est l'énergie dans une zone $\Delta R = \sqrt{\Delta^2\eta + \Delta^2\phi} = 0,4$ autour du cluster.
Ces critères donnent une efficacité d'environ 79% d'événements avec au moins deux clusters reconstruits (figure 3.12).

Enfin, une série de coupures est appliquée dans la sélection des événements :

- au moins deux électrons/positrons reconstruits
- chaque particule électromagnétique doit être dans la zone $|\eta| \leq 1,1$ ou $1,5 \leq |\eta| \leq 2,5$,

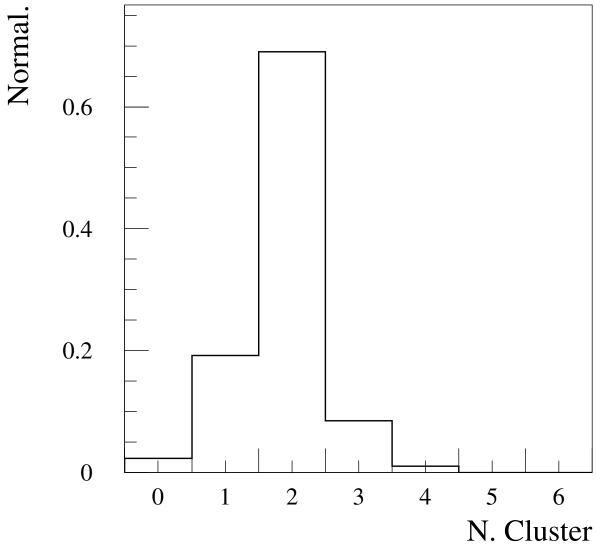


FIG. 3.12: *Nombre de clusters reconstruits et isolés après DØRECO. Normalisé à 1.*

– la masse invariante reconstruite doit être comprise entre $87 \leq m_i \leq 101$ GeV.

La zone en η choisie correspond à la partie du calorimètre qui a la meilleure efficacité de détection (hors des cracks, cf figure 3.13) . Les coupures sur la distribution de la masse invariante sont un compromis entre une statistique la plus importante possible et la minimisation du biais après calibration.
Après ces coupures, il ne reste plus que 40% des événements disponibles pour la calibration, soit un peu plus de 7000.

3.4.3 Détermination de la fonction de likelihood

La fonction de likelihood est définie à partir de la distribution en masse invariante des paires e^+e^- par

$$\mathcal{L} = -\sum_{i}^{N} \ln p_i(\frac{m_i}{m_Z}) \tag{3.15}$$

où p_i est la densité de probabilité que la masse invariante de la paire e^+e^- de l'événement i soit m_i, et m_Z est la masse nominale du Z, 91,2 GeV.

p_i est proportionnel à la distribution de la masse invariante, m_i, des paires e^+e^- reconstruite :

$$m_i^2 = 2E_{1i}^k E_{2i}^l (1 - \cos\theta_i) \tag{3.16}$$

où E_{1i}^k et E_{2i}^l sont les énergies des électrons et des positrons, détectés dans les zones k et l dans l'événement i, en utilisant les coefficients de calibration correctes. θ_i est l'angle entre les deux particules reconstruites. Comme on peut le voir dans cette procédure, p_i contient la forme correcte du signal du Z, incluant les états initiaux et finaux de radiation, ainsi que l'ensemble des effets des matériaux et des erreurs de reconstruction. La figure 3.15

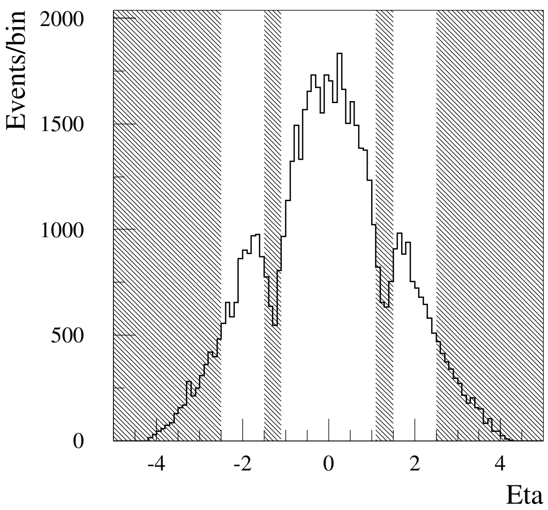


FIG. 3.13: *Distribution en η des électrons, les parties hachurées correspondent aux régions rejetées.*

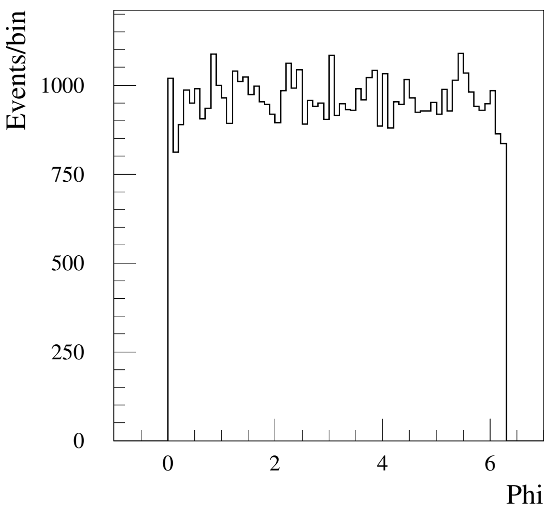


FIG. 3.14: *Distribution en ϕ des électrons.*

montre la distribution obtenue pour p_i. Cette distribution peut être paramétrée suivant la fonction

$$p_i(x) = A \cdot \frac{B}{(x^2 - C)^2 + B} \cdot \frac{1}{x^D} \tag{3.17}$$

où $x = m_i/m_Z$, et les valeurs des paramètres obtenus sont :
$A = 0,1125 \pm 0,0017$, $B = 0,0039 \pm 0,0001$, $C = 1,035 \pm 0,001$ et $D = 3,0 \pm 0,2$. Cette fonction avec ces valeurs de paramètres est également indiquée sur la figure 3.15.

3.4.4 Test de la méthode proposée

Par hypothèse, les coefficients de calibration évoluent suivant l'équation (3.13). Dans ce cas, les $\varepsilon^{k(l)}$ de chaque zone $k(l)$ sont déterminés en minimisant le likelihood de l'équation (3.15) en fonction des variables $\varepsilon^{k(l)}$, où l'on remplace m_i par $\bar{m}_i$ dans (3.16) :

$$\bar{m}_i^2 = m_i^2(1+\varepsilon^k)(1+\varepsilon^l). \tag{3.18}$$

Dans un premier temps, l'évolution des constantes de calibration pour chaque zone k est simulée en choisissant au hasard ε_r^k, suivant une loi gaussienne dont la moyenne est nulle et avec une variance de σ^k. L'énergie de l'électron (positron) détecté dans la zone k est alors modifiée par l'application d'un facteur $1/(1+\varepsilon_r^k)$. Finalement, le likelihood de l'équation (3.15) est minimisé en utilisant la subroutine E04DGF [29] qui permet d'obtenir l'ensemble des coefficients ε_f^k. Les paramètres ε_f^k obtenus sont alors utilisés pour retrouver les constantes de calibration avec un biais b_ε

$$b_\varepsilon = <\varepsilon_r - \varepsilon_f> \tag{3.19}$$

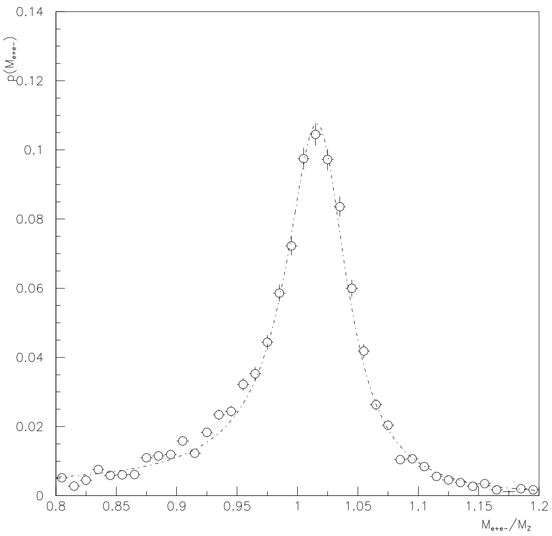


FIG. 3.15: *Distribution de la masse invariante reconstruite des paires e^+e^- provenant de la désintégration du Z par le processus de Drell-Yan (cercles). La courbe est la fonction analytique utilisée dans l'algorithme.*

et une erreur δ_ε

$$\delta_\varepsilon = \sqrt{< (\varepsilon_r - \varepsilon_f)^2 > - b_\varepsilon^2}. \tag{3.20}$$

La moyenne, $<>$, est effectuée sur l'ensemble des zones où les constantes de calibration ont été déformées avec la même variance.

3.5 Résultats

La statistique de 7K paires e^+e^- sélectionnées correspond à une luminosité totale intégrée de 110 pb^{-1}. La figure 3.18 montre la corrélation obtenue entre ε_r^k et ε_f^k pour M = 48 zones du calorimètre avec $\sigma^k = 0,01$.
Les 48 zones correspondent à une division en 8 zones égales en azimut et à 2 zones égales en η respectivement pour la partie centrale (CC) du calorimètre ($-1,1 < \eta < 1,1$) et pour les deux bouchons (EC) ($1,5 < |\eta| < 2,5$).

La distribution de $\varepsilon_r - \varepsilon_f$ est montrée sur la figure (3.19). A partir de cette distribution on obtient :

$$b_\varepsilon = -0,751\ 10^{-3} \pm 0,959\ 10^{-3} \tag{3.21}$$

et

$$\delta_\varepsilon = 6,65\ 10^{-3} \pm 0,755\ 10^{-3} \tag{3.22}$$

Les erreurs indiquées sont seulement statistiques.

La figure 3.20 montre les valeurs obtenues de δ_ε où le nombre de zones, M, à calibrer varie. Dans tous les cas, la partie centrale CC et les deux bouchons EC sont supposés

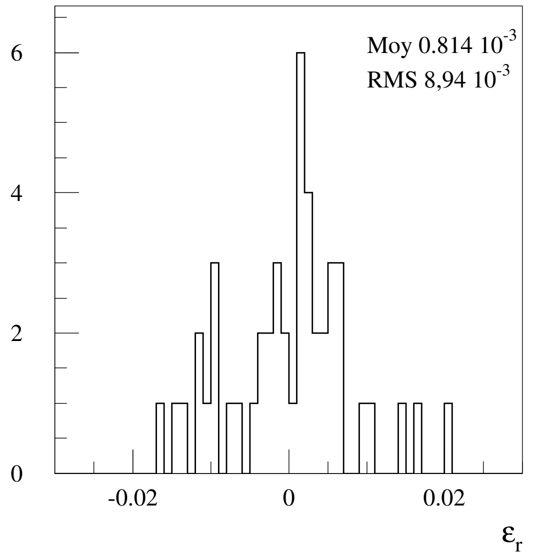


FIG. 3.16: *Distribution des coefficients ε_r^k injectés pour simuler l'évolution des α^k dans le cas de 48 zones. Ici la variance de ces coefficients est de 1%.*

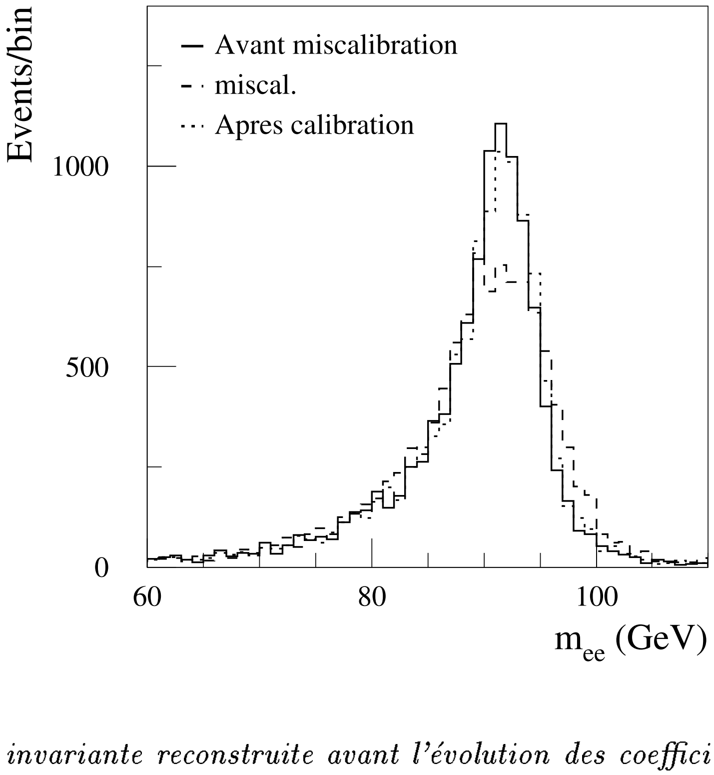


FIG. 3.17: *Masse invariante reconstruite avant l'évolution des coefficients de calibration, après une miscalibration de 3 %, et enfin, une fois les coefficients recalibrés.*

