ISN 02-50

Université Joseph Fourier-Grenoble 1 - U.F.R. de Physique

THÈSE
présentée à l'Université Joseph Fourier
pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCE

Spécialité : Physique des particules

présentée par

Auguste BESSON

Étude des événements di-leptons + 4 jets dans le Run II de l'expérience D0 à Fermilab.

Interprétation dans le cadre de la recherche de particules supersymétriques se désintégrant en R-Parité violée (couplage λ')

Soutenue le 1er octobre 2002, devant le jury composé de :

Marc BESANÇON	(Rapporteur)
Johann COLLOT	(Président)
Pierre LUTZ	
Philippe MARTIN	
Pierre PETROFF	(Rapporteur)
Gérard SAJOT	(Directeur de thèse)

Thèse préparée à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux

Remerciements

Tout d'abord un très grand merci aux membres du jury Pierre Lutz, Johann Collot et Philippe Martin, qui ont bien voulu se pencher sur mon travail, et tout particulièrement aux rapporteurs Pierre Petroff et Marc Besançon pour le temps qu'ils ont consacré à relire le manuscrit.

Je tiens à remercier infiniment mon directeur de thèse Gérard Sajot pour ses innombrables qualités humaines et scientifiques, son obstination, son intelligence, son sens de la pédagogie, sa disponibilité, son humour et son soutien permanent. Je m'arrête là, je me dois de respecter sa modestie légendaire.

Ces trois années n'auraient pu se dérouler aussi agréablement sans la présence des membres de l'équipe D∅-Grenoble à savoir Yannick Arnoud et sa passion si communicative, Sabine Crépé-Renaudin et sa rigueur scientifique, Pavel Demine, indétrônable en C++, Arnaud Lucotte, incollable sur D∅, Oleg Kouznetsov, Karim Errahmane, Anne-Marie Magnan et Nirmalya Parua. J'ai pu apprécié chacune de leurs qualités ; parmi celles-ci, leur capacité à travailler en équipe n'était pas la moindre.

Le travail sur la mesure de pureté de l'argon liquide n'aurait pu être mené à bien dans les délais impartis sans l'acharnement et l'expérience de Gabriel Mondin et Yves Carcagno. Leur qualités professionnelles et humaines m'ont permis de faire face au blizzard de Chicago. Un grand merci également à Germain Bosson, Philippe Martin, Bob Rucinski et Dan Markley pour leur aide, ainsi qu'à Nirmalya Parua et Ursula Bassler du groupe *Calorimeter Comissionning*.

À l'I.S.N., je tiens à remercier en premier lieu Joël Chauvin, le directeur du laboratoire, Christine Gondrand et Jean-Claude Durand du service informatique pour leur disponibilité et leur compétence, Chantal Mazzola du service mission, toujours disponible pour que nos nombreux déplacements aux U.S.A. se déroulent parfaitement, ainsi que Fabienne Ledroit et Corinne Bérat.

Je tiens à remercier également les animateurs du groupe de travail *New Phenomena* Laurent Duflot, Gustaaf Brooijmans, Steve Muanza, Greg Landsberg pour leurs commentaires constructifs.

Je remercie chaleureusement l'équipe "Susy-C.E.A.-Saclay", Christophe Royon, Frédéric Déliot et Emmanuelle Perez pour nos échanges fructueux sur la SUSY.

Je suis très reconnaissant à Alain Reydet qui m'a permis d'enseigner en Classes Préparatoires de l'I.N.P.G. et qui m'a fait une totale confiance.

L'I.S.N. a abrité et abrite de nombreux ami(e)s que j'ai fréquenté lors de soirées, de barbecues, à la machine à café, au restaurant H2, pour refaire le monde si possible un verre (ou un bol) à la main : la “dream team” Yannick Arnoud (Junior à jamais, qui mérite une bise sur la tête), Frédéric Mayet (Fred beau gosse, quel beau métier professeur), Sébastien Jan (grand Seb, comme une bête en feu sous la brise), Jacob Lamblin (Géant vert, qui a la bonne thèse), et également Bruny Baret (le bol c’est lui), Sébastien Viret (moyen Seb, champion du cycle), Luisa Nicoletti (La mamma), Luc Perrot (Loutcho, communard), Nicolas Chauvin (l’ex-thésard le plus hype du moment), Thomas Thuillier (notre parrain à tous) et Christophe Peaucelle (planqué du régiment).

Enfin cette thèse n’aurait pu se dérouler sans l’affection de Delia ; sans l’amitié de Rikus, Vince, Fab, Ahmed, Ben, Cécile, Colin, Bubu, Nico & Christelle, Jean-Ste & Gaelle, Stefania, Nath, Thierry, Po & Co, Carole, Julien 1 & 2, Régis, Mehdi & Tom & Michu, Steph, Thomas, Tobias, Alex, Gaelle, Sophie, Françoise, Bob, Fretk, Pedro, Peter, Djamel, Andrej, Dmitry, Pauline, Louis, Agathe, Sonia et les autres ; et sans le soutien et l’amour de mes parents Élisabeth et Christian, de Camille et Mathilde, et d’Irène et Léonard. Que toutes ces personnes qui me sont chères en soient remerciées. Pour m’avoir toujours encouragé, ce document leur est dédié.

Introduction

Laisse nous te dire que tu te prépares des nuits blanches, des migraines, des nervouses brékdones comme on dit de nos jours.
Michel Audiard, *Les Tontons flingueurs*

Ce travail a pour cadre l'expérience D∅, l'un des deux détecteurs du TeVatron au laboratoire Fermi (près de Chicago, U.S.A.). L'expérience D∅ a connu une première phase de prises de données (Run I) de 1990 à 1996. Celle-ci a, entre autres, permis la mise en évidence du quark *top* en collaboration avec l'expérience C.D.F. De 1996 à 2001, la prise de données s'est arrêtée en vue de la préparation d'une deuxième phase, le Run II.

Actuellement, D∅ prend des données depuis le démarrage du Run II du TeVatron, le 1^{er} mars 2001. Pour les années à venir, un vaste programme de physique s'ouvre à D∅, aussi bien au niveau des tests du Modèle Standard (top, b, W, QCD, etc.) qu'au niveau des recherches au-delà du Modèle Standard (leptoquarks, dimensions supplémentaires, supersymétrie, RPV, etc.).

Cette thèse est consacrée à la préparation du Run II ainsi qu'à l'analyse des premières données (jusqu'au 1^{er} juin 2002), dans le canal di-électrons de même signe + jets, dans l'hypothèse de la théorie de la Supersymétrie avec R-parité violée par le couplage λ_{122}'.

Le premier chapitre présentera le fonctionnement du TeVatron et du détecteur D∅. L'accent sera mis sur les caractéristiques principales de chaque détecteur et sur les améliorations apportées pour le Run II.

Le deuxième chapitre traitera de mon travail sur la mesure de la pureté de l'argon liquide du calorimètre de D∅, indispensable au bon fonctionnement de ce détecteur. Ce projet a été mené à bien grâce au support technique de l'I.S.N.. La Cellule de mesure de pureté de l'argon liquide a d'abord été testée et mise en service à l'I.S.N. puis rapatriée à Fermilab. Les résultats de ces mesures seront présentés avec un accent particulier sur l'évaluation de leur précision.

Le troisième chapitre décrira la théorie de la Supersymétrie (SUSY). Après l'évocation des insuffisances du Modèle Standard, les arguments en faveur de la Supersymétrie seront présentés. La SUSY sera ensuite introduite à l'aide d'un modèle simple. Ensuite, la construction du lagrangien supersymétrique sera détaillée, en évitant le formalisme des superchamps. Enfin, certains concepts importants pour toute étude phénoménologique seront abordés comme la R-parité, les équations du groupe de renormalisation et la supergravité.

Le quatrième chapitre développera mon travail sur les générateurs Monte-Carlo et en particulier sur *Susygen*. La version pour les collisionneurs hadroniques a été testée et adaptée à l'environnement de D∅. Des études concernant la production de paires de particules supersymétriques, accompagnée de la désintégration des particules supersymétriques les plus légères, ont également été effectuées. Des résultats portant sur les spectres de masse, les sections efficaces, les rapports d'embranchement et les perspectives du Run II seront exposés.

Le dernier chapitre traitera de l'analyse des premières données du Run II, représentant environ 9.7 ± 1.4 pb^{-1} de luminosité intégrée. L'effort sera porté sur les comparaisons entre les données et la simulation Monte-Carlo, pour l'état final di-électrons + jets.

Malgré tous mes efforts, de nombreux termes en anglais parcourent ce document. J'ai essayé autant que faire se peut d'utiliser l'équivalent français. Pour les abréviations, j'ai conservé les initiales originales. Le lecteur pourra se reporter à l'annexe les répertoriant, en fin d'ouvrage. Que les amoureux de la langue française me pardonnent.

Chapitre 1

Le TeVatron et le détecteur D∅

L'expérience D∅ est l'un des deux détecteurs du TeVatron au laboratoire Fermi. Dans ce premier chapitre, je présenterai d'abord l'accélérateur TeVatron puis je décrirai en détail les différents éléments de D∅.

Fermilab a été inauguré en 1967 dans les environs de Chicago aux États-Unis. Des avancées scientifiques majeures y ont été réalisées. Tout d'abord en juin 1977, le quark bottom a été découvert [1] par la production d'upsilon Υ (méson $b\bar{b}$). Puis en 1994, l'existence du quark top a été confirmée lors du Run I du TeVatron qui s'est achevé en 1996 [2], [3]. Enfin, en juin 2000, l'expérience DONUT [4] a annoncé les premières observations du neutrino tau ν_τ.

Après un arrêt d'environ 4 ans en vue d'effectuer d'importantes améliorations au niveau de l'accélérateur et des deux détecteurs D∅ et CDF, le TeVatron a recommencé à fonctionner à la fin de l'année 2000. La deuxième phase de prise de données, appelée Run II, a commencé le 1^{er} mars 2001 et devrait durer jusqu'en 2007 environ.

1.1 Le complexe d'accélération du TeVatron

Le Tevatron constitue aujourd'hui le collisionneur proton-antiproton le plus puissant jamais mis en service (1960 GeV dans le centre de masse contre 630 GeV au SPS du CERN) [5]. Les faisceaux de protons et d'antiprotons se croisent en deux régions d'interaction de haute luminosité où ont été installés les deux détecteurs CDF et D∅ (fig. 1 et1).

1.1.1 Un collisionneur de haute luminosité

Par rapport au Run I ($\simeq 100 pb^{-1}$), les objectifs sont d'abord de gagner un facteur 20 en luminosité intégrée au terme du Run IIa ($\simeq 2 fb^{-1}$) puis un facteur 150 à l'issue du Run IIb ($\simeq 15 fb^{-1}$). La figure 1.3 montre la luminosité intégrée en fonction du temps (par semaine et totale) depuis le 5 mars 2001.

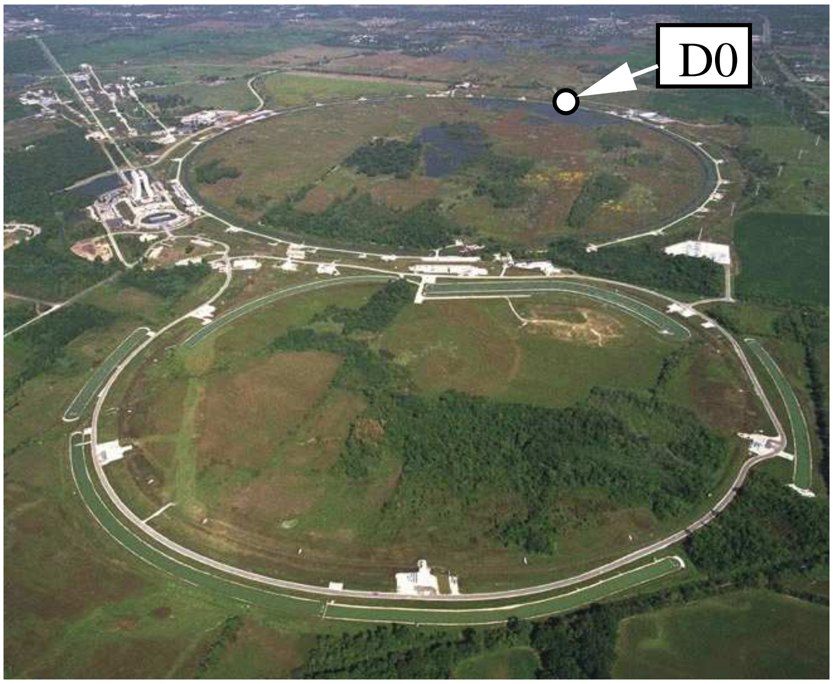


FIG. *1.1 – Vue aérienne de l'injecteur principal (en bas sur la photo) et du TeVatron (en haut)*

La luminosité instantanée s'exprime de la manière suivante :

$$L = \frac{N_p N_{\bar{p}} f_0}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{1.1}$$

où L est la luminosité, N_p et $N_{\bar{p}}$ les nombres de protons et d'antiprotons par paquets, f_0 la fréquence de croisement, σ_x et σ_y la variance (dispersion) du faisceau dans les directions x et y.

Au Run I, la limitation principale de la luminosité demeurait (et demeurera au Run II) le taux d'antiprotons $N_{\bar{p}}$ que l'on pouvait produire. Pour accroître cette luminosité, deux mesures ont été mises en œuvre, l'augmentation de la production d'antiprotons au TeVatron d'une part, et le recyclage des antiprotons en fin de cycle pour les réinjecter d'autre part. De toute évidence, cela implique un grand nombre de modifications pour le TeVatron [8]. Cela comprend :

- une augmentation de l'énergie des faisceaux de 900 à 980 GeV ; même si cela n'affecte pas la luminosité, certaines sections efficaces augmentent notablement (par exemple, $\sigma_{t\bar{t}}$ gagne 40%) ;
- une augmentation des capacités de production des antiprotons par :
  - — la construction dans un nouveau tunnel d'un nouvel injecteur au TeVatron, le *main injector* (fig. 1),
  - — la mise au point d'un système de refroidissement pour les $\bar{p}$ (recycleur et refroidissement par faisceau d'électrons),

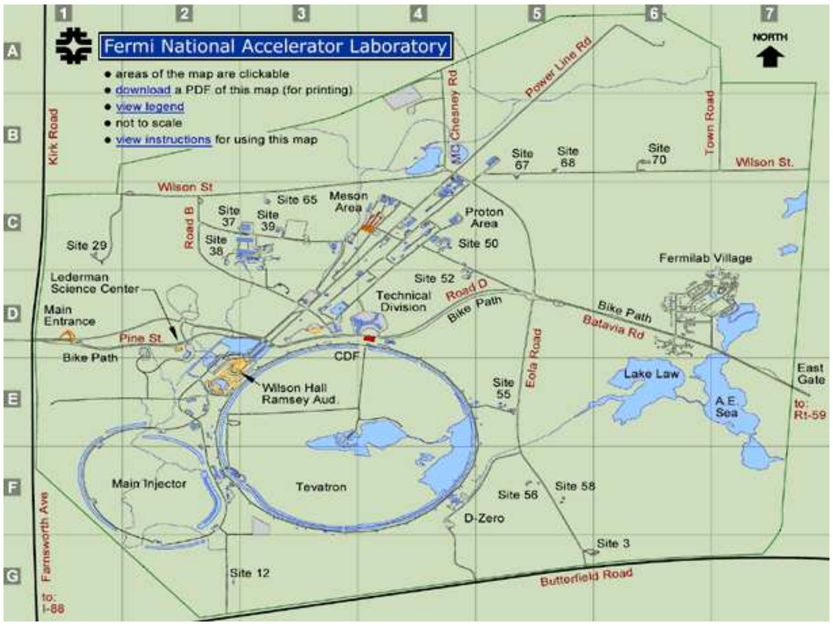


FIG. *1.2 – Le site de Fermilab*

— l'amélioration de la chaîne de production des $\bar{p}$ (cible, refroidissement des anneaux).

— une réduction de l'émittance des faisceaux (relié à $\sigma_{x,y}$ [9]) ;

- une augmentation du nombre de paquets $p \times \bar{p}$ de 6 à 36, puis à 108.

1.1.2 Production et accélération des faisceaux

La chaine de production des faisceaux est representée sur les figures 1.5 et 1.5.

Production des protons

Le faisceau de protons est élaboré à partir d'ions hydrogène négatifs, qui sont accélérés à une énergie de 750 keV par un générateur électrostatique de Cockcroft-Walton [13].

Puis les ions passent par un accélérateur linéaire (*Linac*) de 130 m de long où leur énergie est portée à 400 MeV, grâce à des cavités accélératrices Radio-Fréquence (R.F.). Le faisceau en sortie est composé de paquets d'environ 6.3×10^{12} ions H^-, séparés de 5 ns. Les paquets sont eux-mêmes regroupés par 40 000 unités en super-paquets (*pulse*) espacés de 50 μs.