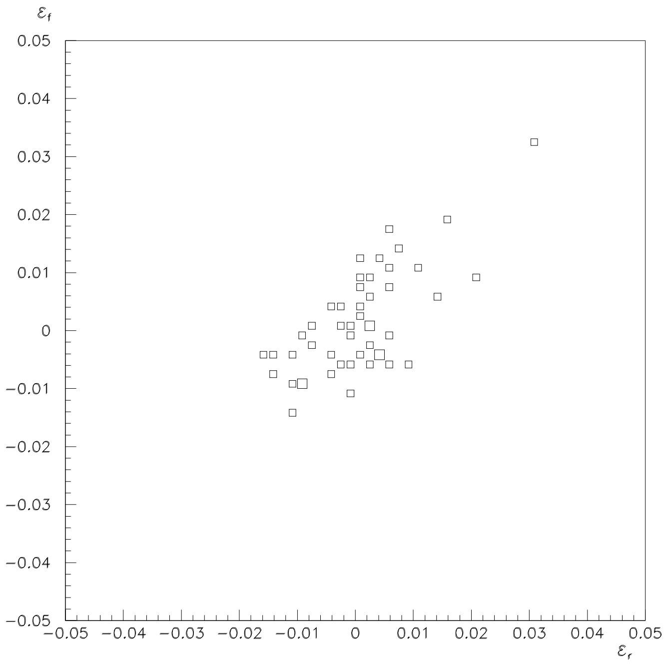


FIG. 3.18: *Corrélations entre ε_r et ε_f .*

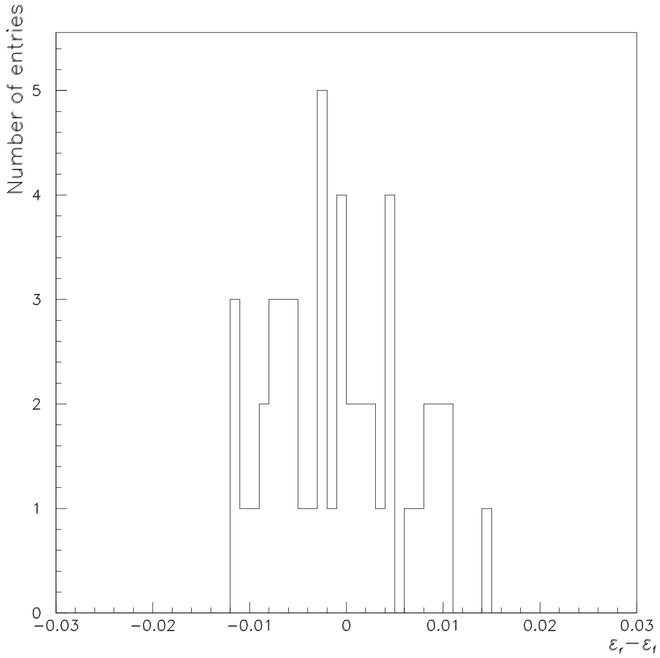


FIG. 3.19: *Distribution de $\varepsilon_r - \varepsilon_f$.*

avoir des constantes de calibration différentes.

$M = 3$ correspond aux cas où il n'y a pas de division en η ni de division azimutale appliquée dans le CC et dans les deux EC.
$M = 12$ correspond au CC et au deux EC avec une division de 2 suivant η et de 2 divisions suivant l'angle azimutal.
$M = 80$ correspond à un CC avec 8 divisions en η, pas de division en η dans les EC et 8 divisions azimutales dans le CC et les deux EC.
Enfin, dans le cas de $M = 256$ zones, il y a 8 divisions suivant η dans le CC, 4 divisions en η dans les deux EC et 16 divisions azimutales dans l'ensemble du détecteur.
À nouveau, une variance $\sigma^k = 0,01$ a été utilisée dans toutes les zones.

La figure 3.21 montre les valeurs obtenues pour δ_ε dans le cas de $M = 48$ en fonction du nombre de paires e^+e^- reconstruites, respectivement $N = 2\text{K}$ et $N = 5\text{K}$. L'évolution obtenue peut être paramétrée suivant :

$$\delta_\varepsilon \sim N^{-d} \tag{3.23}$$

avec

$$d = 0,25 \pm 0,19 \tag{3.24}$$

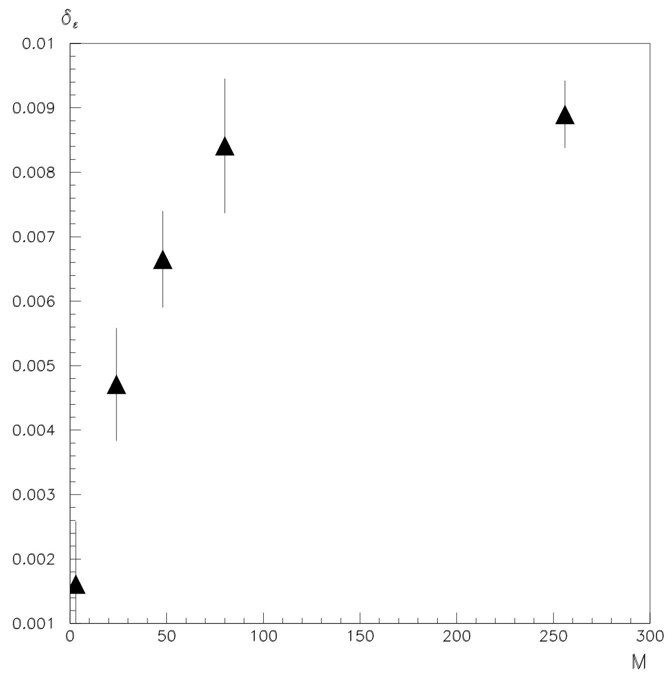


FIG. 3.20: *δ_ε en fonction de nombre de zones de calibration, M.*

Enfin, la dépendance de δ_ε avec σ^k a été étudiée. Parmi l'ensemble des $M = 48$ zones, un certain nombre M_b de "mauvaises" zones ont été aléatoirement choisies. Dans ces zones, l'évolution des constantes α a été augmentée, avec une variance de $\sigma_b^k = 0,03$, les

zones restantes conservant une variation de $\sigma^k = 0,01$.
La figure 3.22 montre les résultats sur δ_ε en fonction de ce nombre M_b de "mauvaises" zones et du nombre de zones conservant un caractère "normal".
Ainsi, avec la statistique de 7K événements Z reconstruits, on peut corriger l'évolution de ces zones jusqu'à $\approx$ 1%, sans altérer le résultat sur les zones initialement décalibrées à 1%, et que l'on peut ramener à $\approx$ 0,6%.

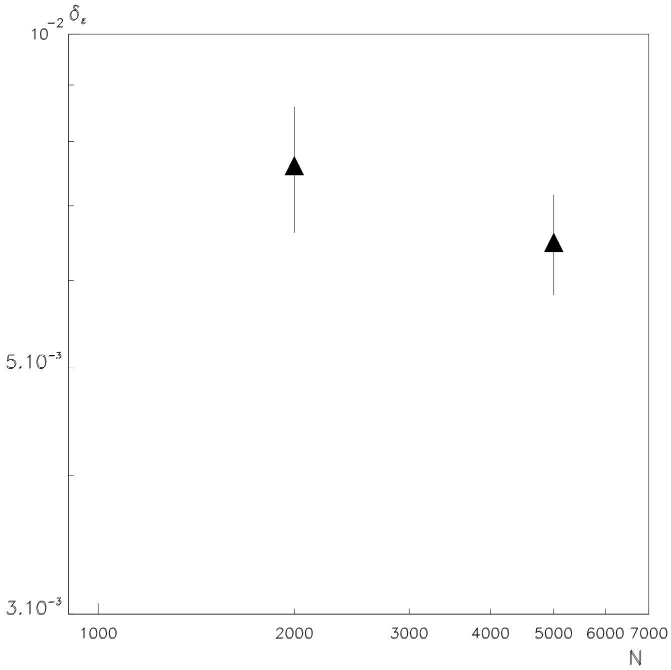


FIG. 3.21: *δ_ε en fonction du nombre de paires e^+e^- reconstruit, N.*

3.6 Conclusion

En conclusion de cette étude, l'algorithme utilisé pourra donner de bons résultats dans la calibration du calorimètre électromagnétique à l'aide d'événements physiques. Avec 110 pb^{-1}, on peut ramener à $\sim$ 0,5% les zones détériorées à 1% et à 1% les zones détériorées à 3%. Cette méthode est robuste, et n'est pas détériorée par la présence de régions au comportement particulièrement anormal.

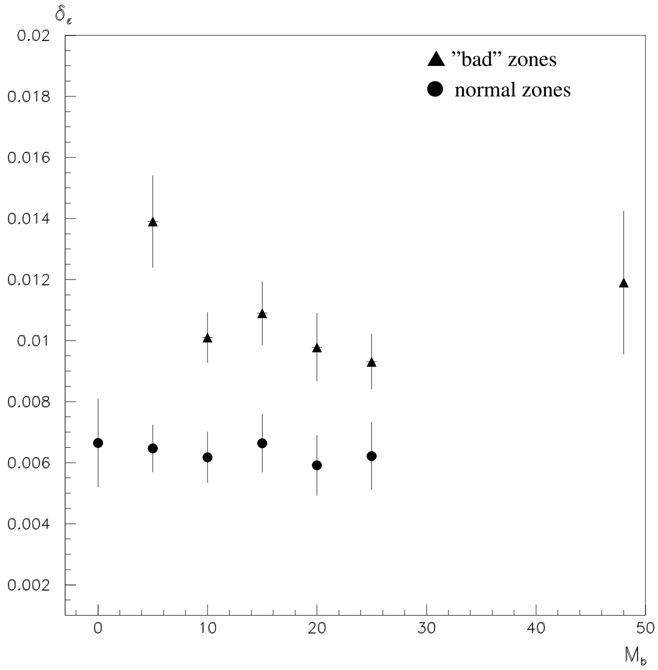


FIG. 3.22: *δ_ε en fonction du nombre de "mauvaises" zones.*

Chapitre 4

Étude de la violation de la R-parité par production du quark top

4.1 Introduction

Depuis la découverte du quark top au Tevatron en 1994 [31] [32], le travail des physiciens des particules est passé du stade de la recherche à celui de l'analyse. Du fait que le quark top est le seul à avoir une masse à l'échelle électrofaible, son étude approfondie permet l'exploration d'une large zone de la physique du Modèle Standard (MS) mais également la détection d'une nouvelle physique. Ceci par l'analyse soit de sa production (étude du domaine électrofaible, mesure du vertex W-t-b, section efficace de production), soit de sa désintégration (rapport d'embranchement, FCNC, désintégrations rares, effet de dépolarisation).
Le LHC sera une usine à top, avec une production de plus de 8 millions par année. Il sera majoritairement produit en paires, mais l'étude des processus de production du top en singlet garde son intérêt dans certains domaines.
En effet, ceux-ci permettent de déterminer directement la force de couplage au vertex Wtb. Le modèle standard prédit sans ambiguïté la section efficace de ces modes, chacun de ceux-ci ayant une sensibilité propre à la nouvelle physique.
Dans la cadre de la supersymétrie avec R-parité violée qui a été présentée au chapitre (1), le quark top en singlet peut être utilisé afin de contraindre les couplages RPV ou éventuellement de mettre en évidence les particules supersymétriques

4.2 La physique du top au LHC

4.2.1 Production en paires

Comme je l'ai indiqué en introduction, la source la plus importante du quark top au LHC viendra de la production en paires $t\bar{t}$, avec une section efficace de 833 pb [33].

Mesure de la masse

La masse du quark top est un des paramètres fondamentaux du MS et par conséquent sa mesure doit être la plus précise possible. La précision actuelle est de $m_t = 174.3 \pm 3.2 \pm 4.0$ GeV obtenue par CDF et DØ [34]. Les corrections radiatives relient les masses du quark top et du W à celle du boson de Higgs du MS (figure 4.1). L'erreur actuelle sur m_W est de ± 21 MeV [35], et pour avoir une erreur équivalente pour m_t l'incertitude doit être ≤ 2 GeV.

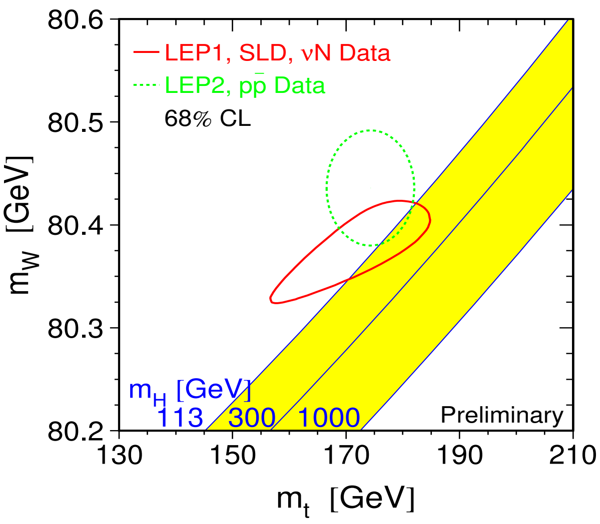


FIG. 4.1: *Contraintes sur la masse du boson de Higgs en fonction des précisions de mesure des masses du W et du quark top.*

Résonances lourdes

La section efficace de production du top en paires est sensible à l'existence de particules lourdes se désintégrant en $t\bar{t}$. Une résonance telle que le Higgs du modèle standard ne donnerait pas un signal assez important pour être détecté mais dans le cas du MSSM pour les résonances scalaires ou pseudoscalaires, le signal augmente avec la masse et la largeur de celles-ci. De même pour les modèles plus exotiques comme la technicouleur.

Désintégrations rares

La désintégration du quark top permet également d'autres explorations. Dans le MS, il se désintègre pratiquement tout le temps en Wb avec un rapport d'embranchement de 99,9% mais sa particularité est d'être fortement couplé avec les autres particules massives. L'étude de ses modes de désintégration permet donc d'explorer la physique au-delà du MS.
Les principales voies étudiées sont :

- $t \to bX$

À l'aide de la mesure du rapport du nombre d'événements $t\bar{t}$ comportant 2 jets b sur le nombre de ces mêmes événements ne comportant qu'un seul jet b, on peut mesurer le rapport $\frac{BR(t\to Wb)}{BR(t\to Wq)}$ qui est égal dans le modèle standard à $|V_{tb}|^2$. Cette valeur est précisément connue dans le SM du fait de l'unitarité de la matrice CKM, mais, par exemple, la présence d'une quatrième génération impliquerait une valeur différente pour ce terme et pourrait être détectée par cette mesure [36].

- $t \to WX$

Le rapport $R_{ll/l}$ des événements $t\bar{t}$ di-leptoniques sur les événements avec un lepton seul peut être mesuré au LHC [36]. Or ce rapport est prédit par le MS et vaut $\sim 2/9$. Par conséquent, toute déviation mesurée peut être une indication d'une nouvelle physique (voir $t \to H^+b$ ci-dessous).

- $t \to H^+b$

Dans les cas de modèles impliquant l'existence d'un Higgs chargé léger, un tel processus pourrait être compétitif avec le mode principal de désintégration du top $t \to W^+b$. Un tel processus peut être détecté dans le rapport des événements $t\bar{t}$ di-leptoniques sur les événements ne comportant qu'un seul lepton, ou bien en mesurant un excès de τ dans les événements $t\bar{t}$ (H^+ se désintégrant suivant $\tau\nu$)[36].

- $t \to Zq$

Ce processus FCNC où q peut être soit un quark up soit un quark charme peut être découvert dans les processus $t\bar{t} \to (Wb)(Zq)$ où le boson est reconstruit par la désintégration leptonique $Z \to ll$ [37].

- $t \to \gamma q$

Cet autre FCNC peut être découvert au LHC dans les processus $t\bar{t} \to (Wb)(\gamma q)$ lorsque le boson W se désintègre semi-leptoniquement [38].

- $t \to gq$

Un tel couplage peut être mis en évidence dans les processus de production de paires de top de même signe ($pp \to ttX$ ou $pp \to \bar{t}\bar{t}X$ [39].

- $t \to WbZ$ et $t \to WbH$

La section efficace de ces processus est très dépendante de la masse du top, car celle-ci est près du seuil de production. Dans l'intervalle d'incertitude actuel de m_{top}, cette section efficace varie d'un facteur trois. On peut ainsi espérer obtenir une nouvelle contrainte sur la masse de ce quark [38] [40].

Corrélation de spin

Du fait de sa grande masse, le SM prédit que le quark top se désintègre avant de s'hadroniser et avant que l'interaction forte n'ait eu le temps de dépolariser son spin. Au LHC, les paires $t\bar{t}$ auront principalement la même hélicité. Par conséquent, l'étude de ces corrélations permettra de valider les hypothèses du MS ou de mettre en évidence la nouvelle physique qui introduit une violation CP importante dans le système du top.

4.2.2 Production du top en singlet

Bien que la section efficace des processus de production du top en singlet soit inférieure de plus d'un facteur 2 à celle de la production en paire, ces processus sont importants pour des mesures de précision et notamment celle du vertex W-t-b.
Sur la figure 4.2 sont présentés les diagrammes de Feynman de production du top au LHC dans le cas du MS.

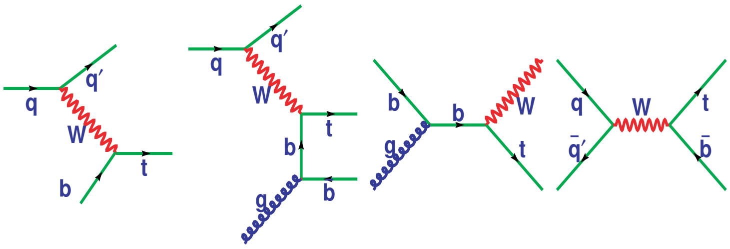


FIG. 4.2: *Production du top en singlet au LHC.*

Les deux premiers diagrammes correspondent au processus de fusion de gluon (Wg), le troisième à la production associée 'Wt' et enfin le processus via un W virtuel, qui sera noté 'W*' par la suite.
L'intérêt premier pour l'étude de ces processus est la mesure du vertex W-t-b qui est prédit sans ambiguïté par le MS et il est important de séparer les trois signaux car ces différents processus ont des erreurs systématiques différentes.
En ce qui concerne la nouvelle physique, ces différents processus ont différentes sensibilités. Ainsi, le processus Wg est sensible aux couplages du top aux autres particules du MS et, par exemple, une contribution V+A au vertex W-t-b pourrait augmenter la section efficace de production et modifier la distribution angulaire des événements [41]. De même, des FCNC peuvent contribuer à la production du top en singlet par des processus du type $gu \rightarrow t$.
Enfin, le processus 'W*' est sensible à un éventuel boson W' lourd.

4.3 Production du top par violation de la R-parité

4.3.1 Considérations théoriques

Les processus de production du quark top en singlet par violation de la R-parité sont de deux types :

- Voie $\hat{\mathrm{s}}$, où une particule supersymétrique est produite et se désintègre en un quark top et bottom
- Voie $\hat{\mathrm{t}}$ avec échange de la particule supersymétrique

Suivant les couplages de RPV qui interviennent, la s-particule échangée est soit un s-quark, soit un s-lepton.

Les éléments de matrice pour ces processus ont été calculés par P. Chiappetta, A. Deandrea et J.M. Virey du Centre de Physique Théorique de Marseille. La partie du

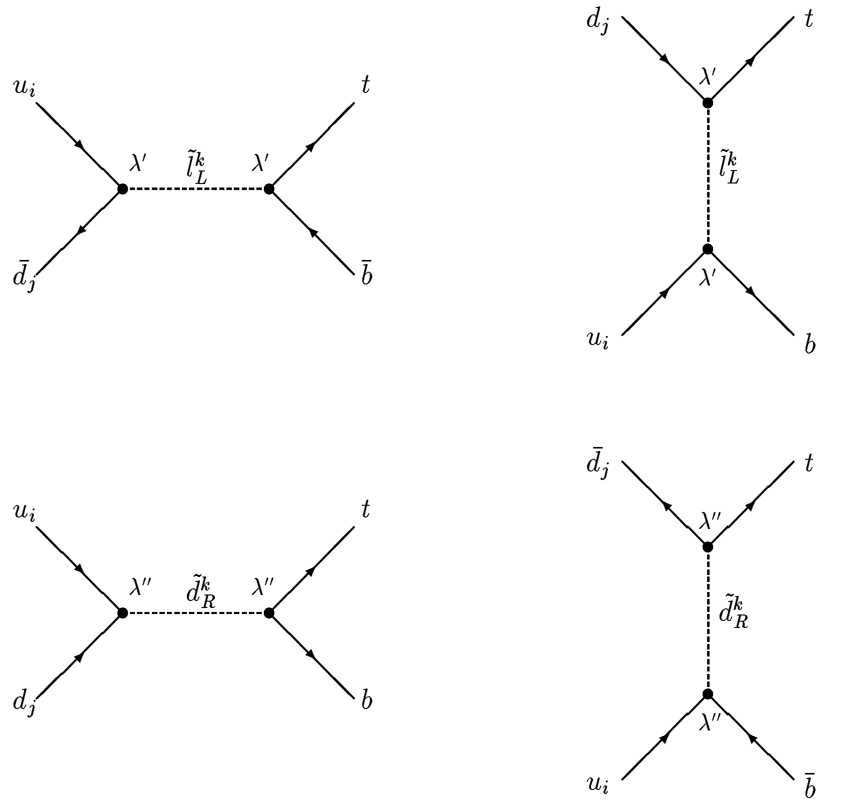


FIG. 4.3: *Production du top en singlet par RPV au LHC.*

lagrangien RPV qui contribue à la production du quark top est :

$$L_{\not R} = \lambda'_{ijk}\tilde{e}^i_L \bar{d}^k_R u^j_L - \lambda''_{ijk}(\tilde{d}^k_R \bar{u}^i_L d^j_L + \tilde{d}^j_R (\bar{d}^k_L)^c u^i_L) + c.c. \tag{4.1}$$

où c en exposant correspond à la conjugaison de charge. Il y a 27 couplages λ'_{ijk} et 9 couplages λ''_{ijk}, mais nous verrons par la suite que seule une partie de ceux-ci donnent une section efficace non négligeable compte tenu des limites actuelles.
D'une manière générale, la réaction considérée s'écrit :

$$u^i(p1) + d^j(p2) \rightarrow t(p3) + b(p4) \tag{4.2}$$

où p_k est le quadri-moment de la particule k et i et j l'indice de la génération des quarks de type up et down.
Le carré de l'amplitude du processus 'W*' du modèle standard, proportionnel à $(V_{u_i d_j} V_{tb})^2$, s'écrit :

$$|M^{VM}_{W.W}|^2 = g^4 \, |V_{u_i d_j}|^2 \, |V_{tb}|^2 \, \frac{1}{(\hat{s} - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma_W^2} \; (p_1.p_4)\,(p_2.p_3) \tag{4.3}$$

où VM indique que la contribution provient d'un quark de valence et d'un quark de la mer, et g, m et Γ correspondent respectivement à la constante de couplage faible, la masse et la largeur de la particule échangée.
Dans le cas d'un s-lepton échangé par un processus RPV, en voie ŝ, l'amplitude s'écrit :

$$|M^{VM}_{\tilde{e}^k_L \, \tilde{e}^k_L}|^2 = \lambda'^2_{kij}.\lambda'^2_{k33} \frac{1}{(\hat{s} - m^2_{\tilde{e}^k_L})^2 + m^2_{\tilde{e}^k_L}\Gamma^2_{\tilde{e}^k_L}} \; (p_1.p_2)\,(p_3.p_4) \tag{4.4}$$

et en voie û (dans ce cas, interaction valence-valence) :

$$|M^{VV}_{\tilde{e}^k_L.\tilde{e}^k_L}|^2 \;=\; \lambda'^2_{ki3}\;\lambda'^2_{k3j}\frac{1}{(\hat{u}-m^2_{\tilde{e}^k_L})^2+m^2_{\tilde{e}^k_L}\Gamma^2_{\tilde{e}^k_L}}\;\;(p_1.p_4)\,(p_2.p_3) \tag{4.5}$$

De la même façon, pour un s-quark, on a en voie ŝ :

$$|M^{VV}_{\tilde{d}^k_R.\tilde{d}^k_R}|^2 \;=\; \frac{4}{3}\,16\;\lambda''^2_{ijk}\;\lambda''^2_{33k}\frac{1}{(\hat{s}-m^2_{\tilde{d}^k_R})^2+m^2_{\tilde{d}^k_R}\Gamma^2_{\tilde{d}^k_R}}\;\;(p_1.p_2)\,(p_3.p_4) \tag{4.6}$$

et en voie û :

$$|M^{VM}_{\tilde{d}^k_R.\tilde{d}^k_R}|^2 \;=\; \frac{4}{3}\,16\;\lambda''^2_{i3k}\;\lambda''^2_{3jk}\frac{1}{(\hat{u}-m^2_{\tilde{d}^k_R})^2+m^2_{\tilde{d}^k_R}\Gamma^2_{\tilde{d}^k_R}}\;\;(p_1.p_4)\,(p_2.p_3) \tag{4.7}$$

Les interférences de ces nouveaux processus avec le boson W ont été prises en compte, et l'on a :

$$2\,\mathcal{R}e(M^{VV}_{W.\tilde{e}^k_L}) = -\,g^2\,|V_{u_ib}|\;|V_{td_j}|\,\lambda'_{ki3}\;\lambda'_{k3j}\frac{(\hat{u}-m^2_W)(\hat{u}-m^2_{\tilde{e}^k_L})+m_W\Gamma_W m_{\tilde{e}^k_L}\Gamma_{\tilde{e}^k_L}}{[(\hat{u}-m^2_W)^2+m^2_W\Gamma^2_W][(\hat{u}-m^2_{\tilde{e}^k_L})^2+m^2_{\tilde{e}^k_L}\Gamma^2_{\tilde{e}^k_L}]}\;m_d.m_b\,(p_1.p_3) \tag{4.8}$$

dans le cas des s-leptons et :

$$2\,\mathcal{R}e(M^{VV}_{W.\tilde{d}^k_R}) = -\frac{2}{3}\,8\,g^2\,|V_{u_ib}|\;|V_{td_j}|\,\lambda''_{ijk}\;\lambda''_{33k}\frac{(\hat{u}-m^2_W)(\hat{s}-m^2_{\tilde{d}^k_R})+m_W\Gamma_W m_{\tilde{d}^k_R}\Gamma_{\tilde{d}^k_R}}{[(\hat{u}-m^2_W)^2+m^2_W\Gamma^2_W][(\hat{s}-m^2_{\tilde{d}^k_R})^2+m^2_{\tilde{d}^k_R}\Gamma^2_{\tilde{d}^k_R}]}\;(p_1.p_2)\,(p_3.p_4) \tag{4.9}$$

pour les s-quarks.