Booster

Le faisceau est ensuite amené à traverser une mince cible de carbone qui permet d'arracher les électrons. Les protons résultants passent par le Booster, un synchrotron de 475

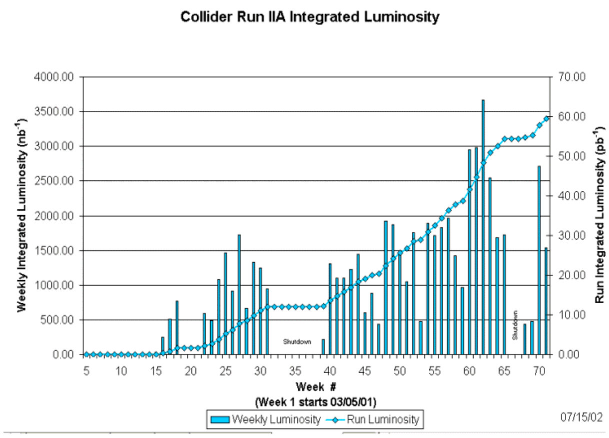


FIG. 1.3 – *Luminosité intégrée par semaine* (nb^{-1}) *et totale* (pb^{-1})*, depuis le 5 mars 2001.*

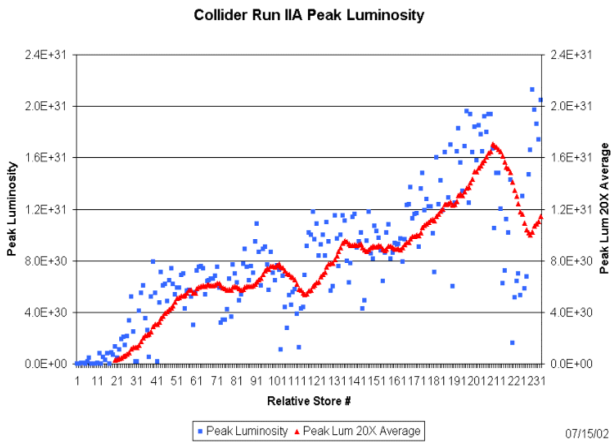


FIG. 1.4 – *Luminosité initiale* ($cm^2.s^{-1}$) *au début de chaque cycle de collision (store).*

mètres de circonférence. Des cavités R.F. sont placées dans l'une des sections droites. Un guide magnétique permet de courber (aimants dipolaires) et de focaliser (aimants quadrupolaires et octopolaires) le faisceau. Les protons sont accélérés de 400 MeV à 8 GeV, à raison de 500 keV par tour. 15 200 tours sont ainsi nécessaires pour atteindre 8 GeV.

L'injecteur principal

D'un diamètre d'environ 1km, l'injecteur principal (*main injector*) remplace l'anneau principal (*main ring*) qui était installé dans l'anneau du TeVatron.

Il sert à la production d'antiprotons, fournit un faisceau de protons de 120 GeV pour les expériences sur cible fixe et enfin, comme son nom l'indique, est utilisé pour l'injection des protons et des antiprotons dans le TeVatron. Comme le booster, c'est un synchrotron comprenant 344 aimants dipolaires (1.72 T à 150 GeV/c), 308 aimants quadrupolaires et des cavités R.F. (fréquence 52 MHz, et Tension 4 MV). Il possède 8 sections droites.

En premier lieu, l'injecteur permet la production de paquets de 3.0×10^{11} protons ou de 7×10^{10} antiprotons, portés de 8 à 150 GeV avant l'injection dans le TeVatron. Il peut aussi assurer la formation de paquets de protons de plus haute intensité (5×10^{12} protons) à 120 GeV servant eux-mêmes à la productions des antiprotons (cf. section suivante).

1.1.3 Production d'antiprotons et recycleur

Station cible

Diminuer le temps de production du faisceau d'antiprotons constitue une priorité du Run II afin de permettre au TeVatron de délivrer une haute luminosité.

Pour produire les antiprotons, on utilise le faisceau de protons de 120 GeV de l'injecteur principal que l'on projette sur une cible fixe, toutes les 2,4 s. La cible est constituée

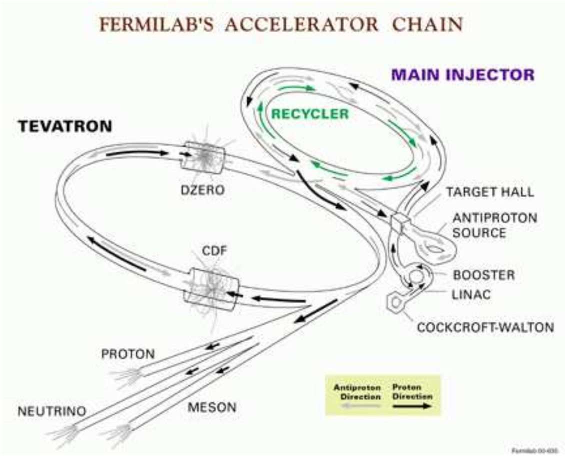


FIG. *1.5 – Schéma de fonctionnement du TeVatron (1).*

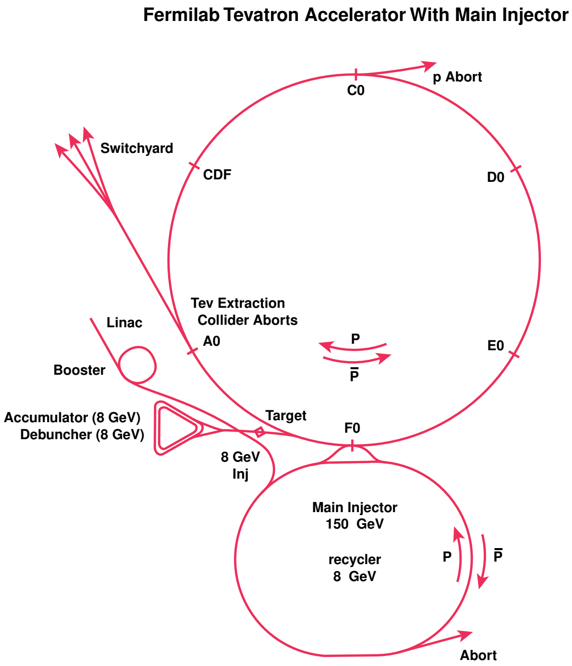


FIG. *1.6 – Schéma de fonctionnement du TeVatron (2).*

de couches successives de nickel et de cuivre. L'énergie du faisceau ainsi que la cible sont optimisées pour que le nombre d'antiprotons de 8 GeV produits en vue d'être collectés soit maximum dans l'anneau accumulateur (grâce à des guides magnétiques adaptés pour cette énergie).

En moyenne, environ 50000 protons incidents sont nécessaires pour produire un antiproton de 8 GeV.

Debuncher et anneau d'accumulation

Les antiprotons résultants sont collimatés à l'aide de lentilles au lithium, puis sélectionnés par un aimant dipolaire qui agit comme un spectromètre. Ensuite ils sont transférés dans un anneau appelé *debuncher ring*[1] pour être refroidis. Cet anneau permet essentiellement de réduire la dispersion en énergie, en position et en angle des antiprotons. Il est de forme triangulaire, d'une circonférence de 505 m, et comprend également des aimants dipolaires (11) et quadrupolaires (19).

Enfin, le faisceau provenant de l'injecteur principal est formé de paquets (ou *pulses*). Les antiprotons créés possèdent donc la même structure au départ. Le *debuncher ring* assure la formation d'un faisceau continu par refroidissement stochastique [14], avec une faible dispersion en énergie.

Le faisceau est alors transféré dans un anneau d'accumulation qui reforme le faisceau

[1]. La traduction appropriée serait le néologisme *dépaquettiseur*.

Caractéristiques	Run I	RunIIa		Run IIb
Période	1992-96	2001	2004	> 2005
Nombre $p \times \bar{p}$	6×6	36×36	140×103	140×103
Nombre de protons / paquet	2.3×10^{11}	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}
Nombre d'antiprotons / paquet	5.5×10^{10}	3.0×10^{10}	4.0×10^{10}	1.0×10^{11}
Taux de production de $\bar{p}$ **/heure**	6.0×10^{10}	1.0×10^{11}	4.2×10^{12}	1.1×10^{13}
Longueur des paquets (m)	0.6	0.37	0.37	0.37
Temps entre les paquets (ns)	3500	396	132	132
Énergie / faisceau (GeV)	900	980	980	980
Luminosité instantanée $(\times 10^{32}\ cm^2 s^{-1})$	0.16	0.86	2.1	5.2
Luminosité intégrée $(pb^{-1}/\ semaine)$	3.2	17	42	105
Angle de croisement (μrad)	0	0	136	136
Nombre d'intéractions / croisement (@ 45 mb)	2.6	2.3	1.9	4.8

TAB. *1.1 – Caractéristiques principales du TeVatron prévues pour les différentes phases du Run II comparées à celle du Run I.*

en 84 paquets.

Recycleur

Le recycleur (*recycler*) est situé dans le même tunnel que l'injecteur principal. Sa mise en route est prévue vers 2003-2004, pour le Run IIb.

Il stockera les antiprotons de 8 GeV en provenance de l'anneau d'accumulation, et permettra la formation de faisceaux de hautes intensités.

Lors du Run IIb, il permettra en outre de recycler les antiprotons du TeVatron en fin de cycle de collisions. Ces antiprotons, après avoir été décélérés de 980 à 150 GeV par le TeVatron, puis de 150 à 8 GeV dans l'injecteur principal, seront transférés dans le recycleur. Ceux-ci seront alors refroidis par un système de faisceau d'électrons. Un refroidissement classique ne pourrait convenir pour un faisceau de si haute intensité.

Au Run I les antiprotons étaient tous perdus à la fin d'un cycle de la machine. À l'avenir, le recycleur contribuera à augmenter notablement le nombre d'antiprotons dans le TeVatron.

1.1.4 Le TeVatron

Finalement les faisceaux de protons et d'antiprotons sont injectés dans le synchrotron principal, le TeVatron. Celui-ci accélère les particules de 150 à 980 GeV.

Le TeVatron comprend :

- 772 aimants supraconducteurs de courant maximum 4350 A, de champ B maximum 4.335 T, d'un rayon de courbure 754 m,
- 180 quadrupôles,

- 8 cavités R.F. qui assurent l'accélération.

La durée de vie du faisceau est de 8 à 12 heures.

Le tableau 1.1 compare les principales caractéristiques du TeVatron entre le Run I et les différentes phases du Run II. Il appelle quelques remarques :

- Le calcul de la luminosité intégrée à partir de la luminosité instantanée suppose un temps de mesure effectif de 33 % du temps total de fonctionnement (*livetime*).
- Au Run IIb, les faisceaux se croiseront à un petit angle ($\simeq$ 136 μrad) de manière à éviter que les faisceaux ne se croisent plus de 2 fois (une fois pour CDF et une fois pour D0), ceci afin de limiter au maximum l'effet faisceau-faisceau.
- On notera enfin que lors du Run IIb, le nombre de paquets sera asymétrique ($140p \times 103\bar{p}$). Ceci servira à améliorer l'alignement des faisceaux aux points d'interactions (CDF et D0) et à équilibrer les effets faisceaux-faisceaux dans l'anneau.

Après un peu plus d'un an de fonctionnement, environ 60 pb^{-1} ont été délivrés par la machine. 100 pb^{-1} sont attendus à la fin de l'année 2002 (1.3 et 1.4). À cause de différents problèmes au niveau de l'accélérateur, la luminosité reste en deçà des performances attendues [7]. Parmi les difficultés rencontrées, on retiendra :

— l'emittance transverse dans l'anneau d'accumulation,

— l'interaction faisceau-faisceau dans le TeVatron,

— un mauvais vide dabs le tube à vide au niveau de CDF, deteriorant les faisceaux,

— la stabilite des faisceaux, donc le temps de vie de ces faisceaux,

— une courte duree de vie des protons de 150 GeV dans l'injecteur principal,

— des pertes d'antiprotons au niveau de leur acceleration,

— des pertes dans les transferts d'un anneau a l'autre,

À cela s'ajoute l'efficacité d'enregistrement des données de D0, appelée *experiment to tape efficiency* qui n'est que de 60%, cela étant dues a différents problèmes techniques des détecteurs (remise à zéro de cartes d'acquisition, hautes tensions, temps morts, etc).

1.2 Le détecteur D∅ : modifications pour le Run II

On trouvera une description du détecteur du Run I dans [6]. Cette partie développera principalement les améliorations du Run II.

1.2.1 Géométrie et système de coordonnées

Le système de coordonnées du détecteur est choisi tel que :

- z est selon la direction des deux faisceaux et dans le sens de circulation des protons (déplacement dans le sens des aiguilles d'une montre),
- y est vertical vers le haut,
- x est horizontal, dans la direction radiale vers l'extérieur de l'anneau,

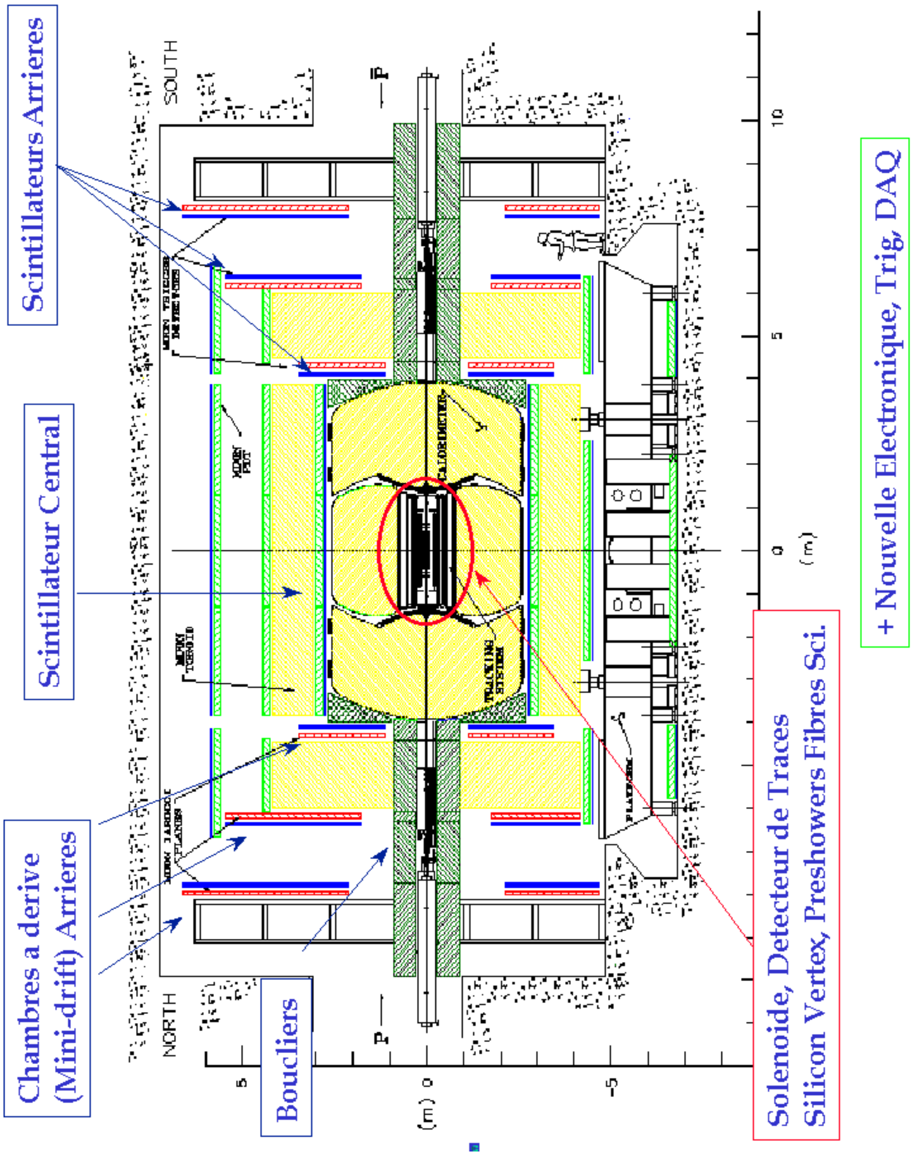


FIG. *1.7 – Principales améliorations de D0 pour le Run II.*

– ϕ est l'angle azimuthal dans le plan transverse $x0y$.
– θ est l'angle polaire tel que $\theta = 0$ corresponde à la direction $+z$

La plupart des événements produits sont de basse impulsion transverse et très situés vers l'avant. Il est d'usage de définir la pseudo-rapidité η (fig.1.8) que l'on utilisera plutôt que θ :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \tag{1.2}$$

La raison en est que la distribution de la densité de particules produites est plate en $\Delta\eta$. Lors de chaque collision, une fraction seulement de l'énergie du centre de masse $\sqrt{s}$ est disponible pour la réaction, une grande partie étant emportée par les quarks spectateurs

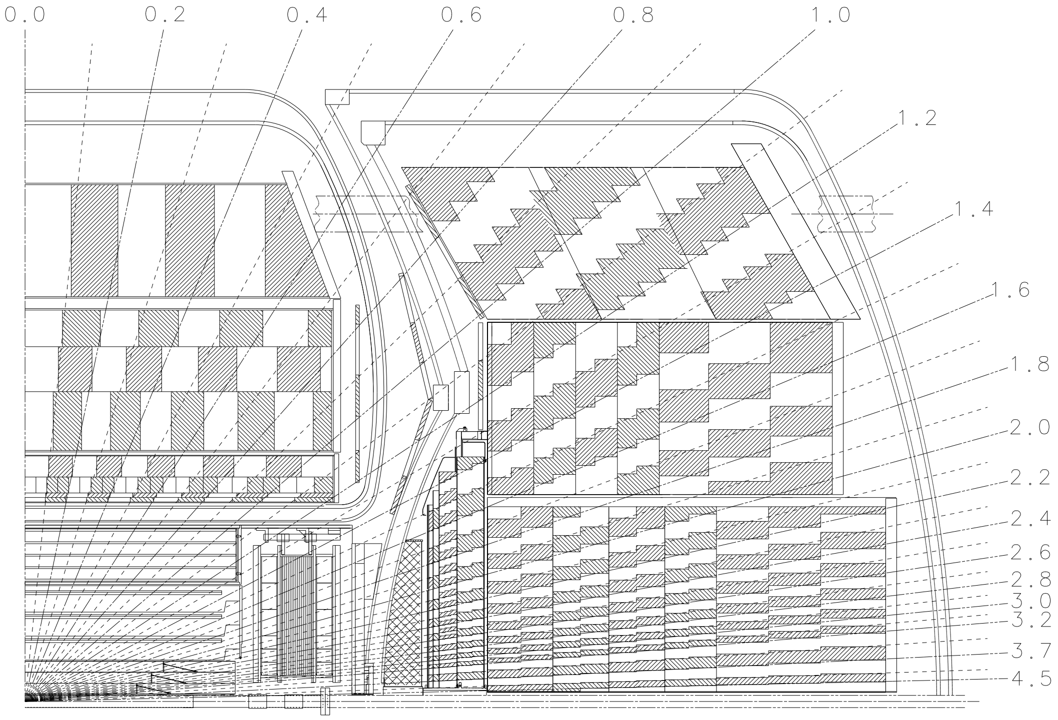


FIG. *1.8 – Géométrie du calorimètre : disposition des cellules en fonction de la pseudo-rapidité.*

(les 2/3 environ). Ceux-ci échappent généralement à la détection, en formant des jets qui se propagent vers l'avant, ce qui rend impossible la mesure de l'énergie totale de la réaction. Ces particules perdues possèdent une énergie transverse minime. Le bilan de la conservation de l'énergie est donc établi dans le plan transverse. De plus, on attend des réactions dites dures à grande impulsion transverse. C'est la raison pour laquelle on utilise plutôt l'énergie transverse $E_T (= E \sin\theta)$ et l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$ (telle que : $\vec{\not{E}}_T + \sum \vec{E_T} = \vec{0}$) à la place de l'énergie totale dans les analyses.