4.3.2 Sections efficaces

Signal

En dehors des couplages λ' et λ'' impliqués dans ces diagrammes, les paramètres intéressants ici sont la masse et la largeur de la s-particule intermédiaire.
De plus, la largeur de la s-particule est liée à la valeur des couplages λ' et λ'' non-nuls.
En effet

$$\Gamma_{\tilde{S}} = \Gamma_{\tilde{S}R} + \Gamma_{\tilde{S}\not{R}}$$

où

$$\Gamma_{\tilde{q}\not{R}} = \frac{\lambda''^2}{2\times\Pi}\frac{(M^2_{\tilde{q}}-M^2_t)^2}{M^3_{\tilde{q}}}$$

dans le cas où la s-particule $\tilde{S}$ est un s-quark et par

$$\Gamma_{\tilde{l}\not{R}} = \frac{3\times\lambda'^2}{16\times\Pi}\frac{(M^2_{\tilde{l}}-M^2_t)^2}{M^3_{\tilde{l}}}$$

Partons initiaux	cd	cs	ub	cb	
Particule échangée	$\tilde{s}$	$\tilde{d}$	$\tilde{s}$	$\tilde{d}$	$\tilde{s}$
Couplages	$\lambda''_{212}\lambda''_{332}$	$\lambda''_{212}\lambda''_{331}$	$\lambda''_{132}\lambda''_{332}$	$\lambda''_{231}\lambda''_{331}$	$\lambda''_{232}\lambda''_{332}$
Section efficace (pb)	3.98	1.45	5.01	0.659	

TAB. 4.1: *Sections efficaces en pb pour un s-quark échangé ($\tilde{s}$ ou $\tilde{d}$) en voie $\hat{s}$ pour un s-quark de masse 600 GeV et de largeur Γ_R = 0.5 GeV.*

Partons initiaux	ub					
Couplage	$\lambda''_{132}\lambda''_{332}$					
$m_{\tilde{s}}$ (GeV)	300		600		900	
Γ_R (GeV)	0.5	20	0.5	20	0.5	20
Section efficace (pb)	34.2	1.44	5.01	0.497	1.21	0.162

TAB. 4.2: *Sections efficaces en pb pour un s-quark $\tilde{s}$ échangé en voie $\hat{s}$.*

pour un s-lepton.
De ce fait, j'ai choisi d'étudier ces processus pour des valeurs de couplage λ' et λ'' de 10^{-1}. Dans ces cas là, la partie de la largeur de la s-particule due à la R-parité violée ($\Gamma_{\not R}$) est de l'ordre du GeV.
Certaines considérations théoriques (cf chapitre 1) prédisent qu'une nouvelle physique apparaîtra à l'échelle du TeV. Ainsi, j'ai scanné l'échelle de masse des s-particules entre 300 et 900 GeV.

Je me suis intéressé aux cas où le boson W, provenant de la désintégration du quark top, se désintègre à son tour semi-leptoniquement.
Ceci nous donne une signature avec un lepton de haute impulsion transverse. Le signal total sera donc deux jets identifiés en tant que b (l'un produit dans le processus initial, l'autre lors de la désintégration du quark top) un lepton et une énergie transverse manquante.

Dans le tableau 4.1 sont données les sections efficaces des signaux recherchés dans le cas d'un s-quark de masse 600 GeV et de largeur Γ_R=0,5 GeV. De même, pour un s-lepton de masse 250 GeV et de largeur Γ_R=0,5 GeV, les sections efficaces sont données dans le tableau (4.3). Ici ne sont indiqués que les processus en voie résonnante, les voies t̂ ou û ayant une section efficace trop faible. Dans la suite, je ne présenterai que les résultats en voie ŝ.

Bruits de fond

La signature choisie est celle où le boson W se désintègre semi-leptoniquement, $W \rightarrow l\nu$. Le signal comportera donc un lepton de haute impulsion transverse, qui le différentiera de l'important bruit de fond QCD d'un collisionneur hadronique. Compte tenu de ce choix, les bruits de fond importants sont :

Partons initiaux	$u\bar{d}$	$u\bar{s}$	$c\bar{d}$	$c\bar{s}$	$u\bar{b}$	$c\bar{b}$
Particule échangée	$\tilde{l}_k$					
Couplages	$\lambda'_{11k}\lambda'_{k33}$	$\lambda'_{12k}\lambda'_{k33}$	$\lambda'_{21k}\lambda'_{k33}$	$\lambda'_{22k}\lambda'_{k33}$	$\lambda'_{13k}\lambda'_{k33}$	$\lambda'_{23k}\lambda'_{k33}$
Section efficace (pb)	7.05	4.45	2.31	1.07	2.64	0.525

TAB. 4.3: *Sections efficaces en pb pour un s-lepton échangé en voie $\hat{s}$ pour une masse de 250 GeV et une largeur de Γ_R = 0.5 GeV.*

- production du top par un W virtuel (W*)

qui est le seul bruit de fond irréductible. L'état final, deux jets b, un lepton et un neutrino, est identique à celui des processus RPV étudiés ici. La section efficace de ce processus est typiquement du même ordre de grandeur que les signaux. Par contre, l'énergie dans le centre de masse a pour seuil la masse du top et celle du b ($\sim$ 180 GeV) et la section efficace décroît assez vite avec la masse invariante. Par conséquent, le nombre d'événements attendus de ce processus sera faible, sauf pour le s-quark le plus léger étudié (300 GeV).

- production par fusion de gluon (Wg)

qui est le processus dominant de production du quark top en singlet du MS avec une section efficace de 250 pb. La présence d'un quark spectateur supplémentaire ou d'un deuxième quark non b sera un bon critère de sélection pour réduire l'importance de ce bruit de fond.

- production associée Wt

Ce bruit de fond peut donner un état final $bbl\nu$ lorsque l'un des W se désintègre en $l\nu$ et le deuxième en deux jets. Un des deux jets produits peut soit être un b ($W \rightarrow \bar{b}c$) soit un jet léger étiqueté à tort comme jet b.

- production $t\bar{t}$

dans les cas où comme précédemment, un W donne un lepton et un neutrino et le deuxième W deux jets. Dans ce cas, l'état final est $l\nu bbjj$. On peut également avoir un signal si les deux W se désintègrent semi-leptoniquement et un des deux leptons produits n'est pas reconstruit (hors de l'acceptance du détecteur ou non isolé).
Enfin, un état final Wbb peut être produit soit

- par production directe Wbb

soit

- par production Wjj

où les deux jets sont incorrectement étiquetés comme jet b, ce qui peut être important étant donné la grande section efficace de ce processus.
Les différents bruits de fond sont présentés dans le tableau 4.4 avec leur section efficace associée.

Bruit de fond	σ(pb)	$\sigma \times BR$ (pb)
W^*	10	2.2
gluon fusion	244	54
Wt	60	17
$t\bar{t}$	833	246
Wbb	300	66.6
Wjj	18000	440

TAB. 4.4: $\sigma\times$ *Rapport d'embranchement pour les bruits de fond.*

4.3.3 Simulation

Monte Carlo

Lorsque j'ai débuté cette analyse, il n'existait que peu de générateurs Monte Carlo disponibles pour la simulation de processus supersymétriques (essentiellement isajet [44] et s-pythia [45]). D'autre part, même parmi ceux existant, aucun ne proposait les processus de violation de la R-parité avec production du top.
C'est pour cette raison, qu'une coopération avec les théoriciens du CPT fut nécessaire pour mener à bien cette analyse.
En effet, j'ai obtenu par l'intermédiaire de théoriciens de ce laboratoire, les éléments de matrice nécessaires au développement d'un générateur MC (cf chapitre précédent).
Deux possibilités s'offraient à moi. La première était d'écrire un générateur complet indépendant de ce qui existait alors, simulant les processus mais également l'hadronisation, les états de radiation initiaux et finaux et la désintégration des particules.
Il était également possible de modifier un générateur existant afin d'y inclure les processus voulus.
Créer un MC depuis le début demande un long travail dont une grande partie serait redondante avec ce qui existait déjà. D'un autre coté, modifier un programme existant nécessite une compréhension approfondie de celui-ci, plus ou moins aisée selon sa structure et les commentaires qui l'accompagnent. Pythia permet à l'aide d'une subroutine spécifique de profiter de ce qui existe sans avoir à se plonger parmi ses milliers de lignes de code. Il suffit à l'utilisateur d'écrire la partie Monte Carlo générant les processus au niveau de l'arbre et de lui fournir quelques paramètres pour qu'il se charge de construire l'ensemble de l'événement. J'ai donc écrit cette partie à l'aide des éléments de matrice fournis par Chiappetta et al., en y incluant le processus W* du modèle standard existant dans pythia afin d'avoir un critère de validation de mon code.

Dans le cas des bruits de fond, j'ai pu utiliser ceux générés par le groupe de physique du top pour l'expérience ATLAS. Ceux-ci furent générés à l'aide de MC existants tels que Pythia ou Isajet[44], mais également par des MC écrits spécifiquement pour le top en singlet (onetop).
Dans les tableaux (4.5), j'indique le nombre d'événements produits et utilisés pour les signaux et bruits de fond.

Signaux	80 000
W*	50 000
Wg	90 000
Wt	200 000
$t\bar{t}$	250 000
Wbb	300 000
Wjj	1 260 000

TAB. 4.5: *Nombre d'événements simulés et utilisés pour cette analyse.*

Simulation du détecteur

Etant donné le nombre de cas à étudier, l'utilisation d'une simulation détaillée n'était pas envisageable du fait du temps de calcul important nécessaire. J'ai donc utilisé une simulation rapide du détecteur ATLAS appelée ATLFAST[48].
Dans ATLFAST, la granularité du calorimètre exprimée en fonction de l'angle azimutal ϕ et de la pseudorapidité $\eta = -ln(tan(\frac{\theta}{2}))$ est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ pour $|\eta| \leq 3$ et de $0,2 \times 0,2$ pour $3 \leq |\eta| \leq 5$.
Les particules stables à l'exception des muons et des neutrinos ont leur énergie étalée par des fonctions paramétrées et validées par la simulation détaillée. Ces énergies sont ensuite distribuées dans des cellules dont la taille est donnée par les granularités ci-dessus. L'effet du solenoïde de 2T est également inclus. Les non-uniformités du calorimètre et du détecteur interne, ainsi que les cracks sont pris en compte dans les fonctions d'acceptance.

Reconstruction des particules

A partir des cellules mentionnées précédemment, sont reconstruits les clusters à l'aide d'algorithmes spécifiques. Pour les particules du domaine électromagnétique (électrons et photons) un critère d'isolation est appliqué si celles-ci sont dans le domaine d'acceptance du calorimètre ($|\eta| \leq 2,5$ en dehors des cracks, ceux-ci concernent la région $1.1 \leq |\eta| \leq 1,5$). D'autre part, dans le cas des électrons, un critère d'identification est utilisé entre la particule reconstruite et l'électron généré.
Dans une deuxième phase, après avoir retiré des cellules l'énergie des photons et des électrons reconstruits et isolés, on procède à la reconstruction des jets à l'aide d'un algorithme de cône de taille fixe ΔR ($=\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$). L'énergie déposée dans ce cône autour de la direction du parton ayant initié le jet est sommée pour former ce que l'on appelle l'énergie reconstruite du jet.
Du fait de la large dispersion des jets et de la taille fixe du cône utilisé, l'énergie reconstruite est différente de celle du parton initial. Il est donc nécessaire d'appliquer un facteur de correction supplémentaire. Ce facteur dépend de la taille du cône (ΔR) et de l'énergie transverse du jet $R = \frac{P_T^{parton}}{P_T^{jet}(\Delta R)}$. Il a été démontré qu'une telle correction donne une reconstruction correcte du pic de masse du Higgs en deux jets b (cette correction est détaillée plus loin, pour la mesure de la masse des s-quarks).
De plus cette correction dépend du type de jet et du fait que celui-ci contient ou non des

leptons prompts.
Les muons reconstruits, s'ils tombent dans l'acceptance ($|\eta| \leq$2,5) ont leur énergie et position obtenues à partir du muon simulé à l'aide de fonctions de résolution paramétriques. Ces fonctions de résolution utilisées dans la simulation sont, pour les électrons (E et p_t en GeV) :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0,245}{p_t} \oplus 0,007. \tag{4.10}$$

Pour les jets, avec $\eta \leq 3$:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,50}{\sqrt{E}} \oplus 0,03, \tag{4.11}$$

et

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1,0}{\sqrt{E}} \oplus 0,07. \tag{4.12}$$

Enfin, pour les muons, leur impulsion transverse p_t est calculée suivant :

$$p_t = \frac{1}{w}\left(\frac{p_t^{muo}}{\sigma^2_{muo}} + \frac{p_t^{trace}}{\sigma^2_{trace}}\right) \tag{4.13}$$

$$w = \frac{1}{\sigma^2_{muo}} + \frac{1}{\sigma^2_{trace}} \tag{4.14}$$

$$\tag{4.15}$$

où p_t^{muo} est l'impulsion transverse du muon après étalement suivant une gaussienne de largeur σ^2_{muo} qui simule l'erreur de mesure du système à muons et p_t^{trace} est l'impulsion transverse du muon après étalement suivant une gaussienne de largeur σ^2_{trace} qui simule l'erreur de mesure du détecteur de trace.
Enfin, l'énergie transverse manquante est calculée à partir des cellules n'appartenant pas aux clusters reconstruits, des jets, des leptons et des photons isolés, et des muons non isolés.

Efficacité

Avant les coupures, on élimine aléatoirement des électrons et des muons reconstruits en utilisant des fonctions d'efficacité et d'identification tabulées. En général, ces fonctions dépendent de l'impulsion transverse et de la position en η de la particule considérée.
On utilise également une efficacité d'identification des jets b de 60 % (indépendante de η et du pt) et une efficacité de rejection des jets c de 10 % et de 1 % pour les jets légers.

Coupures

Afin d'optimiser le rapport signal/bruit, plusieurs critères de sélection ont été pris en compte. Dans un premier temps, les événements ont été filtrés en fonction du nombre de

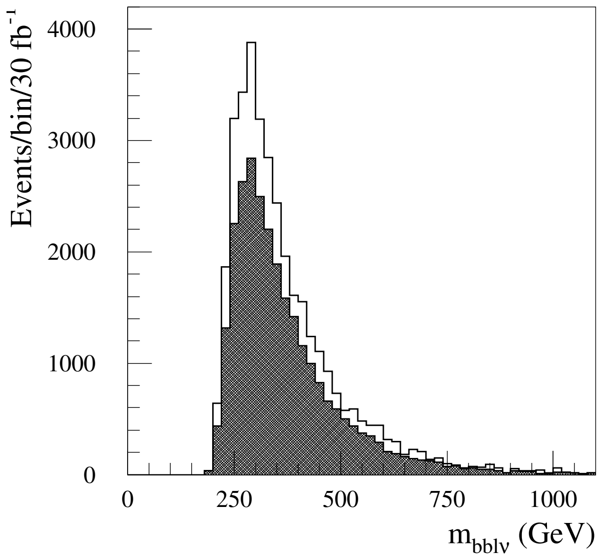


FIG. 4.4: *Distribution de la masse invariante $l\nu bb$ pour le bruit de fond (en blanc). La part provenant de la production du quark top en paires est dominante (en noir).*

jets présents, du nombre de leptons et du nombre de jets étiquetés comme b. Sur la figure 4.4 est représentée la distribution en masse invariante de $bbl\nu$ pour les bruits de fond. En noir a été soulignée la contribution du processus $t\bar{t}$ qui est dominante.

Les bruits de fond $t\bar{t}$ et Wt ont une majorité d'événements avec un nombre de jets $\geq$ 4 (tableau 4.6). Ainsi, une coupure sur le nombre de jets égal à deux ou trois permet de conserver entre 70 et 80 % du signal tout en éliminant environ 70 % de ces deux bruits de fond, et notamment $t\bar{t}$ qui est le plus important.
Dans le cas du signal, le nombre de jets dans le processus arbre est de 2 (deux jets b), les jets supplémentaires éventuels sont issus soit d'une émission radiative dans l'état initial (ISR), soit d'une émission radiative dans l'état final (FSR). La distribution en impulsion transverse de ces jets sera à priori plus "molle" que ceux dans des événements Wjj, $t\bar{t}$ ou gluon fusion.
Dans le cas du signal, on remarquera également que le nombre de jets augmente avec la masse de la s-particule intervenant dans le processus. En effet, plus l'énergie dans le centre de masse augmente, plus la probabilité d'ISR ou de FSR augmente et plus l'énergie de ces jets est importante et passe le critère de reconstruction d'Atlfast (15 GeV).

Un deuxième critère de sélection est le nombre de jets identifiés comme b. A l'exception de $t\bar{t}$ et de Wbb, la plupart des bruits de fond ont de l'ordre de quelques % des événements avec deux b-jets reconstruits (tableau 4.7). Dans les cas de gluon fusion, de Wjj et de Wt, un deuxième jet b vient d'une erreur d'identification qui est au maximum de 10% pour les jets c et de 1% pour les jets plus légers. Pour les bruits de fond W* et Wbb, c'est le fait que les jets soient moins bien reconstruits à cause de leur énergie moyenne plus basse.
Pour les signaux, le nombre d'événements avec deux jets b varie entre 20 et 30 % suivant

Signaux	njet = 1	njet = 2	njet = 3	njet $\geq$ 4
$\tilde{s}$, 300 GeV	0.058	0.53	0.30	0.11
$\tilde{s}$, 600 GeV	0.040	0.34	0.33	0.28
$\tilde{s}$, 900 GeV	0.021	0.27	0.31	0.39
W*	0.014	0.50	0.27	0.081
Gluon fusion	0.013	0.49	0.26	0.11
Wt	0.028	0.34	0.49	0.092
$t\bar{t}$	0.021	0.11	0.19	0.67
Wbb	0.019	0.38	0.17	0.079
Wjj	0.0	0.64	0.255	0.10

TAB. 4.6: *Fraction des événements avec différents nombres de jets reconstruits.*

Signaux	nbjet = 1	nbjet = 2	nbjet = 3	nbjet $\geq$ 4
$\tilde{s}$, 300 GeV	0.46	0.21	0.013	$\sim$ 0.
$\tilde{s}$, 600 GeV	0.47	0.26	0.031	$\sim$ 0.
$\tilde{s}$, 900 GeV	0.46	0.29	0.042	0.013
W*	0.46	0.016	0.0007	$\sim$ 0.
Gluon fusion	0.44	0.024	0.0027	$\sim$ 0.
Wt	0.49	0.084	0.0049	$\sim$ 0.
$t\bar{t}$	0.48	0.23	0.013	$\sim$ 0.
Wbb	0.16	0.019	0.007	$\sim$ 0.
Wjj	0.03	0.0013	$\sim$ 0.	$\sim$ 0.

TAB. 4.7: *Fraction des événements avec différents nombres de jets b reconstruits.*

la masse de la s-particule.

Finalement, le nombre de leptons reconstruits est indiqué dans le tableau 4.8. Le taux de reconstruction des leptons présents est lié à la distribution en énergie de ceux-ci. Dans les cas où celle-ci est faible, ce taux diminue. C'est le cas pour les bruits de fond Wt et Wbb. D'autre part, $t\bar{t}$ a une proportion non négligeable d'événements avec deux leptons (deux désintégrations W $\rightarrow l\nu$).

En fonction de ces premiers éléments, un critère de présélection sera donc :

- deux jets b,
- un lepton,
- multiplicité des jets ≤ 3.

Avec cette présélection, l'efficacité$\times$acceptance pour le signal est de plus de 10 % (4.9). Les bruits de fond sont encore relativement importants, notamment $t\bar{t}$, Wt et Wg. Ceux-ci seront réduits à l'aide d'une deuxième série de critères.

Dans une deuxième étape, une coupure en énergie sur l'impulsion transverse des jets b reconstruits, du lepton et de l'énergie transverse manquante est appliquée. Dans le cas

Signaux	nlep = 1	nlep ≥ 2
$\tilde{s}$, 300 GeV	0.71	0.030
$\tilde{s}$, 600 GeV	0.79	0.025
$\tilde{s}$, 900 GeV	0.78	0.022
W*	0.76	0.028
Gluon fusion	0.82	0.026
Wt	0.35	0.06
$t\bar{t}$	0.67	0.21
Wbb	0.19	0.067
Wjj	0.58	0.00045

TAB. 4.8: *Fraction des événements avec différents nombres de leptons (électrons ou muon) reconstruits.*

Signaux	Préselection (%)	Nb d'événements
$\tilde{s}$, 300 GeV	15.1	28800
$\tilde{s}$, 600 GeV	14.9	4040
$\tilde{s}$, 900 GeV	12.9	890
W*	13.4	7060
Wg	1.33	18000
Wt	0.68	2900
$t\bar{t}$	2.82	125000
Wbb	0.33	22000
Wjj	0.059	6500

TAB. 4.9: *Efficacité × Acceptance pour les coupures de présélection.*

BdF	Wg	W*	Wbb	$t\bar{t}$	Wt	Wjj
Eff.(%)	22	36	21	44	34	7.2
Signal ($\tilde{s}$)	300 GeV		600 GeV		900 GeV	
Eff.(%)	41		43		66	

TAB. 4.10: *Efficacité pour les coupures sur l'impulsion transverse.*

d'un s-quark de masse 300 GeV ou d'un s-lepton de 250 GeV, ces distributions ne diffèrent pas énormément par rapport aux bruits de fond.
On peut néanmoins réduire notablement certains d'entre eux, dont la distribution en énergie est plus faible, ainsi, une série de coupures telle que :

- deux jets b de pt $\geq$ 40 Gev,
- un lepton de pt $\geq$ 25 GeV,
- une énergie transverse manquante Etmiss $\geq$ 35 GeV,

augmente le rapport signal/bruit pour les bruits de fond Wbb, Wjj et gluon fusion. Elle ne joue pas un grand rôle dans le cas de la production de top en paire ou pour W*.

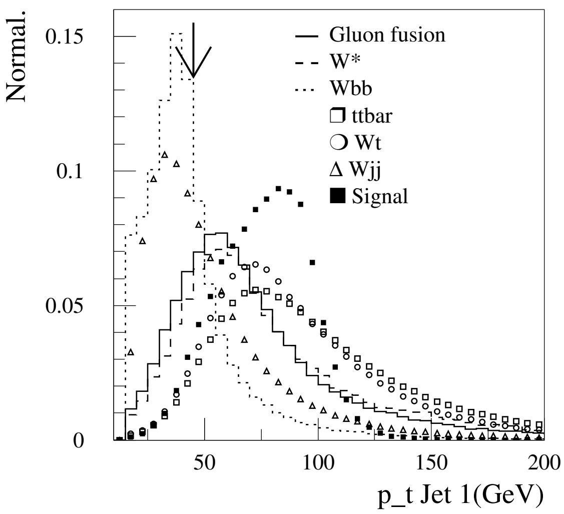


FIG. 4.5: *Distribution de l'impulsion transverse pour le premier jet. Le signal représenté ici correspond à la production d'un $\tilde{s}$-quark de masse 300 GeV et de largeur 0.5 GeV. La somme des événements a été normalisée à 1.*

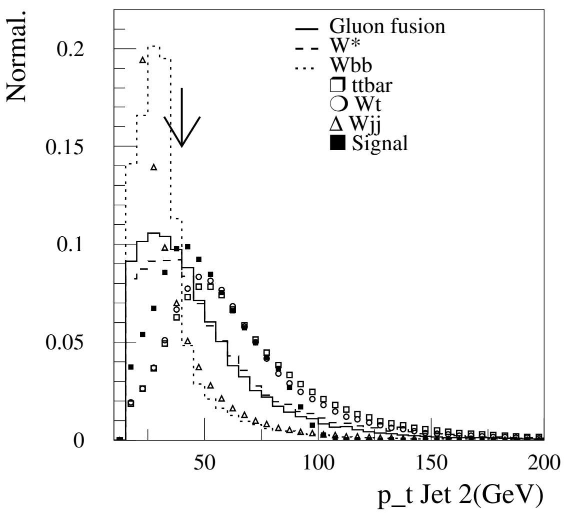
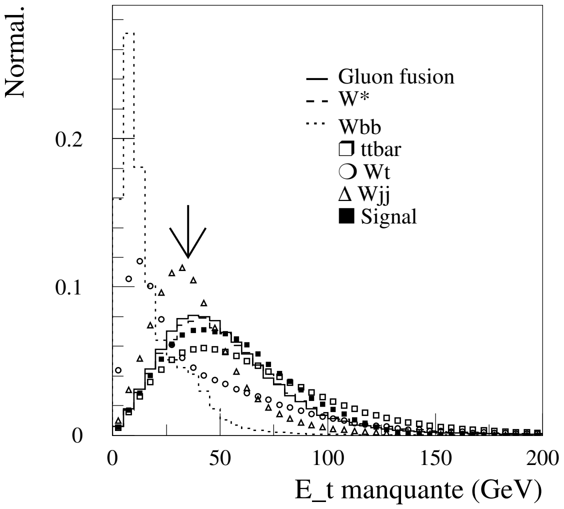


FIG. 4.6: *Distribution de l'impulsion transverse pour le second jet. Le signal représenté ici correspond à la production d'un $\tilde{s}$-quark de masse 300 GeV et de largeur 0.5 GeV. La somme des événements a été normalisée à 1.*