1.2.2 Améliorations du Run II

Pour tenir compte à la fois de l'augmentation de l'intensité des faisceaux et de la diminution du temps entre deux croisements, et également afin d'améliorer le détecteur, de nombreux éléments de DØ ont été remplacés [10] [11] [12] :

- Un nouveau détecteur central, incluant

— le détecteur de vertex,

— le détecteur de traces à fibres scintillantes,

— le solénoide (B = 2 T),

- l'électronique dont

— l'électronique d'acquisition (DAQ) et le système de déclenchement (*triggers* niveaux 1, 2 et 3),

— l'électronique du calorimètre,

- les chambres à muons
- les détecteurs de pied-de-gerbe,
- les scintillateurs muons,

Passons en revue les différentes parties du détecteur.

1.3 Le détecteur de traces central

Le détecteur central sert essentiellement à mesurer la position des vertex et à reconstruire les traces. Il est ainsi capable de distinguer vertex primaire et secondaires, de mesurer l'impulsion des particules chargées grâce au champ magnétique, d'identifier les électrons et de les séparer des γ et des particules chargées, et de servir au déclenchement. En outre, il possède une bonne couverture en η.

Il est composé d'un détecteur de vertex au silicium (S.M.T.) et d'un détecteur à fibres scintillantes (C.F.T.) entouré d'un solénoide supraconducteur produisant un champ de 2 Teslas. Entre la bobine et les cryostats des calorimètres sont placés des détecteurs de pied de gerbe (*Preshower*) pour palier à la perte en résolution du calorimètre. En effet, l'ajout d'une bobine a apporté de la matière supplémentaire (entre 0.8 et $2X_0$ selon η) avant la mesure en énergie.

1.3.1 Le détecteur de vertex S.M.T.

Caractéristiques

Le détecteur de vertex au silicium (S.M.T.) [15] [16] constitue la partie la plus interne de D∅. Sa géométrie est le résultat d'un compromis pour tenir compte de deux contraintes. D'une part, la distribution du vertex primaire est assez large en z ($\sigma_z \simeq 25\ cm$), d'autre part le détecteur doit couvrir une large plage en η. Pour que les traces puissent être généralement perpendiculaires aux différentes couches du détecteur, le S.M.T. est constitué à la fois de tonneaux parallèles à l'axe z et de disques perpendiculaires à l'axe z.

Le S.M.T. comprend (fig.1.9) :

- 6 tonneaux centraux (fig.1.10) composés de 4 couches en profondeur, de 12 secteurs en ϕ, ayant 12 cm de long en z et séparés de 8 mm où des disques "F" sont intercalés. La couverture en η est de $|\eta| < 1.7$;

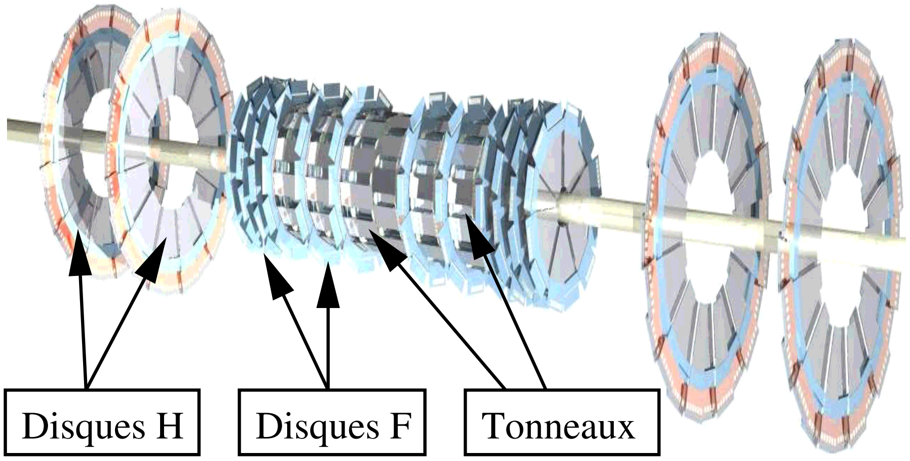


FIG. *1.9 – Détecteur de vertex au silicium. Vue 3D.*

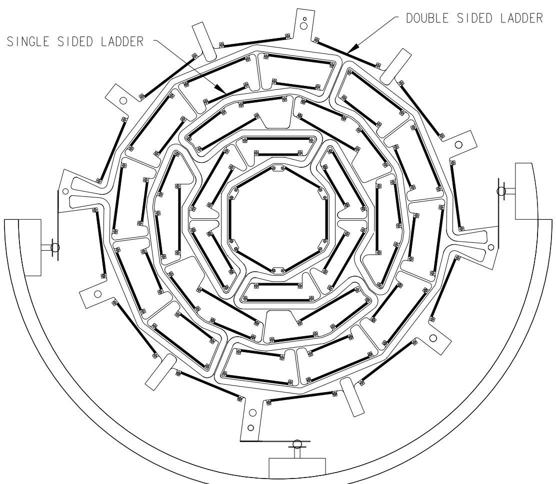


FIG. *1.10 – Détecteur de vertex au silicium. Tonneau.*

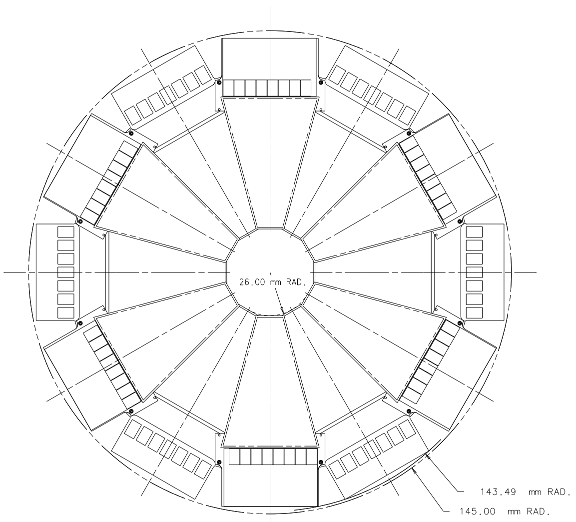


FIG. *1.11 – Détecteur de vertex au silicium. Disques.*

- 2×6 disques “F” (fig.1.11) dont 2×2 situés entre les tonneaux et situés de 6.4 à 54.8 cm de part et d’autre de $z = 0$, d’un rayon maximum de 10.5 cm ;
- 2×2 disques “H”, situés à 110 et 120 cm de part et d’autre de $z = 0$. La couverture des disques est $2.5 < \eta < 3.0$.

Pour minimiser les erreurs d’extrapolation, chaque couche doit être proche des autres. Cependant, les disques F situés entre les tonneaux induisent une perte d’acceptance à petit η, pour les traces traversant les tonneaux. En conséquence, seulement 2×2 disques F ont été intercalés. La géométrie du détecteur a été conçue pour minimiser l’inefficacité du S.M.T. à petit η au détriment d’une précision moindre à grand η.

Enfin sa bonne résistance aux radiations devrait permettre au S.M.T. de supporter jusqu’à 2 fb^{-1} de luminosité intégrée, correspondant environ à 1 Mrad.

Au total, le nombre de voies de lecture s’élève à 790 000.

Résolution du S.M.T.

Le S.M.T. permet de reconstruire les vertex primaires et secondaires avec les résolutions suivantes :

— vertex primaire : $\simeq 15 - 30\ \mu m$ en r-ϕ pour du $t\bar{t},\ b\bar{b}$

— vertex secondaire : $\simeq 40\ \mu m$ en r-ϕ, $\simeq 100\ \mu m$ en z

Les figures 1.12 et 1.13 montrent les distributions en x, y et z du vertex primaire reconstruit [17], pour quelques dizaines de milliers d'événements de données. En z, la gaussienne ajustée a une largeur de 25 cm tandis que la largeur en x et y est d'environ 46 μm.

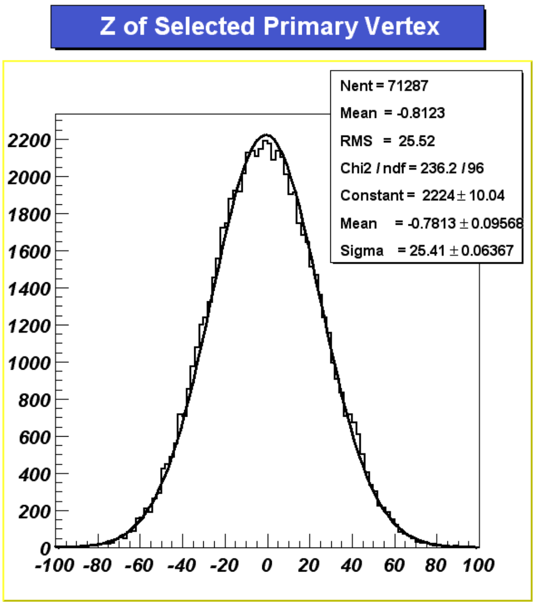


FIG. *1.12 – Distribution selon z du vertex primaire (cm), données.*

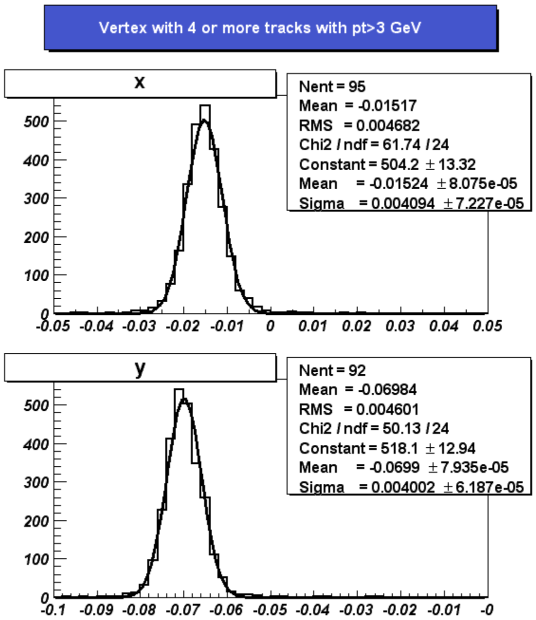


FIG. *1.13 – Distribution en x et y du vertex primaire (cm), pour des vertex avec au moins 4 traces associées de $p_T > 3GeV$, données.*

1.3.2 Le détecteur de traces C.F.T.

Le détecteur à fibres scintillantes (*Central Fiber Tracker*) [18], [19] enserre le S.M.T. Il est constitué de 8 cylindres comportant un total de 77000 fibres scintillantes (de 830 μm de diamètre). Le rayon du cylindre interne est de 20 cm tandis que celui de la couche externe est de 51 cm. Son acceptance s'étend jusqu'à $|\eta| < 2.0$.

Chaque cylindre comporte une double couche de fibres orientées selon l'axe du faisceau x (double couche dite axiale) et une autre couche décalée par rapport à l'autre d'un demi-diamètre de fibre pour éviter toute zone morte.

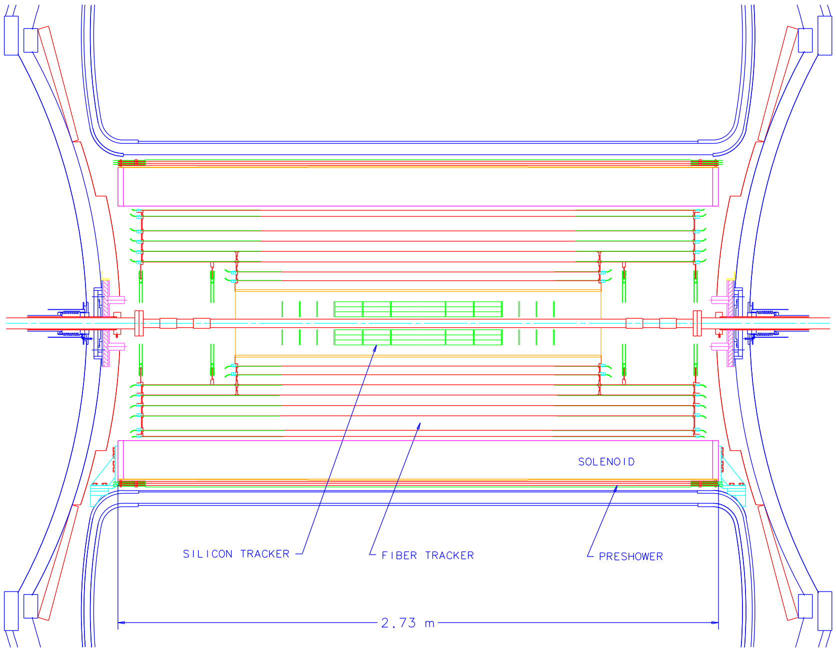


FIG. *1.14 – Vue longitudinale du détecteur de traces*

Alternativement, chaque cylindre comporte une autre double couche stréréo décalée de ± 2 degrés par rapport aux couches axiales, selon une disposition xu-xv-xu-xv-xu-xv-xu-xv.

Pour la lecture, les fibres sont reliées à des guides de lumière d'une dizaine de mètres de long jusqu'à des photodétecteurs. Ces photodétecteurs (V.L.P.C. pour *Visible Light Photon Counter*) fonctionnent vers 10 K, possèdent un gain d'environ 20000 et une efficacité quantique de près de 70%.

Enfin, une bobine supraconductrice de 2,73 m de long, fournissant un champ magnétique de 2 Teslas, entoure le C.F.T. et permet de mesurer l'impulsion des particules chargées.

Au total, on dénombre environ 77000 voies de lecture. La résolution en r-ϕ est d'environ 100 μm. La figure 1.15 montre une simulation de la résolution du détecteur central (S.M.T. + C.F.T.) en fonction de η pour des pT de 1, 10 et 100 GeV.

1.4 Détecteur inter-cryostat et détecteur de pied de gerbe

1.4.1 Détecteur de pied de gerbe

Le détecteur de pied de gerbe (*preshower)* remplit essentiellement deux rôles. Tout d'abord, il améliore l'identification et le déclenchement des électrons, ensuite il permet de corriger la mesure en énergie des particules électromagnétiques, compensant la perte

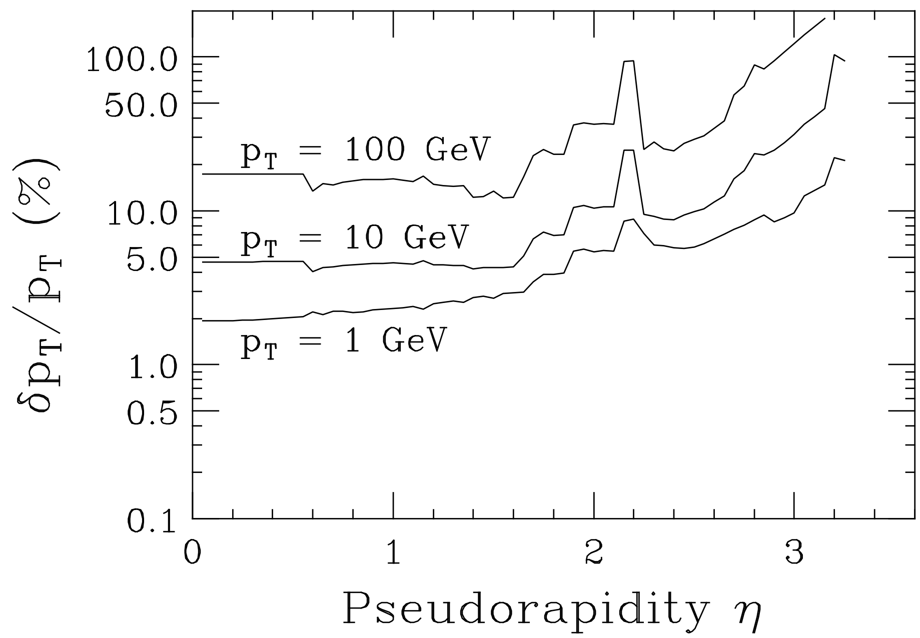


FIG. *1.15 – Résolution en pT du détecteur central (S.M.T. + C.F.T.) en fonction de η pour des pT de 1, 10 et 100 GeV (simulation). [10]*

de résolution du calorimètre due à l'ajout du solénoide (qui ajoute $2X_0$). Par exemple, il assure une bonne séparation des γ et des π^0 (fig.1.18). Il fonctionne par échantillonnage et la détection des photons se fait grâce à des V.L.P.C. comme le C.F.T.

Preshower central

Le *preshower* central (C.P.S.) est de forme cylindrique (fig.1.16). Il couvre la région $|\eta| < 1.2$, possède un rayon de 53 cm et une longueur de 2.6 m.

Il est constitué de 3 couches de pistes triangulaires de 6 mm de côté en plastique et traversées par des barreaux de scintillateurs à décalage spectral. Une couche de plomb (1 X0) est intercalée entre le C.P.S. et le solénoide. Un angle stéréo entre les couches permet une reconstruction 3D du passage des particules. Il dispose d'une résolution en position de 1.4 mm pour les électrons. Enfin, il totalise 3 $\times$ 1280 voies de lecture.

Preshower avant

Les *preshowers* avant et arrière (F.P.S.) couvrent la région $2.0 < |\eta| < 2.5$ (fig.1.17). Chacun d'eux est composé successivement de 2 couches de pistes (de 6 mm de côté également), d'une couche de plomb (2 X0) jouant le rôle de radiateur et de 2 autres couches de barreaux de scintillateurs.

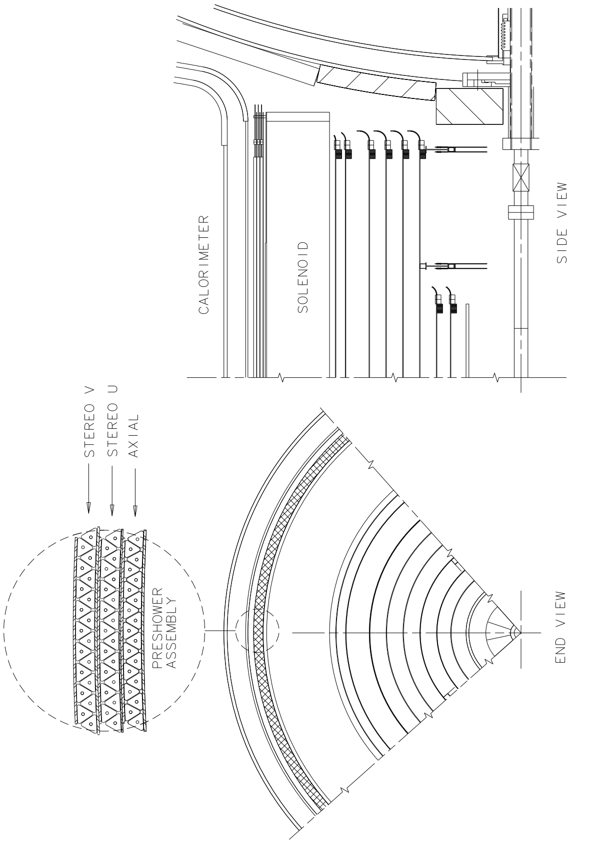


FIG. *1.16 – Détecteur de pied de gerbe central.*

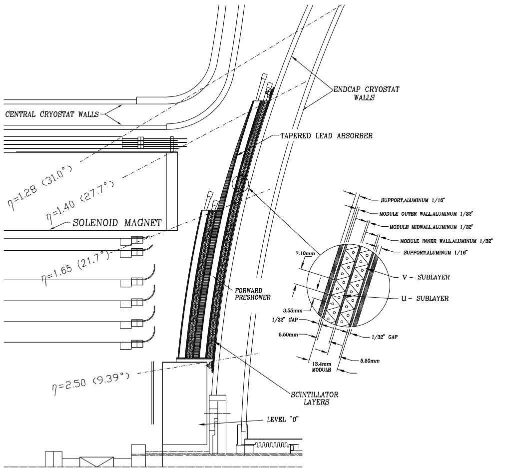


FIG. *1.17 – Détecteur de pied de gerbe avant.*

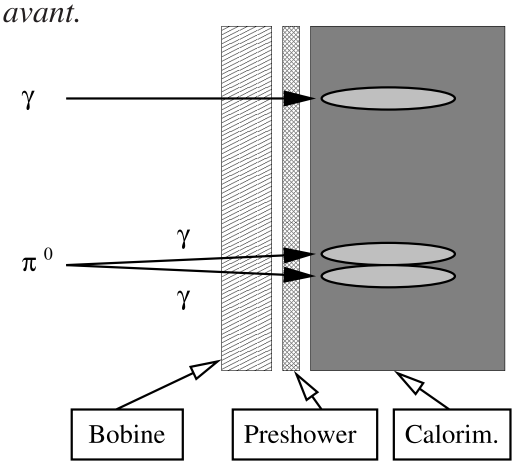
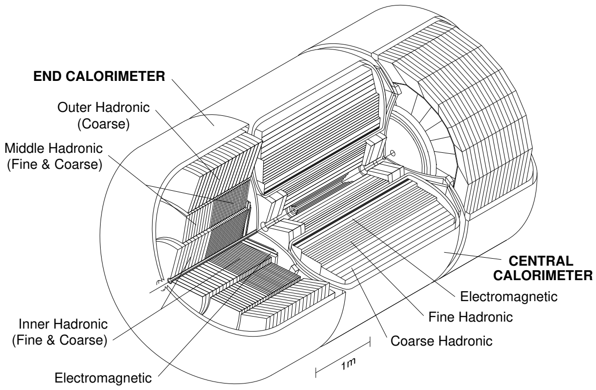


FIG. 1.18 – *Discrimination* γ */* π^0 *grâce au* preshower.

1.4.2 Détecteur inter-cryostat

Le détecteur inter-cryostat (I.C.D.) [28] a pour but d'améliorer la résolution de l'énergie des jets et de l'énergie transverse manquante dans une région mal couverte par le calorimètre. Il couvre la région $1.1 < |\eta| < 1.4$, entourant le F.P.S (fig.1.19) et est fixé aux calorimètres avant et arrière. Il est constitué d'une simple couche de scintillateurs.

FIG. *1.19 – Détecteur inter-cryostat (I.C.D.)*



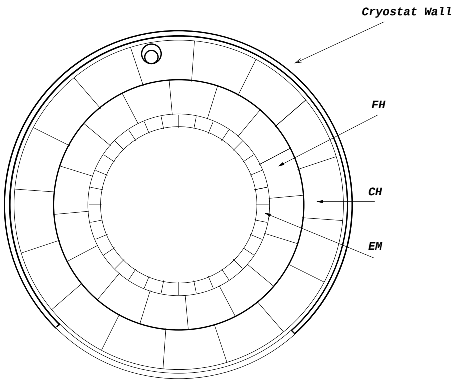


FIG. *1.21 – Calorimètre : vue en coupe transversale.*

FIG. *1.20 – Calorimètre : vue 3D.*

1.5 Le calorimètre

1.5.1 Caractéristiques

Le point fort du détecteur DØ est sans doute sa calorimétrie [20]. En effet, les principales qualités du calorimètre sont sa granularité, son herméticité et son uniformité. Clas-

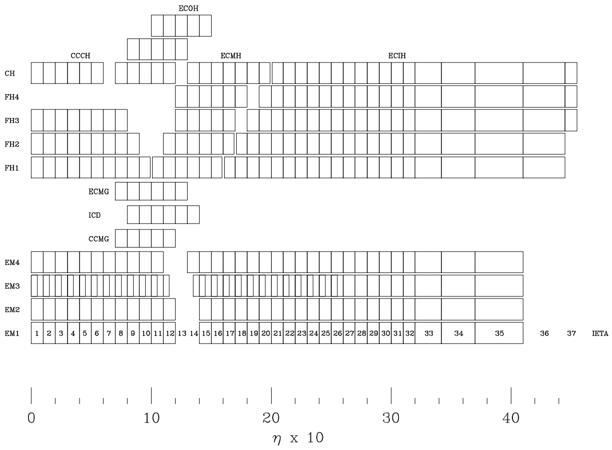


FIG. *1.22 – Vue η du calorimètre.*

siquement, il est constitué successivement d'un calorimètre électromagnétique (E.M.) et d'un calorimètre hadronique (F.H. et C.H. pour *Fine and Coarse Hadronic*). Le premier fonctionne à l'argon liquide comme matériau actif, à l'uranium comme matériau passif. En profondeur, les cellules sont regroupées en quatre couches (*layer*) pour former une tour de lecture. Le second utilise également l'argon liquide, mais est aussi constitué d'acier inoxydable et de cuivre. Dans une cellule, l'absorbeur est séparé du système de lecture par un espace de 2.3 mm qui baigne dans de l'argon (fig.1.23). Le tableau 1.2 résume les propriétés des différentes parties du calorimètre.

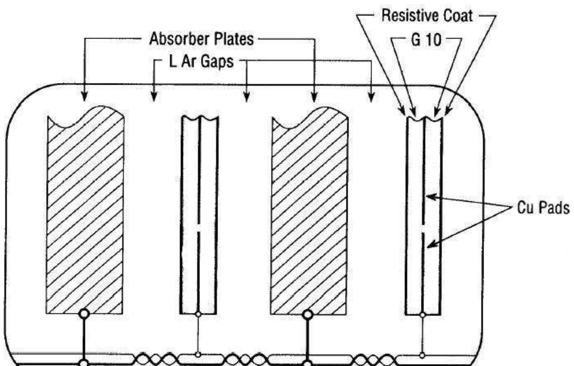


FIG. *1.23 – Schéma d'une cellule du calorimètre.*

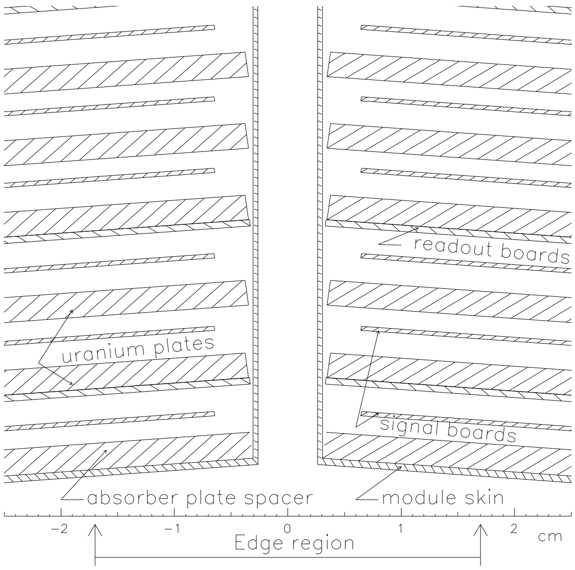


FIG. *1.24 – Schéma de l'empilement des cellules du calorimètre.*

Calorimètre Central			
Caractéristiques	**EM**	**FH**	**CH**
Région en η	± 1	± 1	± 0.6
Nb. de modules en ϕ	32	16	16
Absorbeur	U	U-Nb	Cu
Épaisseur absorbeur (mm)	3	6	46.5
Gap argon (mm)	2.3	2.3	2.3
Nb. de couches de lecture	4	3	1
Nb. de cellules en profondeur par couche de lecture	2, 2, 7, 10	20, 16, 14	9
Épaisseur par couche	2.0, 2.0, 6.8, 9.8 X_0	1.3, 1.0, 1.9 λ	3.2 λ
Longueur de radiation totale (X_0)	20.6	96.0	32.9
Longueur d'absorption totale (λ)	0.76	3.2	3.2
Nb. de voies de lecture	10368	3000	1224
Calorimètres avant/arrière			
Caractéristiques	**EM**	**FH**	**CH**
Région en $\|\eta\|$	$1.3 - 3.7$	$1.6 - 4.5$	$2.0 - 4.5$
Nb. de modules	1	1	1
Absorbeur	U	U-Nb	Acier
Épaisseur absorbeur(mm)	4	6	46.5
Gap argon (mm)	2.3	$2.1/2.2$	$2.1/2.2$
Nb. de couches de lecture	4	4	1
Nb. de cellules par couche de lecture	2, 2, 6, 8	$16/15$	$14/12$
Épaisseur par couche	0.3, 2.6, 7.9, 9.3 X_0	1.2, 1.2, 1.2, 1.2 λ	3.6 λ
Longueur de radiation totale (X_0)	20.5	121.8	32.8
Longueur d'absorption totale (λ)	0.95	4.9	3.6
Nb. total de cellules	7488×2	4288×2	$\sim 3500 \times 2$

TAB. *1.2 – Caractéristiques principales des calorimètres.*

Granularité

Le calorimètre est composé d'un calorimètre central (*C.C.*) cylindrique et de deux bouchons nord et sud (*S.E.C.* et *N.E.C.* pour *North and South End Cap*) (fig. 1.20). Le bouchon nord est vers les z négatifs. Le C.C. possède une longueur de 226 cm, un rayon interne de 75 cm et un rayon externe de 222 cm, couvrant environ une zone de -1.0 à $+1.0$ en η (fig. 1.8, 1.22). Les S.E.C. et N.E.C. couvrent approximativement les zones $1.1 \leq |\eta| \leq 4.5$.

Dans le plan transverse, le calorimètre central est segmenté en 32 modules de 2 cellules soit une granularité en ϕ de $\Delta\phi = 2\pi/64 \simeq 0.1$.

La troisième couche du calorimètre électromagnétique possède une granularité double en ϕ et en η. La raison en est que les gerbes e.m. déposent leur maximum d'énergie à cette profondeur (cf. tab. 1.2) ; cela permet donc une meilleure séparation des différents candidats électromagnétiques : $\Delta\phi \times \Delta\eta \simeq 0.05 \times 0.05$

On définit une tour comme étant l'empilement en profondeur des cellules pour un $\eta - \phi$ donné (fig.1.8 en grisé). Au total, on dénombre environ 5000 tours sur l'ensemble des trois calorimètres, soit environ 50 000 voies de lecture.

Herméticité

Le calorimètre possède une excellente herméticité, permettant une très bonne reconstruction de l'énergie transverse manquante. Néanmoins, pour pouvoir accéder aux détecteurs centraux, il a été évidemment nécessaire de le séparer en trois cryostats indépendants et compacts. Par conséquent, dans le plan longitudinal, en η, il y aura une résolution moins bonne entre le C.C. et les bouchons, dans la zone $0.9 \leq |\eta| \leq 1.2$. C'est le rôle du détecteur Intercryostat (I.C.D.) de palier à ce défaut.

De plus, entre chaque modules, il existe des zones mortes en ϕ (des *cracks*), ce qui implique une perte d'efficacité du détecteur dans ces zones. La figure 1.25 montre la différence entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite en fonction de ϕ, pour des électrons centraux d'une énergie de 20 GeV. Si l'on considère les zones où au moins 10% de l'énergie est perdue, La perte en acceptance est de 10%. Comme il y a 32 sections en ϕ, la figure est fonction de ϕ modulo $2\pi/32$. (On ajoute d'abord 0.1 rad pour centrer le *crack* sur la figure.) Ces pertes peuvent être corrigées au niveau de la reconstruction (cf. chapitre 5).

Compensation

Une des qualités du calorimètre de D∅ est d'avoir une bonne compensation. Cela signifie que dans une gerbe de hadrons, la réponse de la partie électromagnétique doit être proche de celle de la partie hadronique. Cela permet une réponse linéaire en fonction de l'énergie des hadrons. On évalue cette performance par le rapport des énergies mesurées

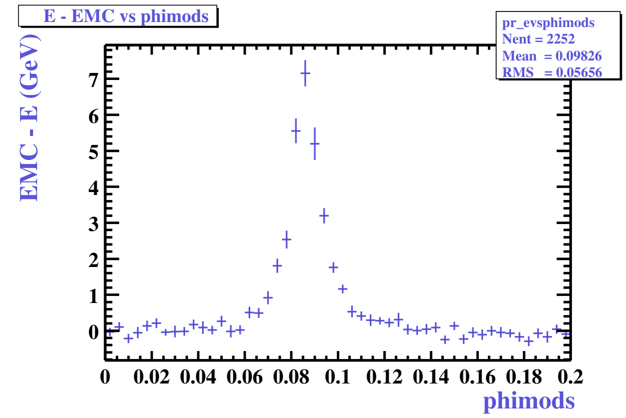


FIG. *1.25 – Cracks en ϕ : (énergie générée - énergie reconstruite) en fonction de $\phi + 0.1$ modulo $2\pi/32$, avec des électrons Monte-Carlo d'une énergie de 20 GeV, avec $|\eta| < 1.0$. [27]*

E_e/E_π. Au Run I, ce rapport était :

$$E_e/E_\pi \simeq 1.11 \ (\grave{a}\ 10\ GeV) \quad (1.3)$$
$$E_e/E_\pi \simeq 1.04 \ (\grave{a}\ 150\ GeV) \quad (1.4)$$

Ces chiffres ont été obtenus à partir de faisceaux test. Suite à des études sur la compensation [23], il apparaît que pour optimiser cette compensation, il est nécessaire d'utiliser un absorbeur de grand numéro atomique Z (d'ou l'utilisation d'uranium) et un matériau actif de bas Z, de manière à diminuer la réponse électromagnétique et obtenir une compensation proche de 1.

1.5.2 Calibration en ligne du calorimètre

La réduction du temps de croisement des faisceaux de 2.2 μs a 396 ns (et éventuellement à 132 ns) a nécessité le remplacement de l'électronique du calorimètre ainsi que du système de calibration électronique des 55 000 voies de lectures [21]. La méthode consiste à envoyer un signal de référence sur l'entrée des préamplificateurs, sur la partie à température ambiante du cable signal. Ce signal est pulsé et la charge est variable de façon à couvrir la gamme dynamique de l'électronique. Cela s'avère utile pour :

— la qualification de l'électronique du calorimètre (tests de cablage, voies mortes, tests du *trigger*, etc.),

— la détermination de la linéarité de l'électronique,

— l'étude du *cross-talk*,

— l'intercalibration des cellules,

— l'estimation de la correspondance charge/ADC.

Comme le signal de calibration n'est pas injecté au niveau de la cellule, il peut être réfléchi par effet capacitif. De ce fait, le signal de calibration est très sensible aux diverses impédances de chaque canal. Il a été montré qu'en mesurant chacun de ces paramètres pour chaque voie et pour l'ensemble du calorimètre on peut atteindre une calibration supérieure à 1% [22].

1.5.3 Calibration *offline* du calorimètre

Certaines corrections en énergie sont effectuées après la reconstruction des données.

- Correction des non-linearités : les non-linearités de la nouvelle électronique (gain des préamplificateurs) ont ete mesurées et corrigées [24].
- Corrections d'énergie en η [193], [192] : l'analyse d'échantillons Monte-Carlo d'électron seuls a permis de définir une correction en fonction de η avec une fonction parabolique (fig. 1.26). Les paramètres de la correction sont exprimés eux-mêmes en fonction de l'énergie.