Afin de reconstruire l'état final tb, on doit d'abord reconstruire le quark top. Celui-ci est reconstruit à partir du boson W et d'un des deux jets b présents dans l'état final. Le W est reconstruit à partir des produits de sa désintégration, en l'occurence :

$$W \rightarrow l\nu.$$



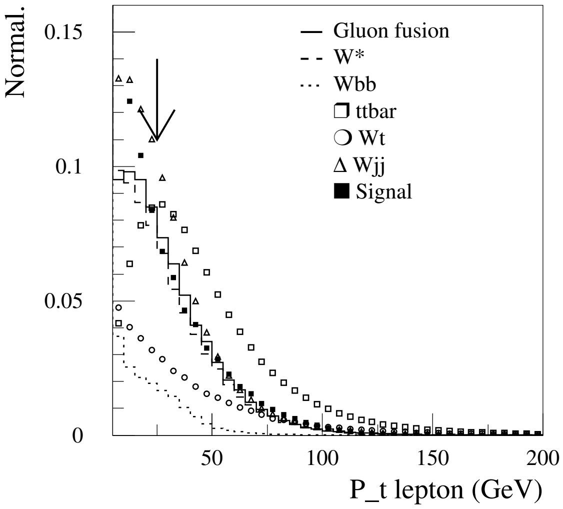


FIG. 4.7: *Distribution de l'énergie transverse manquante. Le signal représenté ici correspond à la production d'un $\tilde{s}$-quark de masse 300 GeV et de largeur 0.5 GeV. La somme des événements a été normalisée à 1.*

FIG. 4.8: *Distribution de l'impulsion transverse pour le premier lepton. Le signal représenté ici correspond à la production d'un $\tilde{s}$-quark de masse 300 GeV et de largeur 0.5 GeV. La somme des événements a été normalisée à 1.*

Bien que le neutrino ne soit connu qu'à partir de son impulsion transverse, le fait qu'il n'y en ait qu'un dans l'état final pour le signal, permet de reconstruire sa composante longitudinale en utilisant une double contrainte sur la masse du W et du quark top.
La procédure utilisée est la suivante :

- les événements sont sélectionnés suivant les coupures définies précédemment,

- la composante longitudinale (p_z) du neutrino est contrainte par $M_{l\nu} = M_W$.

Ceci conduit à une équation sur p_z.

- Plus de 80 % des événements du signal ont au moins une solution pour p_z. Dans le cas de deux solutions, on calcule $M_{l\nu b}$ pour chacun des deux b-jets et l'on garde la valeur p_z qui minimise $|M_{top} - M_{l\nu b}|$.

Sur les figures suivantes sont représentées les distributions de la masse du top reconstruite pour le signal (4.10) et pour les bruits de fonds (4.9).

Afin d'éliminer une partie des événements qui ne contiennent pas de quark top, on rajoute la coupure :

$$150 \leq m_{bl\nu} \leq 200 \text{ GeV}$$

Enfin, le quark top reconstruit est combiné avec le quark b restant afin de retrouver la résonance d'origine. Un exemple de la distribution de la masse invariante du système tb dans l'état final est donné sur la figure 4.11.

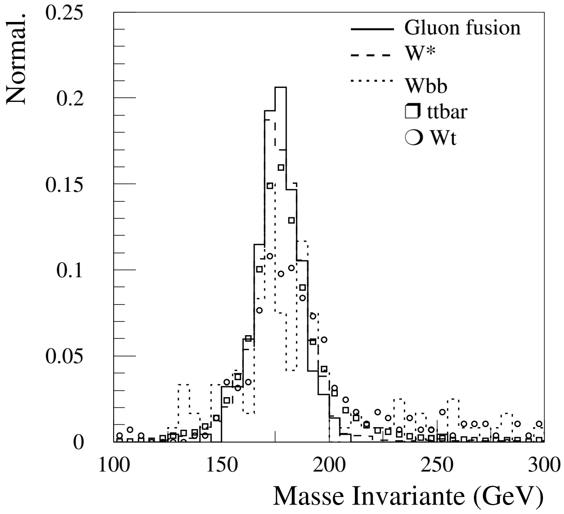


FIG. 4.9: *Top reconstruit pour les différents bruits de fond. La somme des événements a été normalisée à 1.*

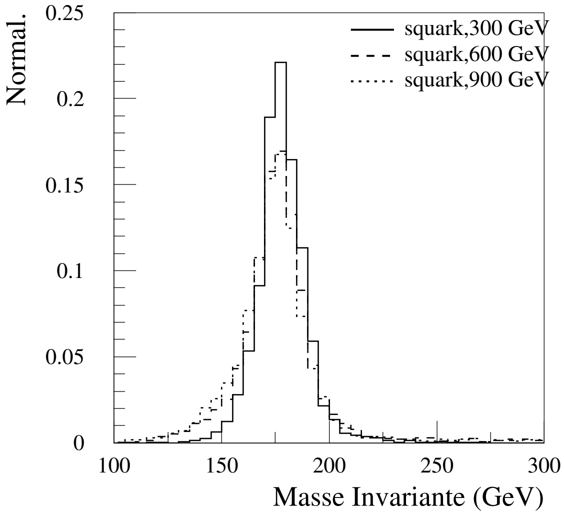


FIG. 4.10: *Top reconstruit pour les signaux, dans le cas de $\tilde{s}$-quark de largeur 0.5 GeV. La somme des événements a été normalisée à 1.*

BdF	gluon fusion	W^*	Wbb	$t\bar{t}$	Wt	Wjj
Eff. (m_{top}) (%)	95	93	59	84	69	51
Signal ($\tilde{s}$)	300 GeV		600 GeV		900 GeV	
Eff.(%)	95		84		83	

TAB. 4.11: *Efficacité de coupure sur le top reconstruit.*

Afin de réduire le bruit de fond $t\bar{t}$ à un niveau acceptable, il est nécessaire d'appliquer un veto sur le troisième jet en demandant à ce que son impulsion transverse p_t soit ≤ 20 GeV. En effet, dans le cas des signaux, ce jet est issu d'une émission dans l'état initial ou dans l'état final et sa distribution en impulsion transverse est piquée à basse énergie. Dans le cas de $t\bar{t}$, ce jet provient d'un des W, et sa distribution en énergie diminue plus lentement. Cette coupure revient en fait à rejeter la présence d'un deuxième quark top dans l'événement. De même, dans le cas de Wg, où ce jet est produit dans l'interaction au niveau de l'arbre.

Finalement, la masse invariante de l'état final tb après cette dernière coupure est donnée sur la figure 4.13. Le rapport signal sur bruit est clairement amélioré par rapport à la figure 4.11.

Dans les tableaux 4.12 et 4.13 sont détaillées les efficacités cumulées des différentes coupures utilisées respectivement pour les bruits de fond et les signaux.

Une fois qu'une indication de signal est obtenue, on somme le nombre d'événements

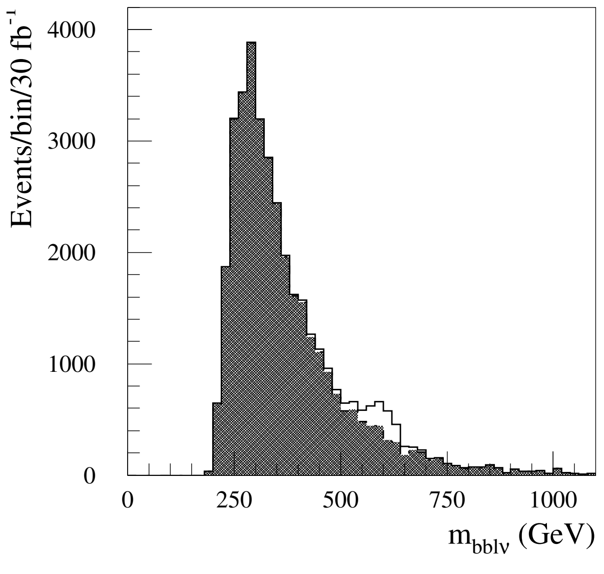


FIG. 4.11: *Distribution de la masse invariante $l\nu bb$ pour le bruit de fond (en noir) et le bruit de fond + signal (blanc) après trois années à basse luminosité au LHC pour un $\tilde{s}$-quark de masse 600 GeV et de largeur 0.5 GeV.*

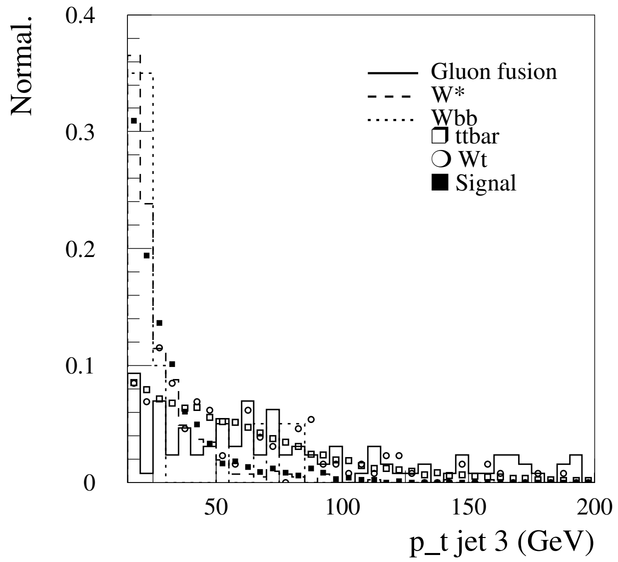


FIG. 4.12: *Distribution de l'impulsion transverse du troisième jet éventuellement présent dans l'événement. Le signal représenté est le cas d'un $\tilde{s}$-quark produit de masse 300 GeV et de largeur 0.5 GeV. La somme des événements a été normalisée à 1.*

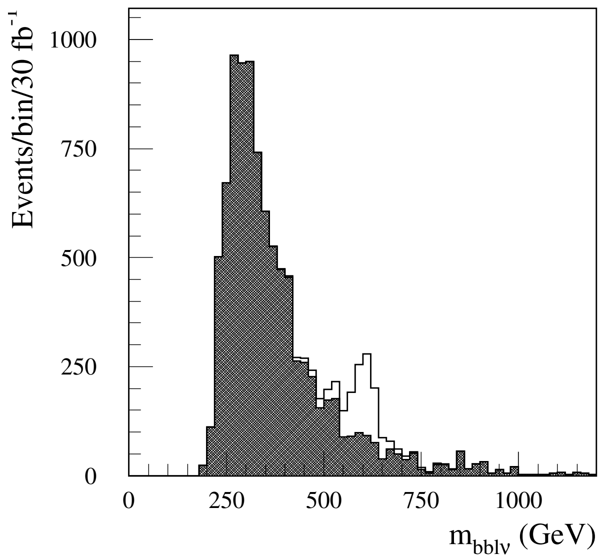


FIG. 4.13: *Distribution de la masse invariante de bblν après coupures. En noir, bruit de fond, en blanc bruit de fond + signal. Le signal représenté ici est le cas de la production d'un $\tilde{s}$-quark de 600 GeV et de largeur 0.5 GeV. Normalisation pour 3 années au LHC à basse luminosité.*

Bruit de Fond	Wg	W*	Wbb	$t\bar{t}$	Wt	Wjj
Préselection	1.33	13.4	0.33	2.82	0.68	0.059
Ptb 1	1.06	11.9	0.19	2.52	0.57	0.019
Ptb 2	0.58	10.2	0.15	2.17	0.42	0.010
Etmiss	0.41	7.31	0.095	1.66	0.30	0.0062
Ptlep	0.29	4.90	0.069	1.25	0.23	0.0043
Mtop	0.21	3.33	0.026	0.58	0.092	0.0013
Ptj 3	0.061	2.80	0.021	0.13	0.022	0.0002
N. Ev.	990	1850	420	9600	120	80

TAB. 4.12: *Efficacité cumulée pour les bruits de fond (%).*

$m_{\tilde{s}}$ (GeV)	300		600		900	
Γ_R (GeV)	0.5	20	0.5	20	0.5	20
Préselection	15.1	15.1	14.9	14.3	12.9	13.1
Ptb 1	14.0	15.0	14.8	14.3	12.9	13.0
Ptb 2	12.3	12.7	12.6	12.7	11.9	11.9
Etmiss	8.62	8.98	8.89	10.0	10.1	10.1
Ptlep	6.24	6.44	6.42	7.89	8.48	8.48
Mtop	4.42	4.56	4.22	4.93	5.32	5.29
Ptj 3	3.56	3.61	3.60	3.04	3.02	3.01
N. Ev.	8040	340	1100	120	210	32