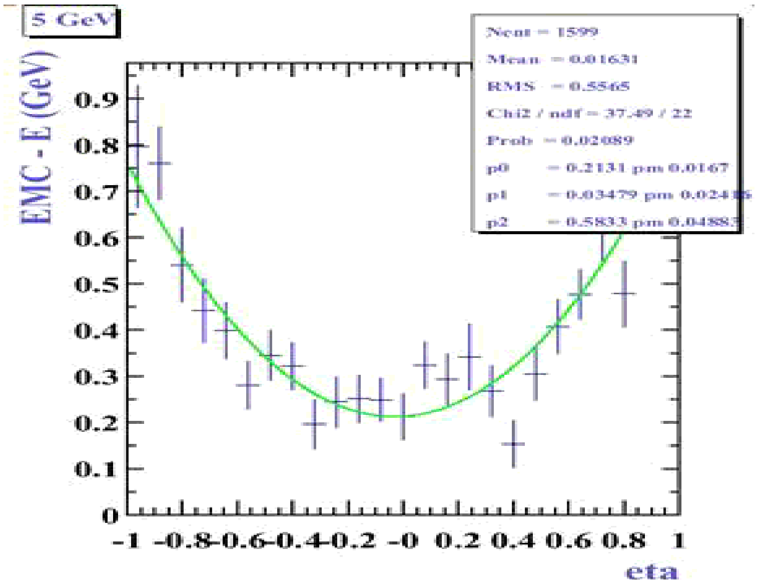


FIG. *1.26 – Différence (E générée - E reconstruites) en fonction de η du détecteur, pour des électrons uniques, simulés et générés à 5 GeV, algorithme scone. [193], [192].*

- Intercalibration en ϕ : cette correction, encore en préparation [25] est destinée à égaliser la réponse des 64 cellules en ϕ d'une même zone (*ring*) pour une valeur de η donnée. Une correction linéaire sera appliquée $E_{cor} = \alpha \times E + \beta$, où les paramètres α et β seront déterminés à partir des données en fonction de η et ϕ.
- Correction d'échelle d'énergie : comme il y a 12 *pulsers* permettant de calibrer 12 parties du calorimètre, l'intercalibration de ces domaines est effectuée en attribuant un facteur global à ces domaines. Ce facteur est obtenu de façon à ce que toutes

Région z	Région ϕ	ϵ
z < -150	-	-0.014 $\pm$ 0.009
-150 < z < 0	90 < ϕ < 270	0.019 $\pm$ 0.006
-150 < z < 0	ϕ < 90 ou ϕ > 27	0.022 $\pm$ 0.007
0 < z < 150	90 < ϕ < 270	0.015 $\pm$ 0.006
0 < z < 150	ϕ < 90 ou ϕ > 270	0.030 $\pm$ 0.006
z > 150	-	0.017 $\pm$ 0.008

TAB. *1.3 – Correction d'échelle d'énergie du calorimètre pour différentes régions du détecteur.*

les autres corrections ayant été préalablement prises en compte, la masse invariante M_{ee} pique à la masse obtenue par simulation complète du $Z \to ee$ pour une masse nominale de 91.2 GeV. Dans chaque région l'énergie corrigée s'écrit sous la forme [26] :

$$E_{cor} = E(1 + \epsilon) \tag{1.5}$$

Pour l'instant (faute de statistique suffisante), la correction a été appliquée sur 6 régions seulement (tab. 1.3).

1.5.4 Résolution du calorimètre

On paramétrise la résolution σ_E du calorimètre de la manière suivante :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} \tag{1.6}$$

où C représente les erreurs de calibration, les défauts mécaniques et les "fuites" de la gerbe en profondeur, S les fluctuations d'échantillonnage et N le bruit de l'uranium et de l'électronique. Les valeurs du Run I dans le C.C. pour les électrons étaient :

$$\begin{aligned} C &= 0.003 \pm 0.002 \\ S &= 0.157 \pm 0.005\ (GeV)^{1/2} \\ N &\approx 0.140\ GeV \end{aligned} \tag{1.7}$$

Pour les pions :

$$\begin{aligned} C &= 0.032 \pm 0.004 \\ S &= 0.41 \pm 0.04\ (GeV)^{1/2} \\ N &\approx 1.28\ GeV \end{aligned} \tag{1.8}$$

Ces valeurs sont légèrement détériorées pour le Run II à cause de l'ajout de la bobine dans le détecteur central. Actuellement la résolution pour les particules électromagnétiques est évaluée à [192] :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = (0.004 \pm 0.002)^2 + \frac{(0.202 \pm 0.10)^2}{E} + \frac{(0.23 \pm 0.006)^2}{E^2} \quad (1.9)$$

Ces valeurs ne tiennent pas encore compte de l'apport du détecteur de pied de gerbe et devraient donc s'améliorer par la suite. La figure 1.27 représente la résolution $\frac{\sigma_E}{E}$ obtenue avec ces paramètres. Par ailleurs, la résolution en position d'un électron de 100 GeV est d'environ 1 mm en $r - \phi$.

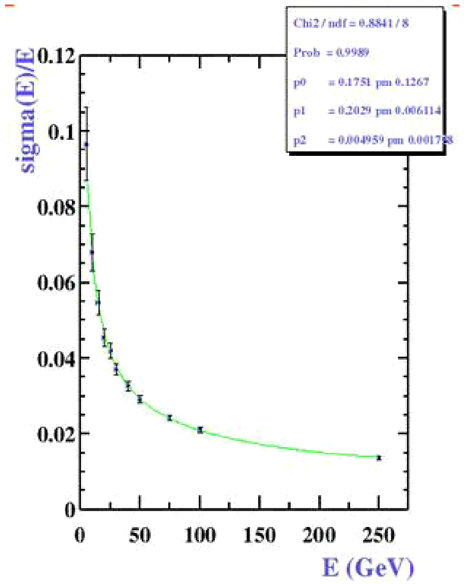


FIG. *1.27 – Résolution du calorimètre électromagnétique* $\frac{\sigma_E}{E}$ *en fonction de l'énergie [192].*

1.6 Les détecteurs de muons

Les détecteurs de muons du Run II ont été conçus en vue de satisfaire une couverture jusqu'à $|\eta| \simeq 3.6$.

- Dans la région centrale ($|\eta| < 1.0$), le système muon est composé de trois couches A, B et C de chambres proportionnelles à dérive et d'un toroïde placé entre les couches A et B. Le champ toroïdal de 1.8 T et la présence de points d'impact dans les couches A,B,C, avant et après les aimants permettent de mesurer la courbure et donc l'impulsion des muons.
- Chaque couche est composée de plusieurs plans de tubes à dérives (P.D.T. pour *Proportionnal Drift Tube*) formés de cellules en aluminium (d'une longueur maximale de 5.8 m) elles mêmes traversées par un fil d'anode. Les cathodes sont déposées sur les parois internes des tubes. La mesure en temps permet une résolution le long du tube à ± 3 mm.

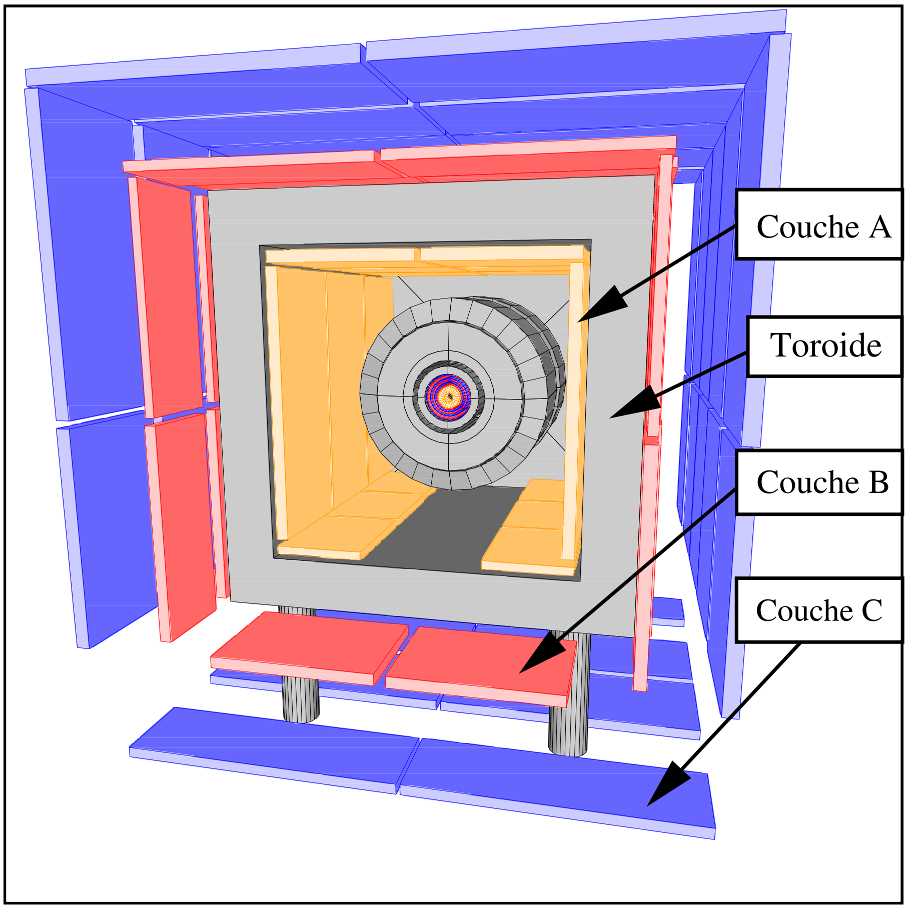


FIG. *1.28 – Vue schématique des détecteurs de muons.*

- En plus de cela, chaque couche est accompagnée de plaques de scintillateurs pour le déclenchement, la reconstruction des traces et la rejection des cosmiques. Le mélange de gaz (Ar, CF_4, CH_4)a été changé par rapport au Run I, pour permettre un temps de dérive plus court.

- Dans la région bouchon, de nouveaux mini-tubes à dérive ont été installés, améliorant la granularité ($1 \times 1\ cm^2$), avec également une dérive plus rapide ($\simeq 50\ ns$). De nouveaux octants de scintillateurs ont été mis en place avec une segmentation en $\eta - \phi$ de 0.1×4.5 degrés, pour améliorer l'acceptance et la rejection des cosmiques.

- Pour des muons de 100 GeV de p_T, par exemple, la présence du fer du toroïde limite la résolution sur l'impulsion théorique à 18%. Sans association (*matching*) avec le détecteur de traces central, la résolution effective est d'environ 30%. Une association avec le détecteur de traces central permet d'obtenir une résolution autour de 15%. Par ailleurs, en moyenne seuls les muons de plus de 4 GeV peuvent traverser l'aimant.

1.7 Le système de déclenchement

1.7.1 Contraintes et objectifs

Le système de déclenchement (*trigger*) constitue une partie capitale pour tout détecteur. Il doit répondre à de nombreuses nécessités physiques et techniques :

- Il doit permettre une sélection des événements incluant par exemple des leptons (mous ou durs), des jets, de l'énergie manquante, un ou plusieurs vertex déplacés, pour couvrir tous les domaines de physique étudiés à D∅ (électrofaible, QCD, Higgs, saveurs lourdes, SUSY, etc.).
- Il doit être capable d'une prise de décision rapide pour tenir compte du temps extrêmement court entre chaque croisement de faisceau (132 ns au Run IIb).
- Il doit pouvoir effectuer un rejet performant de manière à enregistrer sur disque au maximum 50 événements par seconde pour une fréquence de croisement de plus de 7.6 MHz.

1.7.2 Les différents niveaux de déclenchement

Le système de déclenchement est composé de trois niveaux [29]. Le premier est électronique (*hardware*), le second utilise un processeur global faisant appel à un traitement parallèle effectué par des pré-processeurs. Enfin, le troisième est traité par une ferme de processeurs (*software*).

- Avant le système de déclenchement proprement dit, les compteurs de luminosité sont utilisés comme "niveau 0". Grâce à leur bonne résolution en temps, ils permettent de reconstruire la position longitudinale du point d'interaction.
- Le niveau 1 du système de déclenchement se base sur le calorimètre, le C.F.T., les détecteurs de pied de gerbe, les chambres et les scintillateurs à muons. Au total, 128 termes combinant les informations de ces 4 détecteurs fournissent une information logique OUI/NON. Par exemple, un déclenchement primaire peut se faire à partir d'une énergie transverse E_T dans le calorimètre ou d'une trace d'impulsion transverse p_T dans les chambres à muons. En ce qui concerne les *triggers* basés sur le calorimètre, la condition porte sur l'énergie déposée dans des tours (0.2×0.2 en $\eta - \phi$) au dessus d'un certain seuil. Les *triggers* EM de niveau 1 portent par exemple un nom du type CEM(1,X) avec X = 10, 15, etc., où X indique la valeur du seuil en énergie et où 1 indique qu'un seul *cluster* électromagnétique est exigé.
- Si un événement passe le niveau 1, l'ensemble du détecteur est alors lu, et l'on passe au niveau 2 qui prend en compte également le S.M.T. et filtre les données d'un facteur 10. Les objets reconstruits au niveau 1 peuvent par exemple être associés à des traces.
- Enfin, le niveau 3 effectue une dernière sélection grâce à une ferme d'ordinateurs, pour finalement stocker sur disque les événements retenus. Des filtres software sont appliqués afin d'améliorer la rejection du fond.

Concernant les données analysées dans ce travail, le niveau 2 n'a été mis en place qu'à partir de mai 2002. La figure 1.29 représente l'architecture globale du système.

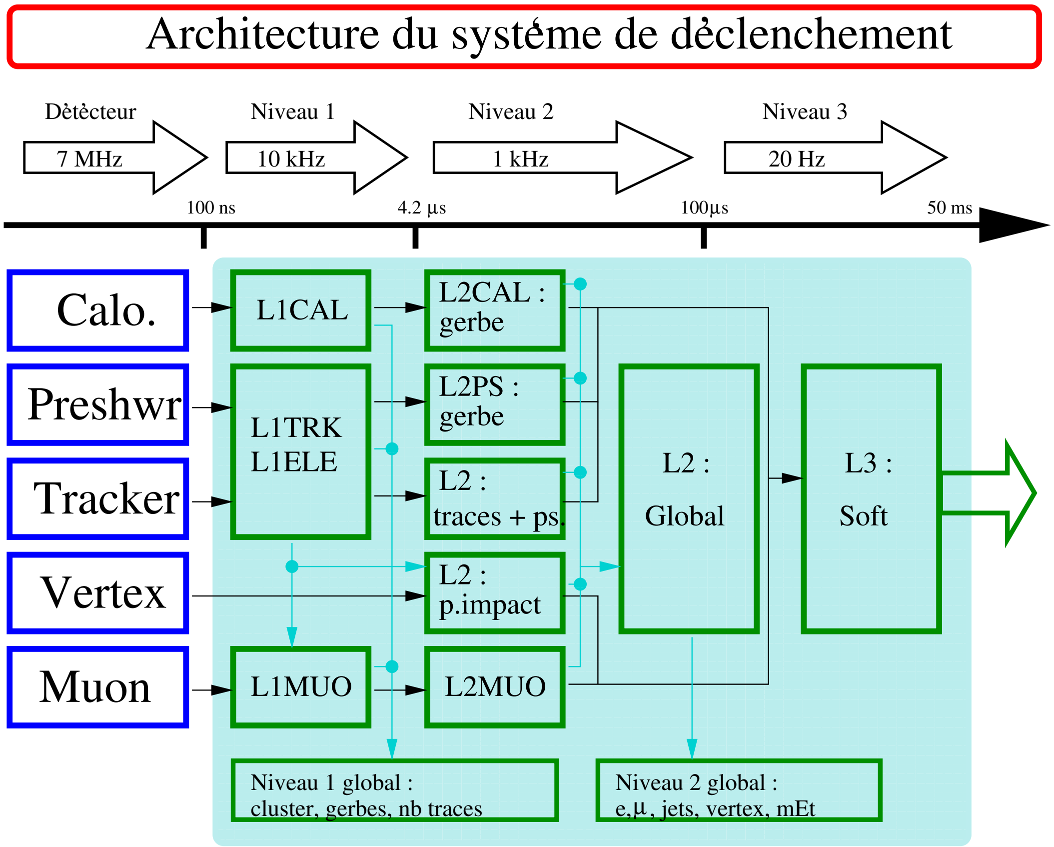


FIG. *1.29 – Les différents niveaux de déclenchement.*

1.8 Conclusion

Nous avons décrit les caractéristiques principales du TeVatron et du détecteur DØ pour le Run II. Nous avons pu voir que les principales modifications et améliorations ont été apportées au niveau du détecteur central, des chambres à muons et de l'électronique d'acquisition. Le début du Run II a permis de confirmer les performances attendues du détecteur. Le chapitre suivant traite d'un travail plus personnel et détaille ma contribution à la préparation du Run II. Il s'agit de la mesure de la pureté de l'argon liquide du calorimètre.

Chapitre 2

Mesure de la pureté de l'argon liquide du calorimètre

Il suivait son idée. C'était une idée fixe et il était surpris de ne pas avancer.
Jacques Prévert.

L'objet de ce chapitre est de présenter le dispositif mis en place pour mesurer la pureté de l'argon liquide du calorimètre de D∅ avec une précision de l'ordre de 0.15 ppm. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la partie active du calorimètre est composée d'argon liquide. Une excellente pureté de cet argon est indispensable pour un fonctionnement optimal du détecteur, ce qui rend nécessaire une mesure précise de la pollution éventuelle de l'argon.

Une première partie présentera le dispositif général de la Cellule de mesure de la pureté de l'argon (ou A.T.C. pour *Argon purity Test Cell*, [31], [30], [32]). Puis seront abordés les principes de la mesure, les sources radioactives *alpha* (α) et *beta* (β), la cryogénie, l'électronique et l'acquisition. Les fonctionnements spécifiques des deux cellules α et β seront ensuite détaillés, avec un accent particulier sur la calibration et une évaluation précise des erreurs sur les mesures. Enfin, les résultats seront discutés dans une dernière partie.

Dans ce chapitre, sauf mention contraire, les pressions seront toujours indiquées en valeur relative par rapport à la pression atmosphérique. La plupart des manomètres utilisés étant de fabrication anglo-saxonne, les pressions seront souvent exprimées en P.S.I. (*Pound per Squared Inch* ; 14.51 P.S.I. = 1 bar).

2.1 Présentation générale

2.1.1 Importance de la mesure

La pureté de l'argon liquide du calorimètre est essentielle pour un fonctionnement optimal de ce détecteur. En effet, une pollution même légère, de l'ordre de quelques parties par million (ppm), de molécules électronégatives comme du dioxygène peut détériorer le signal et donc la mesure de l'énergie des particules de manière significative.

La figure (2.1) [41] représente le pourcentage de signal collecté en fonction de la pollution en O_2, pour un champ de 10 kV/cm et une distance (*gap*) de 2 mm entre les électrodes de lecture. Si on intègre totalement le signal (i.e. $t_c > T_d$ sur la figure), une pollution de seulement 1 ppm occasionne une perte de 5% du signal, ce qui est loin d'être négligeable. Toutefois, dans d'autres expériences, certains calorimètres ont fonctionné avec des pollutions de cet ordre comme celui de H1 par exemple ([36], [37]).

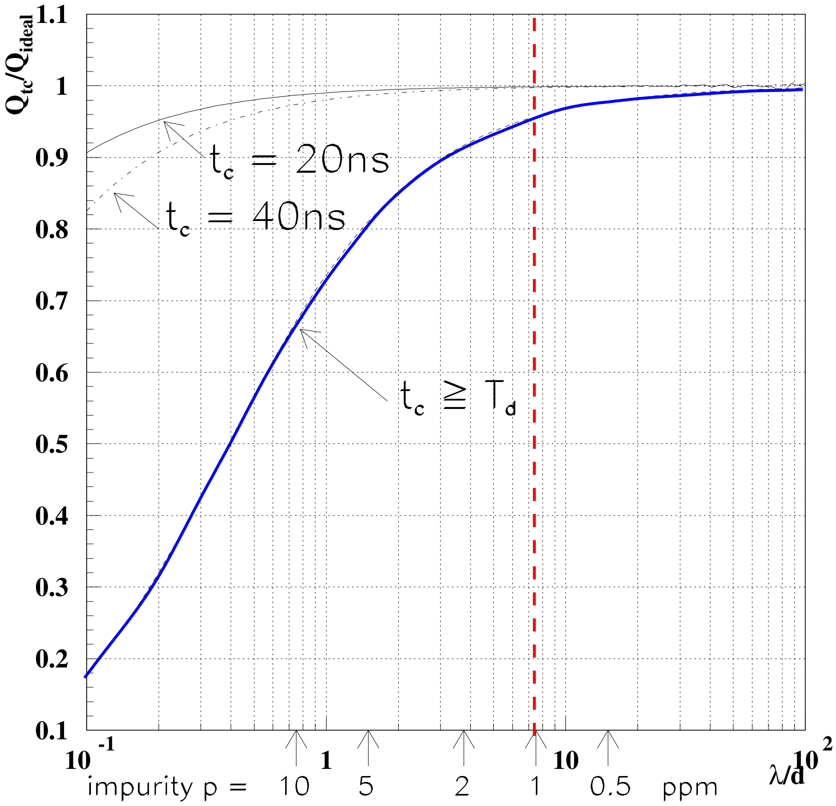


FIG. *2.1 – (Signal intégré / Signal idéal) vs. pollution en ppm d'O_2-équivalent. t_c représente le temps d'intégration du signal, T_d représente le temps de dérive des charges [41]. E = 10 kV/cm, d = 2 mm.*

Par ailleurs, après la fin du Run I en 1996 et jusqu'en décembre 2000, l'argon du calorimètre a été stocké dans un grand réservoir (*dewar*) d'environ 80000 litres (fig.2.2). Durant cette période, le calorimètre était maintenu en légère surpression d'argon gazeux

(à environ 6 P.S.I., soit environ 0.4 bar).

Il était donc nécessaire de vérifier la qualité de cet argon avant le remplissage des calorimètres. [1]

2.1.2 Historique

L'A.T.C. avait été conçue lors du Run I. En décembre 1999, le groupe de l'I.S.N. s'est vu confié sa remise en fonction, et celle-ci fut transportée à l'I.S.N. en janvier 2000. Au cours des mois suivants, bénéficiant de l'expertise du groupe ATLAS de l'I.S.N., les modifications et améliorations suivantes ont été apportées :

- l'ajout d'une nouvelle source β (du fait de sa période radioactive qui est de seulement une année, la source du Run I possédait une activité trop faible pour être réutilisée) ;
- l'ajout de nouveaux espaceurs entre les électrodes (fig.2.3) pour une meilleure circulation de l'argon (les précédents ne laissaient circuler l'argon que par un mince orifice) ;
- une électronique entièrement nouvelle, des préamplificateurs à la carte d'acquisition ;
- le programme d'acquisition écrit en LabWindows ;
- l'ajout d'un pollueur à dioxygène permettant l'étalonnage des mesures ;
- une revue complète du cryostat (détection de fuites, vérification d'étanchéité des vannes, des soudures et des joints, etc.) ;
- un étalonnage de la mesure de pureté au cours de l'année 2000, grâce à des échantillons de pollution connue.

En juin 2000, l'A.T.C. fonctionnait avec la seule source α et fut retournée à Fermilab. Les premières mesures *in situ* se déroulèrent en juillet 2000. La source β, reçue plus tardivement, fut installée en octobre 2000.

Peu avant le démarrage du Run II, et après que les mesures eurent permis de vérifier la qualité de l'argon stocké (en décembre 2000-janvier 2001), les trois calorimètres (nord, sud et central) furent remplis.

En décembre 2001, une dernière campagne de mesure fut effectuée, pour vérifier la stabilité de la pureté de l'argon des calorimètres, et servir de calibration aux cellules α internes remises en service peu après.

2.2 Dispositif expérimental

2.2.1 Sources α et β

La cellule est constituée de deux sources radioactives d'*Americium* α et de *Ruthenium* β^-. On verra par la suite que les deux sources sont complémentaires et possèdent

[1]. À cela s'ajoute des raisons économiques, puisque de l'argon liquide d'une pureté de l'ordre de 0.1 ppm représente un coût d'environ 15 euros par litre, soit plus d'un million d'euros au total.

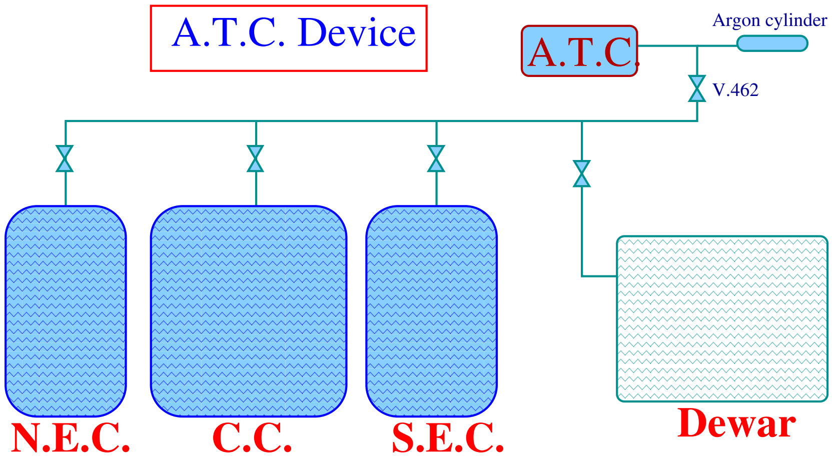


FIG. 2.2 – *Les calorimètres, le dewar et l'A.T.C.*

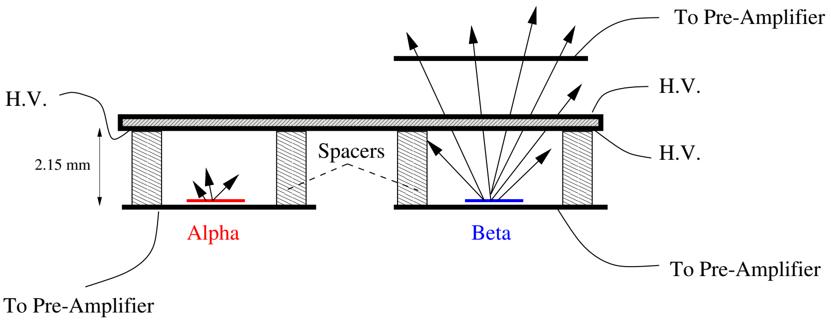


FIG. 2.3 – *Schéma des sources α et β.*

chacune leurs avantages et leurs inconvénients pour ce type de mesure. La source α permet essentiellement de réaliser des mesures sans étalonnage alors que les mesures avec la source β sont caractérisées par une moindre dispersion, c'est-à-dire une plus grande stabilité, et également une meilleure sensibilité à basse pollution. La source α est celle qui fut utilisée au Run I tandis que la source β a été achetée auprès de la firme *Isotope Products* (Burbank, Californie). Leurs caractéristiques sont les suivantes :

- α : $^{241}_{95}$Am, 5.479 MeV [38], $T = 432$ ans
- β^- : $^{106}_{44}$Ru, 3.5 MeV, $T = 1$ an, A=30-40 kBq

Elles sont fixées par électrodéposition sur des électrodes en acier inoxydable de 25 mm de diamètre sur lesquelles elles occupent chacune une surface d'environ 5 mm de diamètre. (fig. 2.3). À des fins de protection et pour éviter tout risque de contamination, une mince couche d'or (50 $\mu g/cm^2$) recouvre les sources.

Des espaceurs en téflon maintiennent une distance de 2.15 mm entre les 2 électrodes. Pour la source β, un deuxième *gap* dans lequel une haute tension est également appliquée, est utilisé pour le déclenchement. Le tout est enfermé dans une cage de Faraday afin de diminuer les bruits électroniques parasites.

Cette cellule est plongée dans l'argon liquide (à environ $90K$), où les particules α et β provoquent une ionisation. Un champ électrique E ajustable, appliqué entre les deux électrodes, fait alors dériver les charges (i.e. les électrons) sur une distance d de 2.15 mm. La charge collectée dépend à la fois de E, de d et de la pollution p. Une mesure de cette charge, en fonction de E permet donc de remonter à la pollution (cf. section 2.3 et 2.4).

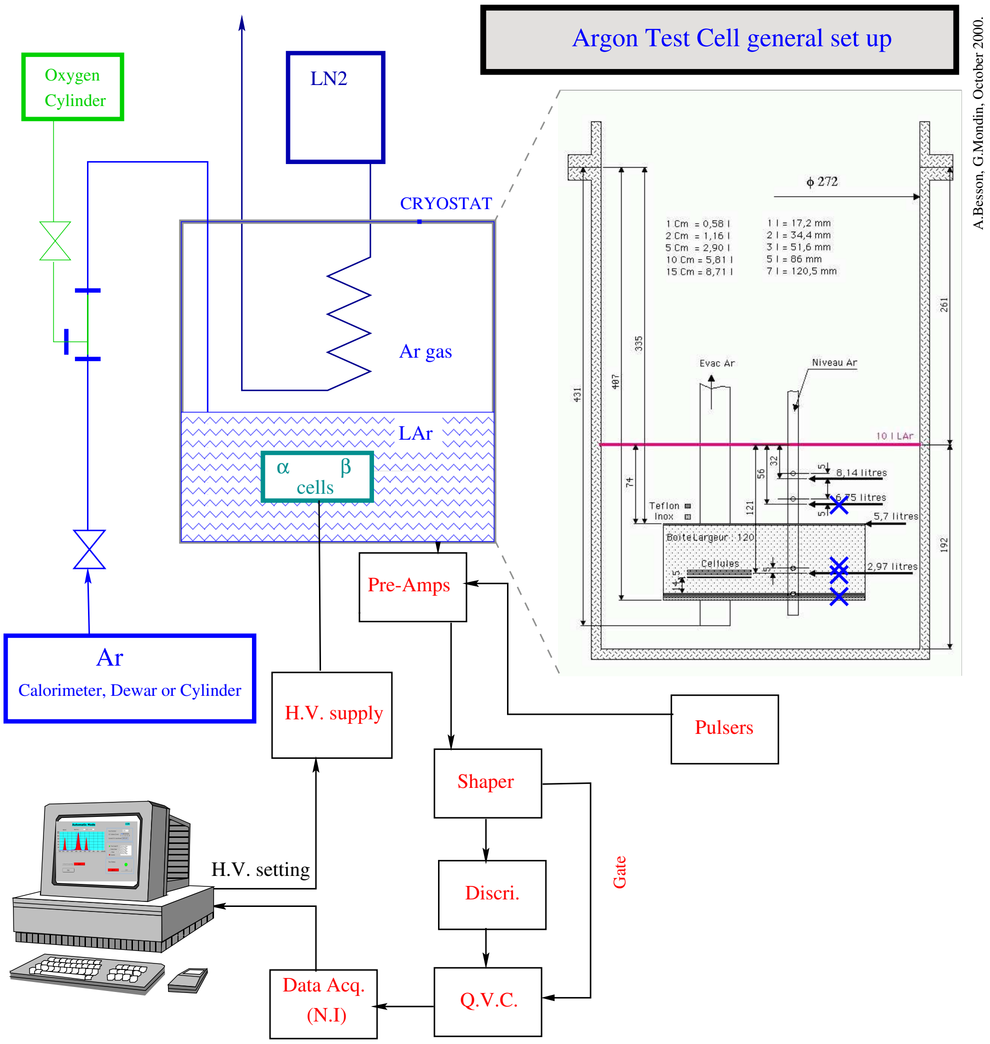


FIG. 2.4 – *Schéma de fonctionnement de l'A.T.C.*

2.2.2 Fonctionnement du cryostat

Azote liquide

Le cryostat permettant de liquéfier l'argon fonctionne classiquement à l'azote liquide (LN_2) par un échangeur. La quantité de LN_2 dans cet échangeur est régulée par une contrôleur de niveau (LIC pour *Level Indicator Controler*) relié à une électrovanne contrôlant l'arrivée d'azote. Ceci permet de maintenir un taux de remplissage de l'échangeur d'azote entre 60 et 80 %. En mode de fonctionnement normal, (c'est-à-dire après liquéfaction de l'argon), la pression de LN_2 de l'échangeur est maintenue entre 25 et 40 P.S.I., tandis que la pression du réservoir extérieur doit être au moins de 65 P.S.I. à cause des pertes de charges sur la ligne d'azote.

Par ailleurs, un régulateur manuel commandant l'évacuation de LN_2 permet de jouer sur la pression d'azote, ceci afin de maintenir une pression (et donc une température) stable de l'argon.

À pression atmosphérique, la température de liquéfaction de l'azote est de 77.4 K. L'argon, quant à lui se liquéfie à 87.3 K et se solidifie à 83.8 K. La différence de température entre les deux changements de phase est donc assez réduite. Il est par conséquent très important de posséder un système stable et de ne jamais descendre trop bas en pression pour éviter tout risque de solidification de l'argon.

La figure 2.5 représente le diagramme de phase (P,T) de l'argon. Dans le cryostat, l'argon est en équilibre liquide/vapeur et se situe sur la courbe de transition de phase. En pratique, la pression de l'argon est d'environ 7 P.S.I. ($\sim$ 0.5 bar relatif), soit une température de 91 K. Le diagramme montre que la pression d'argon doit absolument être maintenue supérieure à 0.7 bar absolu.

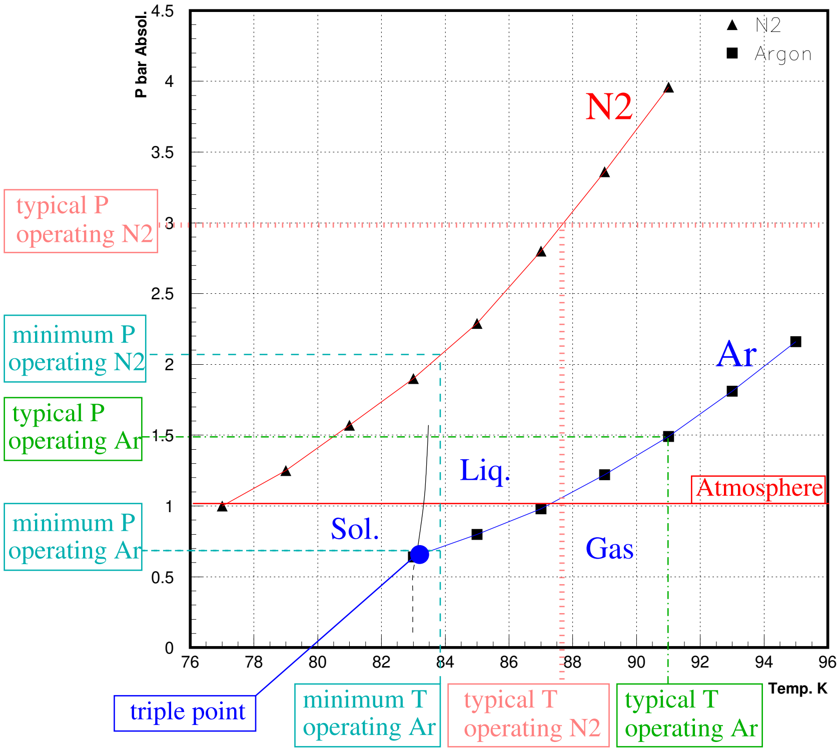


FIG. 2.5 – *Diagramme de phase (P,T,) de l'argon et de N_2.*

Remplissage

Avant tout remplissage, il est indispensable de nettoyer le cryostat à l'aide de rinçages et de pompages successifs, afin d'éliminer d'éventuelles impuretés introduites lors des précédentes mesures. Typiquement, on procède à au moins 4 rinçages avec de l'argon pur (< 0.5 ppm d'O_2), suivis de pompages à $10^{-2} - 10^{-3}$ mbar grâce à une turbo-pompe, ceci afin de limiter les éventuels dégazages.

Le remplissage d'argon liquide du cryostat se fait par cryopompage d'argon gazeux. Celui-ci se liquéfie au fur et à mesure de son arrivée dans l'enceinte. En cours de remplissage, la pression de l'argon gazeux est d'environ 5 à 10 P.S.I.. Un remplissage standard (de 6 ou 7 l de liquide pour que les cellules baignent complètement dans l'argon), nécessite 4 heures environ.