TAB. 4.13: *Efficacité cumulée pour les signaux(%).*

signal (N_s) et de bruit de fond (N_b) dans un intervalle de masse correspondant à deux déviations standards autour du pic du signal, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}. Le signal est alors renormalisé au niveau de ce pic par un facteur α tel que la significance S définie comme

$$S = N_s/\sqrt{N_b} = 5.$$

Étant donné que dans la simulation on a utilisé une valeur $\lambda'' = 0{,}1$, ce coefficient α détermine la limite de sensibilité pour la plus petite valeur des couplages λ'' (λ') que l'on peut atteindre au LHC :

$$\lambda''_{ijk} \cdot \lambda''_{lmn} \leq 0.01 \cdot \sqrt{\alpha}.$$

4.3.4 Résultats

Limites sur les couplages

Dans le tableau 4.14, je montre les limites obtenues pour des combinaisons de couplages $\lambda''_{132}\lambda''_{332}$, pour différentes masses et largeurs du $\tilde{s}$-quark échangé. J'indique également les limites actuelles dans le cas où $\tilde{m}_f = 100$ GeV, le nombre d'événements du signal et du bruit de fond ainsi que la largeur expérimentale du pic observé (Γ_{exp}). Sur la figure Fig.4.14, je compare mes résultats avec ceux obtenus par Ref. [47] pour une masse $m_{\tilde{s}} = 300$ GeV, et pour des partons initiaux cd, avec une simulation au niveau partonique.
Dans le cas de [47], la simulation du détecteur est plus simplifiée que celle utilisée ici. Notamment, le calcul de l'énergie manquante, qui joue un rôle important dans l'analyse, n'est pas déterminé par la reconstruction des jets, mais par celle des partons. D'autre part, les coupures utilisées sont :

$$p_t^l \geq 20GeV, \tag{4.16}$$
$$p_t^b \geq 35GeV, \tag{4.17}$$
$$p_t^{miss} \geq 30GeV, \tag{4.18}$$
$$\eta_{bjets}, \eta_{leptons} \leq 3, \tag{4.19}$$
$$\Delta R_{jj}, \Delta R_{jl} \geq 0,4. \tag{4.20}$$
$$\tag{4.21}$$

où $\Delta R_{jj}, \Delta R_{jl}$ sont les critères d'isolation respectivement pour les jets et les leptons.
Une efficacité d'étiquetage des jets b de 50% a été utilisé ainsi qu'une erreur pour les jets légers de 0,4%.
Enfin, une coupure sur la masse reconstruite du système bW :

$$|M(bW) - m_t| < 30GeV. \tag{4.22}$$

Dans le tableau 4.15, je résume les limites de sensibilité pour les combinaisons linéaires des différents couplages Yukawa que l'on peut obtenir après trois ans au LHC à basse luminosité, si la particule échangée est un s-quark de masse 600 GeV. Pour sa largeur, j'ai considéré $\Gamma_R = 0.5$ GeV et une composante $\Gamma_{\not R}$ donnée par l'équation (4.3.2).

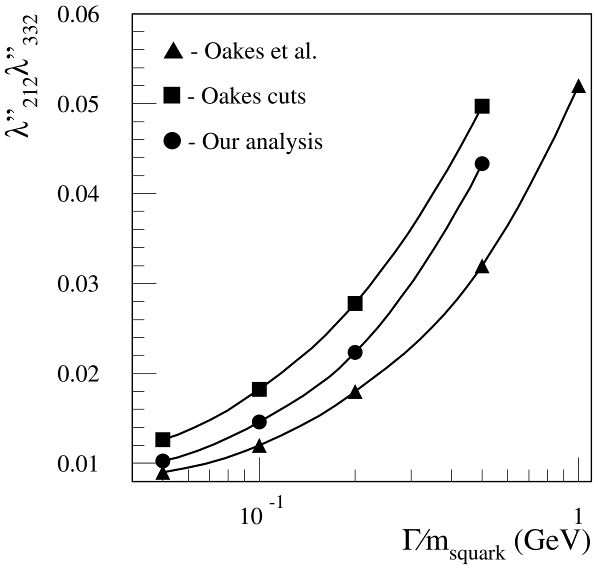


FIG. 4.14: *Limites de sensibilité pour des couplages $\lambda''_{212}\lambda''_{332}$ obtenues pour des partons initiaux cd au LHC après un an à basse luminosité pour un $\tilde{s}$-quark échangé de 300 GeV (cercles). Le résultat obtenu par Oakes et al. est également indiqué (triangles). Les carrés indiquent le résultat obtenu en appliquant les coupures de Oakes et al. sur nos lots d'événements.*

Pour des échanges de s-leptons (cf tableau 4.3), j'ai calculé les limites de sensibilité des combinaisons bilinéaire des différents couplages de Yukawa uniquement dans le cas le plus favorable, c'est à dire pour des partons initiaux $u\bar{d}$.

J'obtiens 4.63×10^{-3} comme limite sur $\lambda'_{11k}\lambda'_{k33}$ (en comparaison avec la limite de 2.8×10^{-3} obtenue dans [47].

$m_{\tilde{s}}$ (GeV)	300		600		900	
Γ_R (GeV)	0.5	20	0.5	20	0.5	20
N_s	6300	250	703	69	161	22
N_b	4920	5640	558	1056	222	215
Γ_{exp} (GeV)	24.3	30.5	37.5	55.6	55.4	62.1
Limites sur $\lambda'' \times \lambda''$	2.36×10^{-3}	1.21×10^{-2}	4.10×10^{-3}	1.51×10^{-2}	6.09×10^{-3}	2.09×10^{-2}
Limites Actuelles	6.25×10^{-1}					

TAB. 4.14: *Limites de sensibilité pour les valeurs des couplages $\lambda''_{132}\lambda''_{332}$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}.*

Partons initiaux	cd	cs	ub	cb	
Particule échangée	$\tilde{s}$	$\tilde{d}$	$\tilde{s}$	$\tilde{d}$	$\tilde{s}$
Couplages	$\lambda''_{212}\lambda''_{332}$	$\lambda''_{212}\lambda''_{331}$	$\lambda''_{132}\lambda''_{332}$	$\lambda''_{231}\lambda''_{331}$	$\lambda''_{232}\lambda''_{332}$
N_s	660	236	703	96	
N_b	558				
Γ_{exp} (GeV)	38.5	31.3	37.5	40.1	
Limites sur $\lambda'' \times \lambda''$	4.26×10^{-3}	7.08×10^{-3}	4.1×10^{-3}	1.11×10^{-2}	

TAB. 4.15: *Limites sur les couplages de Yukawa pour un s-quark échangé de masse 600 GeV et de largeur Γ_R = 0.5 GeV, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}. La limite actuelle est de 6.25$\times10^{-1}$.*

Mesures de la masse

Pour les cas où le rapport signal/bruit est significatif, la masse de la s-particule produit peut être mesurée. L'incertitude principale sur cette mesure provient de l'erreur sur l'énergie des jets. En effet, l'énergie de ceux-ci est collectée dans un cône de taille fixe autour de sa direction principale. La largeur du jet dépend de son énergie, lorsque celle-ci est relativement faible, les éléments du jet sont dispersés et une grande partie de son énergie se trouve à l'extérieur du cône. Pour compenser cette perte, il est nécessaire d'appliquer une correction, correction dépendante de l'énergie, ainsi qu'il l'a été expliqué dans le chapitre 3.3.3.
Or, cette correction dépend de la topologie des événements et de la manière dont les jets sont produits. La fonction de correction a donc été établie spécifiquement pour les signaux étudiés ici.
Pour calibrer les jets, on applique une fonction de correction dont la forme générale est :

$$Corr(P_t) = A + e^{B+C\times P_t} \tag{4.23}$$

où P_t est l'impulsion du jet et A, B et C sont des paramètres déterminés à l'aide de la distribution $\frac{P_t^{jet}}{P_t^{parton}}(P_t^{jet})$. Un exemple d'une telle fonction dans le cas de la production d'un $\tilde{s}$-quark de 600 GeV est montré sur la figure 4.15.

Sans cette calibration, l'énergie des jets est systématiquement sous évaluée surtout pour les basses valeurs. Après une telle correction, l'énergie des jets est correctement évaluée, et du point de vue de la distribution de la masse invariante, la largeur du pic du signal est réduite et sa position n'est plus décalée à basse masse (fig. 4.16 et fig. 4.17).

Finalement, avant d'évaluer la masse de la s-particule produite, un fit est fait sur la distribution du bruit de fond (4.18) à l'aide d'une fonction de la forme :

$$F(X) = (X + P1) \times e^{-\frac{(X^2+P2)}{P3}} \times P4 + P5 \tag{4.24}$$

où la variable X est la masse et F le nombre d'événements du bruit de fond attendu dans cet intervalle, et avec P1 = 57700 GeV/c^2, P2 = 53,7.10^4 (GeV/c^2)^2, P3 = 11.10^4 (GeV/c^2)^2, P4 = 4,67 (GeV/c^2)$^{-1}$ et enfin P5 = 6,98.

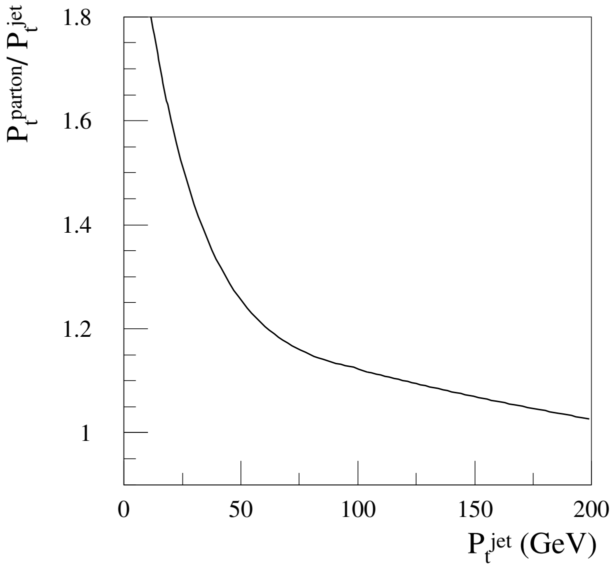


FIG. 4.15: *Fonction de calibration pour les jets, dans le cas d'événements produits par un $\tilde{s}$-quark de 600 GeV.*

Cette fonction (un exemple est donné figure 4.15) est ensuite utilisée pour soustraire au signal la partie due au bruit de fond, et la masse de la s-particule est donnée par un fit gaussien du pic sur cette distribution corrigée (4.19).
L'incertitude sur cette mesure est dominée par l'erreur sur l'énergie des jets. Cette erreur est de l'ordre de 1%.

4.4 Conclusions

J'ai étudié la production du top en singlet par des couplages de type Yukawa introduits par la violation de la R-parité, au LHC.

J'ai pris en considération tous les processus partoniques $2 \rightarrow 2$ à l'arbre, en y incluant les termes d'interférences avec le modèle standard. Les sections efficaces partoniques $2 \rightarrow 2$ calculées ont été implémentées dans PYTHIA afin de générer l'ensemble des particules dans l'état final. Une simulation rapide du détecteur ATLAS a été utilisée pour simuler les conditions expérimentales. J'ai tenu compte de tous les bruits de fond du modèle standard.

J'ai étudié les rapports signal-sur-bruit en fonction des états partoniques initiaux, de la masse et de la largeur de la s-particule échangée, et de la valeur des couplages Yukawa.

A la valeur choisie des constantes de couplage ($\sim 10^{-1}$), un rapport signal-sur-bruit significatif a été obtenu seulement pour les voies $\hat{s}$, autour de la masse de la particule

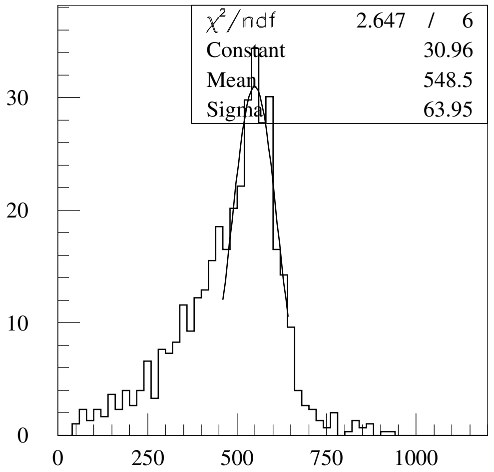


FIG. 4.16: *Masse invariante de $bbl\nu$ avant calibration, seul le signal est représenté ici. Ce dernier correspond à la production du $\tilde{s}$-quark de masse 600 GeV (largeur 0.5 GeV).*

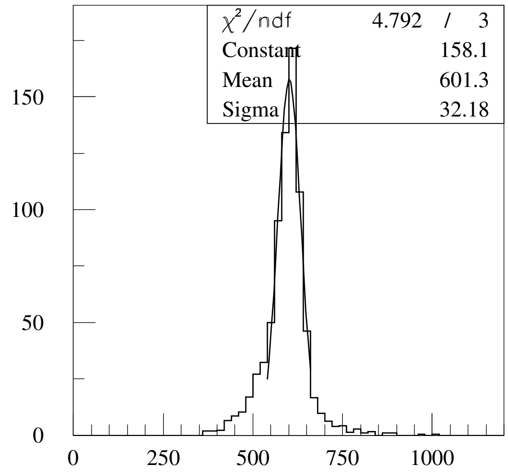


FIG. 4.17: *Masse invariante de $bbl\nu$ après calibration, seul le signal est représenté ici. Ce dernier correspond à la production du $\tilde{s}$-quark de masse 600 GeV (largeur 0.5 GeV).*

échangée dans la distribution de la masse invariante de tb $(l\nu bb)$, si

(i) la particule est un $\tilde{s}$-quark, et

(ii) sa largeur due aux désintégrations en R-parité conservée est de l'ordre du GeV.