Pour les calibrations, il peut être important de connaître précisément la quantité d'argon introduite dans le cryostat. Pour cela, on lit simplement la perte de pression sur la bouteille d'argon.

En outre, les 4 sondes de température *PT100* (représentées par des croix à droite sur la fig. 2.4), disposées à différentes hauteurs, sont suffisamment précises pour détecter le gradient de température entre la phase liquide et la phase gazeuse. Elles permettent ainsi de vérifier le niveau de remplissage du cryostat.

Au total, un cycle complet de mesures (rinçages, remplissage, mesures, pollution de calibration éventuelle, vidage) prend de 12 à 16 heures. Une nuit est ensuite nécessaire pour laisser le cryostat se réchauffer suffisamment pour pouvoir pomper à nouveau, et recommencer un cycle.

2.2.3 Électronique et acquisition des données

Préamplificateurs

Comme on l'a vu, les sources radioactives produisent une ionisation de l'argon entre les électrodes. Les électrons produits dérivent alors du fait de la présence d'un champ électrique appliqué entre les électrodes. C'est le courant induit par le mouvement de ces charges qui constitue le signal.

Les électrodes de la cellule sont directement reliées aux trois préamplificateurs de charge, respectivement pour le signal α, pour le signal β et pour le déclenchement β. Ces préamplificateurs ont été conçus à l'I.S.N. (cf. annexe C.1). Ceux-ci sont placés à l'extérieur du cryostat, le plus près possible de la cellule, afin de minimiser le bruit électronique (fig.2.4).

Électronique d'acquisition

La figure 2.6 représente le schéma de l'électronique d'acquisition. En sortie des préamplis, les signaux sont amplifiés et mis en forme par un ampli-filtre (*shaper*). La tension de sortie est alors de quelques dizaines de mV. Le signal est ensuite discriminé puis mis en forme par une M.F.D.R.V. (Mise en Forme à Durée et Retard Variable). Enfin, si un

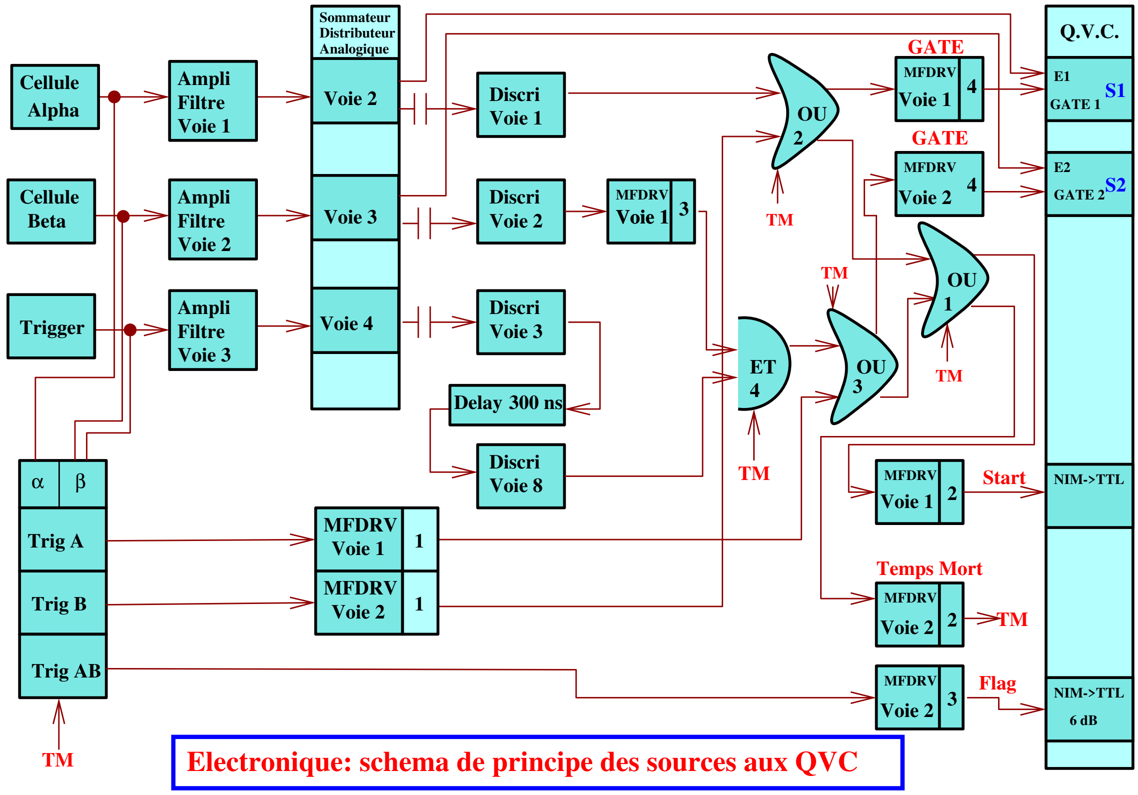


FIG. 2.6 – *Schéma de l'électronique. A et B correspondent respectivement aux sources α et β.*

signal est identifié un système de veto est appliqué sur les portes *ET 4* et *OU 1,2,3* ce qui induit un temps mort (*TM* sur le schéma), pour que l'acquisition soit complètement terminée avant d'enregistrer un nouvel événement.

Par ailleurs, le *trigger* se déclenche automatiquement pour mesurer le piédestal (i.e. le bruit de fond électronique) et le signal du générateur. La fréquence du générateur est réglable entre 250 Hz et 2 kHz.

Le signal passe ensuite par un convertisseur charge-tension (Q.V.C.). Celui-ci est finalement envoyé à un ordinateur par l'intermédiaire d'un boîtier externe d'acquisition (SCB-68) et d'une carte électronique d'acquisition : (AT-MIO-16E-10, 12 bits), fabriqués par *National Instrument*.

Programme d'acquisition

Le programme d'acquisition a été écrit en C, sous LabWindows©. Il permet de communiquer avec la carte d'acquisition AT-MIO-16E-10 installée sur la carte mère de l'ordinateur. Celle-ci est reliée à un boîtier externe SBC-68. Une interface est proposée à l'utilisateur qui peut régler un certain nombre de paramètres comme le choix de la source utilisée, la valeur des hautes tensions pour chaque point, le nombre d'événements par point, etc.

Une fois ces paramètres choisis, le programme effectue une acquisition automatique, ajuste les courbes d'absorption, et livre la valeur de la pollution.

2.3 Mesures avec la source α

Comme il existe une expression théorique fournissant une relation entre le signal et la pollution, cette mesure présente l'avantage d'être une mesure absolue.

Du fait du caractère hautement ionisant des particules α, toute l'énergie est déposée sur une très courte distance ($\simeq$ 40 μm). Ceci implique un courant constant [33] sur une durée égale au temps de dérive t_d entre les électrodes (cf. eq. 2.15).

En plus du signal de la source, les signaux du générateur et le piédestal sont aussi mesurés, avec typiquement 50 000 événements au total pour chaque valeur de la haute tension. Pour un échantillon donné d'argon et pour un balayage de 20 valeurs différentes du champ E, le temps d'acquisition est d'environ une heure. Par ailleurs, un signal électronique (*flag*) permet de distinguer le signal de la source des signaux du générateur et du piédestal. À la fin d'une acquisition, toujours pour une valeur du champ E donnée, trois ajustements gaussiens sont réalisés pour les trois pics (fig. 2.7).

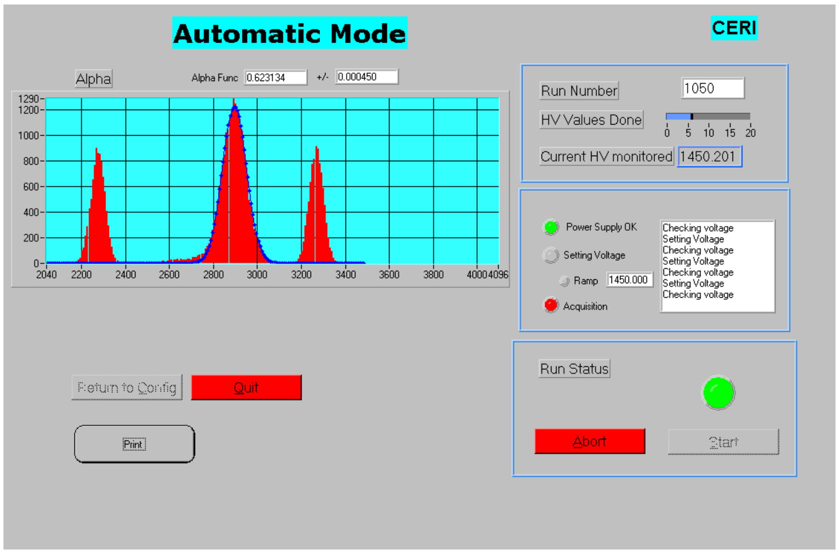


FIG. 2.7 – *Un signal α typique pour $E = 6.7kV.cm^{-1}$. Le pic de gauche est le piédestal, celui du milieu le signal de la source, et celui de droite le signal de calibration.*

Voyons maintenant comment relier théoriquement la pollution et la mesure du signal.

2.3.1 Temps de dérive caractéristique

Pour connaître les caractéristiques des signaux, il est utile d'évaluer la vitesse de dérive des charges soumises à un champ électrique dans l'argon liquide.

La référence [58] fournit une loi empirique de la vitesse de dérive v_d dans l'argon liquide en fonction de la température T (K) et du champ électrique E (kV/cm) :

$$v_d = (p_1(T - T_0) + 1) \left(p_3 E \ln(1 + \frac{p_4}{E}) + p_5 \times E^{p_6} \right) + (p_2(T - T_0) \quad (2.1)$$

$$t_d = d/v_d \quad (2.2)$$

Les $(p_{1,..,5}, T_0)$ sont des paramètres, d, la distance entre les électrodes, et t_d, le temps de dérive (cf. tab. 2.8).

Paramètre	Valeur
p_1	-0.01481
p_2	-0.0075
p_3	0.141
p_4	12.4
p_5	1.627
p_6	0.317
T_0	90.371 K
d	2.15 mm

FIG. 2.8 – *Paramètres de l'ajustement (fit) de v_d.*

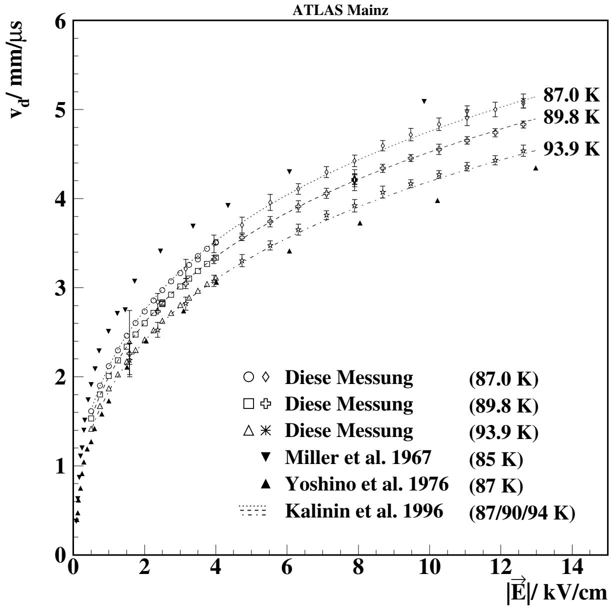


FIG. 2.9 – *Vitesse de dérive v_d (mm/μs) en fonction du champ E (kV/cm) pour différentes températures [58].*

Pour une distance entre les électrodes de 2.15 mm, pour un champ E entre 1 et 15 kV/cm et pour une température entre 87 et 93 K, le temps de dérive varie de 0.4 à 1.5 μs (cf. fig. 2.9). Cette donnée est importante pour estimer le temps d'intégration du signal nécessaire aux mesures. La porte d'intégration doit être suffisamment large pour contenir le maximum du signal quelque soit le champ électrique appliqué. Pour nos mesures, on fait varier le champ appliqué entre 5 et 15 kV/cm, soit un temps de dérive de 0.4 à 0.6 μs. Par ailleurs, le temps caractéristique du *shaper* est de 0.5 μs. Un temps caractéristique trop court rendrait la mesure insensible à l'absorption et donc à la pollution.

2.3.2 Signal initial et signal collecté

Pour un échantillon de pollution p et pour chaque valeur du champ électrique E, un rapport normalisé $X(E, p)$ est défini par :

$$X(E,p) = \frac{< signal(E,p) > - < pedestal >}{< calibration > - < pedestal >} \tag{2.3}$$

où $< signal(E,p) >$ est la valeur moyenne du signal de la source (obtenue par l'ajustement gaussien) et où $< calibration >$ et $< pedestal >$ sont respectivement les valeurs moyennes du signal de calibration et du piédestal. Grâce à ce rapport, les fluctuations éventuelles du gain de l'électronique s'annulent.

Plusieurs phénomènes physiques réduisent la quantité de charge produite par l'ionisation.

La charge collectée $Q(E,p)$ est reliée à la charge initiale par [46] :

$$Q(E,p) = Q_0 \times Rec(E) \times Abs(E,p) \tag{2.4}$$

où Q_0 est la charge initiale totale produite, où le terme $Rec(E)$ décrit la recombinaison des paires électrons-ions, et où $Abs(E,p)$ est le facteur d'absorption. Il est raisonnable d'admettre que les phénomènes d'absorption et de recombinaison sont indépendants [46].

Détaillons chaque terme de l'équation.

2.3.3 Charge initiale

L'énergie nécessaire pour créer une paire électron-ion est de 23.6 eV/paire [44]. L'énergie de la particule α étant de 5.49 MeV, la charge Q_0 produite initialement se calcule aisément :

$$Q_0 = \frac{5.49 \times 10^6}{23.6} \times 1.6 \times 10^{-19} = 37\ fC. \tag{2.5}$$

2.3.4 Recombinaison

Un électron produit par ionisation se sépare de l'ion avec lequel il était appareillé. Toutefois, cet électron peut se réappareiller avec une autre molécule ionisée. Ce phénomène se nomme la recombinaison :

$$e^- + Ar^+ \to Ar \tag{2.6}$$

Plusieurs modèles empiriques le décrivent.

Modèle de Thomas-Imel [46] (*Box model*)

Ce modèle propose une amélioration de la théorie d'Onsager [45].

$$Rec(E) = \frac{1}{\xi} \ln(1 + \xi) \tag{2.7}$$

avec [47] :

$$\xi E = 0.80 kV/cm \tag{2.8}$$

Cependant, il apparaît que ce coefficient ([37] p.25) ne décrit pas correctement les données et varie selon la source utilisée. En particulier, pour des champs électriques faibles, des écarts de 10-20% sont observés entre ce modèle et les données expérimentales (cf. fig. 4 de la réf. [39]).

Modèle empirique

Puisqu'il n'existe aucun modèle théorique satisfaisant décrivant le terme de recombinaison, on utilise une formule paramétrée (basée sur des données provenant de différentes expériences), obtenue par le groupe ATLAS [39] de l'I.S.N. :

$$\xi E = a(1 - c \times e^{-bE}) \tag{2.9}$$

avec a=474 $\pm$ 1.4 kV/cm, b=0.143 $\pm$ 0.006 cm/kV et c=0.403 $\pm$ 0.010 [52].

La recombinaison sera donc traduite par l'expression suivante :

$$Rec(E) = \frac{E}{a(1 - c \times e^{-bE})} \ln\left(1 + \frac{a}{E}(1 - c \times e^{-bE})\right) \tag{2.10}$$

Moins le champ est élevé, plus la recombinaison est importante.

2.3.5 Absorption

En plus de la recombinaison, les électrons sont absorbés au cours de leur déplacement entre les électrodes par les molécules électronégatives. Le type de ces impuretés n'est pas connu, mais on peut considérer qu'il s'agit essentiellement de dioxygène (O_2). C'est la raison pour laquelle on parle généralement de pollution en O_2-équivalent :

$$e^- + O_2 \rightarrow O_2^- \tag{2.11}$$

Les effets de l'azote N_2 sont différents. Pour observer des effets du même ordre, une pollution à l'azote 100 fois plus importante est nécessaire [53]. Si l'on considère que les impuretés proviennent essentiellement de l'air, l'effet de l'O_2 est largement dominant.

Par ailleurs, on peut noter que le courant induit par les charges dans le *gap* est essentiellement du aux électrons, les ions se déplaçant au moins 1000 fois plus lentement. On négligera donc le courant induit par le mouvement des ions Ar^+.

Soit $Q_e(t)$ la quantité de charges des électrons entre les électrodes au temps t. Ceux-ci sont donc absorbés par les impuretés et suivent la loi de décroissance suivante :

$$Q_e(t) \quad = \quad Q_0^1 e^{-t/\tau_s} \tag{2.12}$$

Q_0^1 est la quantité de charge des électrons produits à $t = 0$ après recombinaison :

$$Q_0^1 \equiv Q_0 \times Rec(E). \tag{2.13}$$

τ_s est le temps caractéristique de l'absorption et est relié à la longueur d'absorption $\lambda(E, p)$ et à la vitesse de dérive v_d des électrons par :

$$\lambda(E, p) = v_d \tau_s \tag{2.14}$$

Le courant $I(t)$ induit par le déplacement de ces charges s'écrit simplement :

$$I(t) = \frac{Q_0^1}{t_d} e^{-t/\tau_s} \tag{2.15}$$

où t_d est le temps de dérive entre les électrodes.

Cette formule traduit le fait que sans absorption, le courant $I(t)$ serait constant pour $t < t_d$.

Le préamplificateur de charge, relié à l'électrode, intègre ce courant et fournit en sortie un signal proportionnel à la charge Q :

$$Q(\lambda, E) = Q_0^1 \frac{\lambda(E, p)}{d}(1 - e^{-\frac{d}{\lambda(E,p)}}) \tag{2.16}$$

On a utilisé le fait que $v_d = d/t_d$.

De plus, d'après [54] la longueur d'absorption $\lambda(E, p)$ est reliée à la pollution p par :

$$\lambda(E, p) = \alpha \times E/p \tag{2.17}$$

avec $\alpha = 0.142 \pm 0.014$ cm^2.ppm/kV.