Dans ce cas, j'obtiens une significance $S = N_s/\sqrt{N_b} > 5$ sur l'ensemble de l'échelle de masse étudiée (300 – 900 GeV) pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}. Cela signifie, que des s-quarks ($\tilde{d}$ ou $\tilde{s}$) avec une largeur fine peuvent être découverts au LHC. La résolution expérimentale sur la masse permettrait de mesurer la masse du s-quark avec une précision de $\sim 1\%$.

Réciproquement, si aucune production de top en singlet au-delà de ce qui est prédit par le MS n'est observée au LHC, après trois années à basse luminosité, la limite expérimentale sur les combinaisons quadratiques des couplages λ'' peut être abaissée par au moins un ordre de grandeur, pour des s-quarks de largeur fine. Dans le cas des échanges de s-lepton, un rapport signal-sur-bruit significatif peut être obtenu pour des états initiaux partoniques $u\bar{d}$, i.e. pour une combinaison des couplages $\lambda'_{11k}\lambda'_{k33}$. Du fait du taux d'événements plus faible que dans le cas d'un échange de s-quark, en l'absence de signal, la limite actuelle ne peut être améliorée que d'un facteur deux. La différence entre mon étude et les résultats obtenus dans Ref. [47] peut être expliquée par la différence du niveau de détail dans la chaîne de simulation.
Enfin, les limites ont été obtenues pour une valeur de significance S=5, contrairement à la convention, où on utilise une significance correspondant à 95 % de probabilité.

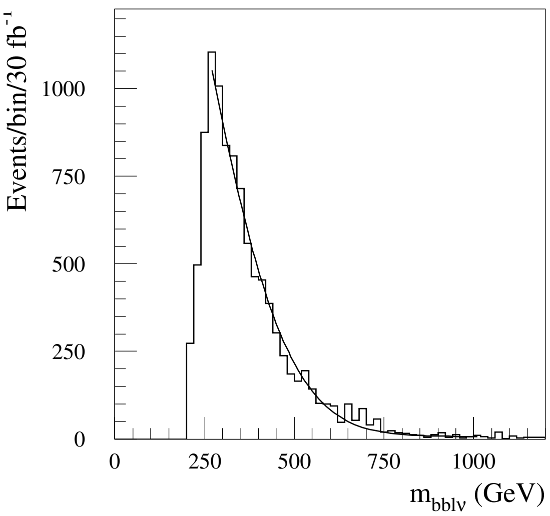


FIG. 4.18: *Fit sur la distribution en masse invariante pour les bruits de fond.*

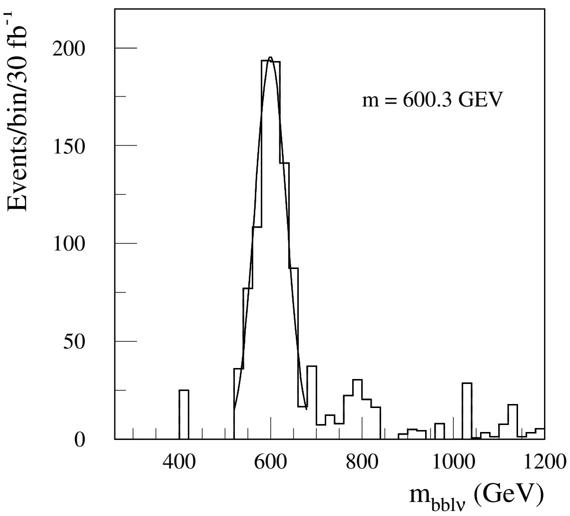


FIG. 4.19: *Signal une fois le bruit de fond retranché.*

Résumé

Dans le cadre des théories au delà du modèle standard, au cours de la prochaine dizaine d'années, deux accélérateurs exploreront le domaine d'énergie du TeV, où sont attendus des signes de cette nouvelle physique. En 2001, le Tevatron, collisionneur proton-antiproton du Fermilab à Chicago, redémarrera avec une énergie de 2 TeV et une luminosité augmentée et sera une première étape dans cette voie. Elle sera suivie en 2005 par le nouvel accélérateur du CERN, le collisionneur proton-proton LHC, dont l'énergie atteindra 14 TeV. Deux expériences, D0 pour le Tevatron et ATLAS pour le LHC, partagent de nombreuses similitudes dans leurs choix techniques. Cette particularité permet d'envisager des études qui sont facilement transposables d'une expérience à l'autre, et c'est dans cette optique que j'ai pris part au cours de ma thèse à ces deux expériences.
A l'aide d'un générateur Monte-Carlo spécialement écrit pour la simulation de la production du quark top par R-parité violée, j'ai étudié les potentiels de découverte de la supersymétrie pour l'expérience ATLAS. Compte-tenu des limites actuelles sur les couplages RPV et des hypothèses prises en compte, la production de s-quark en voie résonnante peut être détectée au LHC pour des masses allant de 300 à 900 GeV.
Réciproquement, l'absence de signaux permettra d'augmenter les limites sur les produits de couplages considérés d'un facteur 10 au moins.
Enfin, en cas de détection de s-quarks, la masse de ceux-ci peut être mesurée directement avec une erreur de l'ordre du %.
Dans le cadre de D0, j'ai proposé un algorithme de calibration pour le calorimètre électromagnétique, utilisant des événements physiques $Z \rightarrow ee$. Avec une statistique de 7000 événements, correspondant à un ou deux mois de fonctionnement du Tevatron, la calibration du détecteur peut être ramenée de 1% à 0,5 %.

In the coming ten years, two accelerators will explore the TeV domain, where new phenomena are expected. In 2001, the Tevatron, the proton-antiproton collider of Fermilab at Chicago, will restart with an energy of 2 TeV in the center of mass and with 20 times more luminosity as before. It will be followed in 2005 by the new CERN accelerator, the proton-proton collider LHC, with an energy of 14 TeV. Two experiments, DØ for the Tevatron and ATLAS for the LHC, share numerous specificities in their technical choices. This feature allows to carry out studies that can easily be transported from one experiment to another. I have carried out my PhD work keeping this in mind.
With a Monte-Carlo generator adapted to the simulation of single top quark production through violating R-parity, I studied the discovery potentials of supersymetry for ATLAS.

My conclusion is that the production of s-quarks in resonant channel can be detected at LHC for s-quark mass ranging from 300 to 900 GeV, assuming the current limits on the RPV couplings and according to some hypothesis. Conversely, if no signal would be observed, the experimental limit on the product of the couplings can be lowered at least one order of magnitude. Finally, in the case of s-quark detection, their masses can be measured with an error in the order of 1%.
In the case of DØ, I proposed an algorithm of calibration for the electromagnetic calorimeter, with $Z \rightarrow e^+e^-$ events. I have shown that using approximatively 7000 events, which can be detected approximatively in one or two months at the Tevatron, the uncertainty of the calibration constant of the detector can be reduced from 1 to 0,6 %.

Bibliographie

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.

[2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.

[3] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm, (Stockholm : Almquist, 1968).

[4] S.P. Martin, *A Supersymetry Primer*, hep-ph/9709356, version 3 April 1999.

[5] Y. Okada, *SUSY Phenomenology*, KEK-TH-606, Nov. 1998.

[6] B. Brahmachari, P. Roy, Phys. Rev. D 50, 39(1994).

[7] J.L.Goity et al., Phys. Lett. B346 (1995) 69.

[8] G.Bhattacharyya et al. Phys.Lett. B355 (1995) 193.

[9] R. Barbier et al, *Report of the group on the R-parity violation*, http ://isnwww.in2p3.fr/GDR-Rp/.

[10] D. Barberis, *ATLAS Inner Detector Developments*, ATL-CONF-99-003, Oct. 1999.

[11] ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance*, ATLAS TDR 14, Vol. 1, Chap. 3, CERN/LHCC 99-14.

[12] ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance*, ATLAS TDR 14, Vol. 1, Chap. 4, CERN/LHCC 99-14.

[13] ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance*, ATLAS TDR 14, Vol. 1, Chap. 5, CERN/LHCC 99-14.

[14] ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance*, ATLAS TDR 14, Vol. 1, Chap. 6, CERN/LHCC 99-14.

[15] ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance*, ATLAS TDR 14, Vol. 1, Chap. 1, CERN/LHCC 99-14.

[16] DØ Collaboration, *The DØ detector upgrade* FERMILAB-Conf-95-030-E, E. Borchi, S. Majewski, J. Huston, A. Penzo and P. G. Rancoita, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 44 (1995) 12.

[17] DØCollaboration, *DØ silicon Tracker Technical Design Report.*

[18] DØ Collaboration, *The DØ upgrade central fiber tracker Technical Design Report.*

[19] B. Baldin et al., *Technical Design of The central Muon System*, DØ-Note 3365, mars 1998.

[20] G. Alexeev et al., *Technical Design Report for the DØForward Muon Tracking Detector Based on Mini-drift Tubes*, DØ-note 3366, decembre 1997.

[21] R. Wigmans, *Principes et techniques de calorimétrie*, Comptes-rendus de l'école Joliot-Curie de physique nucléaire, Maubuisson 26-30 septembre 1988.

[22] D.H. Perkins, *Introduction to High energy Physics*, 1987.

[23] W.Ralph Nelson, H. Hirayama, David W.O. Rogers, *The EGS4 Code System*,SLAC-0265, SLAC-265, SLAC-R-0265, SLAC-R-265, Dec 1985.

[24] DØ Collab. *The DØ detector* Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Rev A 338(1994) 185-253.

[25] *Calorimeter electronics*, http ://www-d0.fnal.gov/ d0upgrad/calelec/calorimeter_electronics.htm

[26] DGSTAR, *D GEANT Simulation of the Total Apparatus Response*, http ://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/test/d0gstar_user/doc/index_code.html

[27] GEANT, *Detector Description and Simulation Tool*, CERN program library.

[28] S.D. Protopopescu, *DØ Reconstruction Program Overview*, http ://ox3.phy.bnl.gov/ serban/d0reco_overview.ps

[29] NAG Program Library, The Numerical Algorithms Group Ltd, Oxford, UK.

[30] E. Nagy, S. Negroni, *Simultaneous Calibration of Various Parts of the DØ Electromagnetic Calorimeter*, DØ-Note 003758, june 2000.

[31] CDF Collaboration, Phys. Rev. D50 (1994) 2966; Phys. Rev. D51 (1995) 4623; Phys. Rev. Lett. 74 (1995)2626.

[32] DØ Collaboration, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2422.

[33] R. Bonciani et al. Nucl. Phys. B529 (1998) 424.

[34] K. Sliwa, *Top mass aand cross-section results from CDF and DØ at the Fermilab Tevatron*, FERMILAB-CONF-99/086-E. Proceedings of the 13th Topical Conference on Hadron Collider Physics, Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India (1999).

[35] A. Gutu, *Precision Tests of the EW Gauge Theory*, ICHEP 2000, Osaka.

[36] ATLAS detector and Physics performance, Technical Design report, Volume II.

[37] L.D. Chikovani et T.D. Djobova, *ATLAS sensitivity to the flavor-changing neutral current decay* $t \to Zq$, ATLAS Internal Note ATL-COM-PHYS-99-034 (1999).

[38] J.Dodd, S. McGrath et J. Parsons, *Study of ATLAS sensitivity to rare top quark decays*, ATLAS Internal Note ATL-COM-PHYS-99-039 (1999).

[39] Y.P. Gouz et S.R. Slabospitsky, *Double top production at hadron collider*, hep-ph/9811330.

[40] G. Mahlon et S. Parke, Phys. Lett. B347 (1995) 394; G. Malhon, *Theoretical expectations in radiative top decays*, hep-ph/9810485.

[41] D.O. Carlson, E. Malkawi et C.P. Yuan, Phys. Lett. B337 (1994) 145.

[42] Onetop, C.P.Yuan, D. Carlson, S. Mrenna, Barringer, B. Pineiro, R. Brock, http ://www.pa.msu.edu/ brock/atlas-1top/EW-top-programs.html

[43] CERN Program Library, Long Writeup Q121.

[44] F.E. Paige, S.D. Protopopescu, H. Baer, X. Tata, *A Monte Carlo Event Generator for pp, $\bar{p}p$ and e^+e^- Reactions.*

[45] T. Sjöstrand, Comput. Commun. 82 (1994) 74.

[46] S. Katsanevas, P. Morawitz, IC/HEP/97-5, http ://ly-ohp5.in2p3.fr/delphy/katsan/susygen.html.

[47] R.J. Oakes, K. Whisnant, J.M. Yang, B.L. Young and X. Zhang, Phys. Rev. D57 1998 534.

[48] E.Richter-Wąs, D.Froidevaux, L.Poggioli, ATLAS Internal Note Phys-No-79, 1996.

[49] P. Chiappetta, A. Deandrea, E. Nagy, S. Negroni, G. Polesello, J.M. Virey, *Single top production at the LHC as a probe of R parity violation*, Phys. Rev. D61(2000) 115008, hep-ph/9910483.