À partir des équations 2.4, 2.16 et 2.17, on obtient l'expression finale du facteur d'absorption $Abs(E, p)$

$$Abs(E,p) = \frac{\alpha \times E}{d \times p}(1 - e^{-\frac{d \times p}{\alpha \times E}}) \tag{2.18}$$

avec E en kV/cm, $\alpha = 0.142$ (cm^2.ppm/kV) une constante, d la distance entre les électrodes en cm et p, la pollution en ppm d'O_2-équivalent.

La figure 2.10 compare les évolutions du courant induit et de la charge collectée pour les deux types de sources. Sans pollution, le courant est constant pour la source α (cf. éq.2.15). En revanche, pour la source β, comme les charges sont créées tout le long de la trace qui traverse le *gap*, le courant décroît linéairement à mesure que les électrons atteignent l'électrode. La charge collectée est simplement l'intégrale du courant induit.

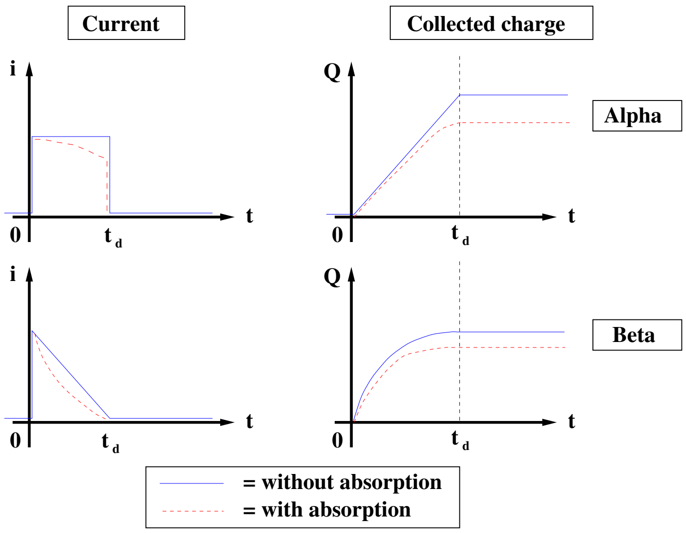


FIG. *2.10 – Courant et charge collectés pour les sources α et β, sans impuretés (traits pleins) et en présence d'absorption (pointillés).*

2.3.6 Relation entre le signal et la pollution

Finalement, en supposant que $X(E,p)$ ($X(E,p)$ est défini par l'équation 2.3) est proportionnel à $Q(E,p)$, les équations 2.4, 2.10 et 2.18 nous donnent :

$$\frac{X(E,p)}{\frac{1}{\xi}\ln(1+\xi) \times C_{norm}} = \frac{\alpha E}{pd} \times (1 - e^{\frac{-pd}{\alpha E}}) \tag{2.19}$$

C_{norm} est un terme de normalisation, qui tient compte en particulier du facteur de conversion entre la charge et la tension au niveau du Q.V.C.

p et C_{norm} sont les paramètres de l'ajustement. La pollution p affecte principalement la courbure de la fonction $Abs(E,p)$ vs E.

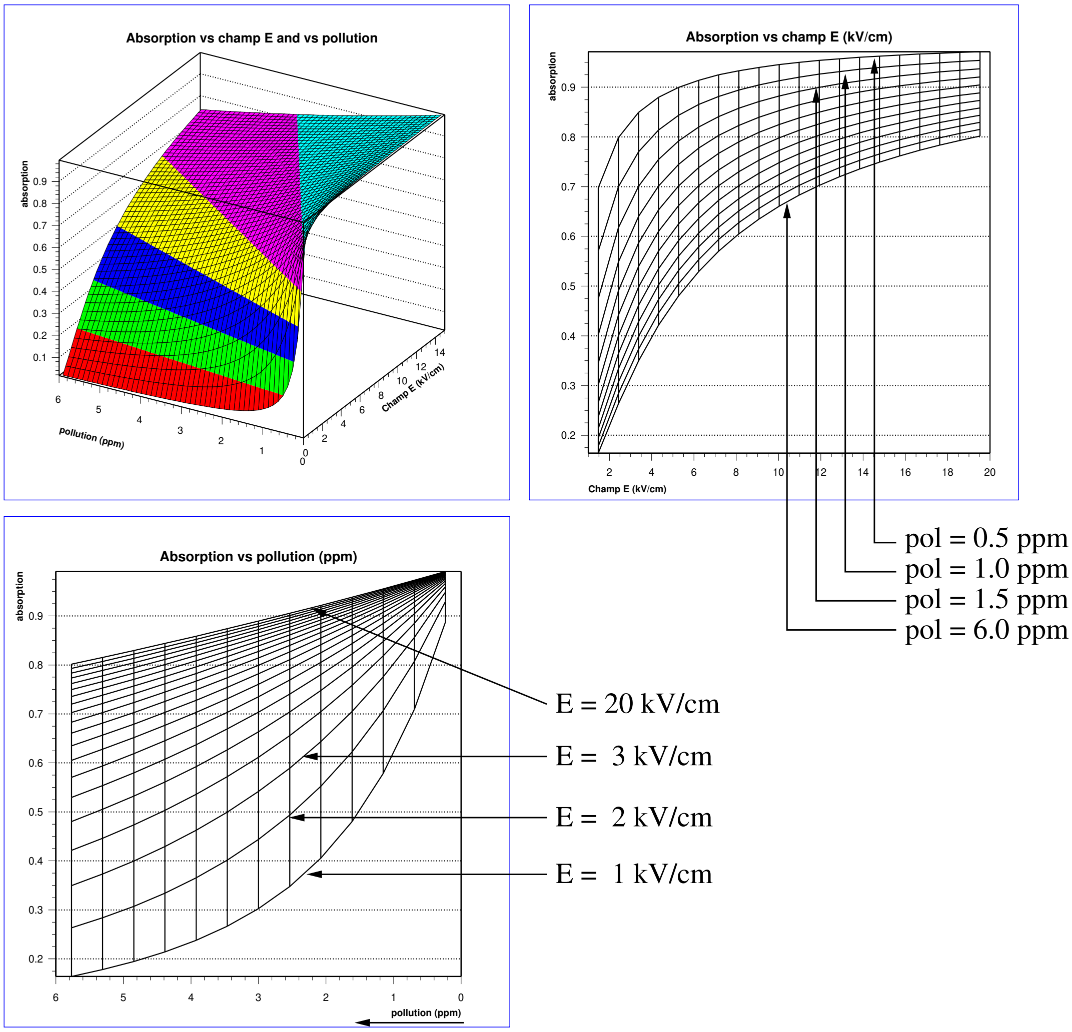


FIG. *2.11 – Réponse α théorique : absorption vs champ E vs pollution, basée sur l'équation 2.18.*

La figure 2.11 représente l'absorption théorique (c'est-à-dire le terme de droite de l'équation 2.19) en fonction du champ électrique et de la pollution. La figure 2.12 montre une mesure α typique, représentant l'ajustement de l'absorption $Abs(E, p)$ en fonction du champ E. L'ajustement obtenu fournit comme résultat une pollution de 0.45 ppm pour un échantillon d'argon certifié à < 0.5 ppm. Les deux autres courbes encadrant l'ajustement représentent le même ajustement augmenté et diminué de 0.1 ppm. Cela illustre la sensibilité de l'ajustement.

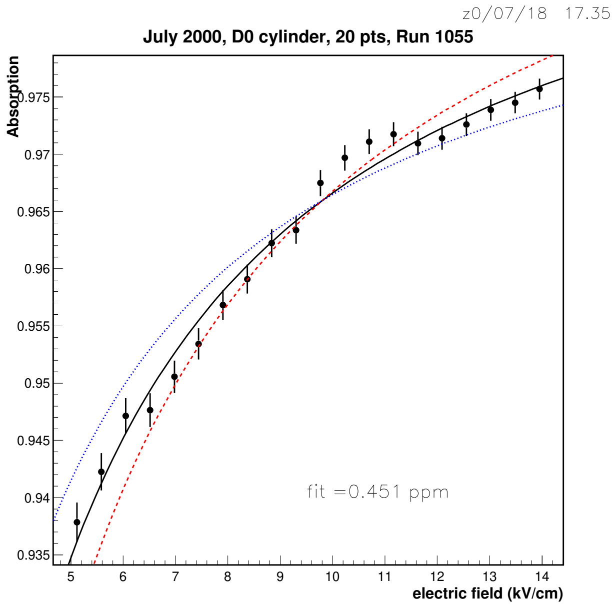


FIG. *2.12 – Réponse α typique : Absorption vs Champ E. L'échantillon est une bouteille d'argon certifiée à < 0.5 ppm. Les deux courbes en pointillés représentent le même ajustement augmenté et diminué de 0.1 ppm. Les barres d'erreurs correspondent aux largeurs de l'ajustement gaussien du signal.*

2.3.7 Calibration et évaluation des erreurs

Calibration

L'équation (2.19) montre que p est une mesure absolue, c'est-à-dire qui, théoriquement, ne nécessite pas de mesure de référence. Cependant, afin de vérifier la qualité de nos mesures, nous avons ajouté la possibilité de réaliser des pollutions connues.

Pour cela, on procède de la manière suivante. D'abord, on remplit le cryostat avec de l'argon très pur (par exemple certifié à < 0.1 ppm d'O_2). Ensuite, on ajoute grâce au pollueur (fig.2.4) une quantité connue d'O_2 pur. Pour que l'O_2 soit diffusé uniformément et se retrouve entièrement dans le cryostat, on fait passer de l'argon par le pollueur pendant 30 à 60 minutes (soit l'équivalent d'un litre d'argon liquide, soit près de 800 litres gazeux). Cela permet de rincer le pollueur et d'envoyer l'O_2 jusqu'au cryostat.

Ainsi, en connaissant les quantités de matière d'argon et d'O_2 dans le cryostat, on peut en déduire la pollution p *nominale* (c'est-à-dire attendue théoriquement) en ppm :

$$p(ppm) = \frac{P_{O_2} \times V_{O_2}/T_{O_2}}{P_{Ar} \times V_{Ar}/T_{Ar}} \times 10^6 \tag{2.20}$$

V_{O_2}, P_{O_2} et T_{O_2} sont respectivement le volume du pollueur d'O_2, la pression et la température d'O_2 dans ce pollueur. V_{Ar}, T_{Ar} et P_{Ar} sont respectivement le volume de la bouteille d'argon, sa température et la variation de la pression entre le début et la fin du remplissage. Par ailleurs, les différences de concentration d'O_2 dans l'A.T.C., entre la phase liquide et la phase gazeuse, suivent la loi de Henry [55] et peuvent être considérées comme négligeables (T_{O_2} liquéfaction = 90.2 K).

Expérimentalement, il apparaît qu'une à deux heures suffisent pour que les mesures de pollution se stabilisent et soient compatibles avec la pollution nominale.

Principales source d'erreurs sur la mesure de la pollution

Une première méthode pour évaluer les erreurs systématiques consiste à évaluer les erreurs de chaque terme de l'équation 2.19 et à les combiner. Les principales sources d'erreur sur la pollution en O_2-équivalent sont les suivantes :

- Erreur statistique sur la détermination des valeurs moyennes des 3 pics (signal, calibration, piédestal) : $\sim$ 0.5%
- Erreur sur la mesure de la distance d entre les deux électrodes : 2.5 %
- Précision sur la haute tension : $\Delta E/E \sim 2$ %
- Erreur sur le paramètre $\alpha = 0.142 \pm 0.014$ cm^2.ppm/kV
- Erreurs sur les paramètres a, b, c (cf. section 2.3.4)
- Méthode d'ajustement : plusieurs méthodes d'ajustement par calcul du moindre carré ont été testées avec des résultats comparables. L'erreur sur les points de la figure 2.14 est l'erreur statistique (0.5%).

L'erreur dite statistique est fournie par le programme d'ajustement *(Minuit [59])*. Pour connaître les erreurs systématiques, on modifie l'un des paramètres (a, b, c, E, α ou d) de plus ou moins son erreur et on calcule son effet sur la pollution. On effectue la même opération pour chaque paramètre. On additionne ensuite linéairement (et non quadratiquement) tous ces effets pour obtenir l'erreur systématique totale.

Certaines erreurs ci-dessus sont approximatives (pour ΔE en particulier) et d'autres erreurs systématiques (fluctuations de l'électronique, non linéarité de la réponse des préamplis, etc.) restent plus difficiles à évaluer. En dernier lieu, on notera que les erreurs systématiques dominent largement et que parmi elles, la plus grande demeure l'incertitude sur α.

Le tableau 2.13 présente l'ensemble des données de calibration et compare la pollution attendue *(nominale)* à la pollution mesurée expérimentalement accompagnée de ses erreurs

Au vu du très bon accord qui existe entre les pollutions nominales et mesurées, il apparaît que les erreurs sur les mesures sont très certainement surévaluées.

Ces remarques nous conduisent à estimer les erreurs de mesure par une seconde méthode, en faisant appel aux mesures de calibration obtenues avec des échantillons de pollutions connues.

pollution attendue (ppm)	**pollution mesurée** (ppm)
0.10 ± 0.07	0.04 ± 0.02 (stat.) ± 0.07 (syst.)
0.10 ± 0.07	0.05 ± 0.04 (stat.) ± 0.06 (syst.)
0.10 ± 0.07	0.06 ± 0.07 (stat.) ± 0.07 (syst.)
0.10 ± 0.07	0.11 ± 0.04 (stat.) ± 0.08 (syst.)
0.10 ± 0.07	0.12 ± 0.04 (stat.) ± 0.08 (syst.)
0.40 ± 0.11	0.43 ± 0.04 (stat.) ± 0.14 (syst.)
0.50 ± 0.12	0.45 ± 0.04 (stat.) ± 0.14 (syst.)
0.52 ± 0.12	0.49 ± 0.03 (stat.) ± 0.14 (syst.)
0.63 ± 0.16	0.58 ± 0.08 (stat.) ± 0.17 (syst.)
0.69 ± 0.15	0.73 ± 0.06 (stat.) ± 0.19 (syst.)
0.90 ± 0.20	1.39 ± 0.04 (stat.) ± 0.30 (syst.)
0.97 ± 0.15	0.96 ± 0.04 (stat.) ± 0.23 (syst.)
0.97 ± 0.15	0.99 ± 0.04 (stat.) ± 0.23 (syst.)
1.05 ± 0.18	1.02 ± 0.08 (stat.) ± 0.25 (syst.)
1.11 ± 0.16	1.32 ± 0.04 (stat.) ± 0.29 (syst.)
1.30 ± 0.25	1.34 ± 0.09 (stat.) ± 0.30 (syst.)
3.50 ± 0.39	3.84 ± 0.07 (stat.) ± 0.74 (syst.)
4.0 ± 0.44	4.04 ± 0.07 (stat.) ± 0.77 (syst.)
5.0 ± 0.55	5.07 ± 0.08 (stat.) ± 0.94 (syst.)

FIG. 2.13 – *Comparaison pour tous les échantillons de calibration, entre les pollutions mesurées et nominales.*

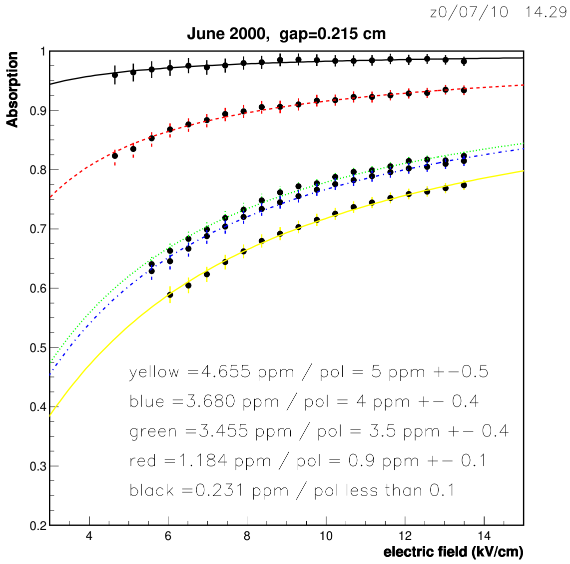


FIG. 2.14 – *Calibration α : Ajustement de l'absorption en fonction de E pour quelques échantillons de calibration. Pollution mesurée / pollution nominale.*

Évaluation des erreurs par la calibration

La calibration va nous permettre d'évaluer la précision des mesures réalisées avec la source α. Bien évidemment, la pollution nominale possède aussi une erreur :

- volume de la bouteille d'argon liquide : 2%
- variation de pression de la bouteille d'argon : ~ 30 P.S.I. (2.1 bar)
- volume du pollueur à O_2 : 1.5 % (volume $8.3\ cm^3$)
- pression d'O_2 : $\sim \pm 0.5$ P.S.I. (0.035 bar)

Les erreurs sur les températures T_{O_2} et T_{Ar} peuvent être négligées.

Par exemple pour une pollution de 0.5 ppm, la combinaison des erreurs nous donne :

$$\boxed{\textbf{erreur relative de la pollution nominale} \sim \textbf{10 \%}}$$

Cette erreur peut paraître importante d'un premier abord. Seul l'achat de manomètres plus précis, soit dans une large gamme de pression pour les bouteilles d'argon, soit proches de la pression atmosphériques pour l'O_2, aurait pu diminuer cette erreur. Toutefois, cela aurait également représenté un coût élevé, pour une amélioration modeste. Au vu de la précision finale de nos mesures, nous avons choisi de ne pas engager de coût supplémentaire.

Bien sûr, à cela s'ajoute l'erreur sur la pollution théorique de l'échantillon d'argon de départ :

- Ar Ultra Plus Grade UN1006 Linde : 0.1 ± 0.07 ppm
- Ar Ultra High purity Praxair : 0.7 ± 0.3 ppm

La dispersion des mesures s'étend de 0.05 à 0.1 ppm selon la gamme de pollution où l'on se situe. On prend une dispersion de 0.1 ppm pour rester conservatif. La figure 2.15 représente un exemple d'une série de mesures réalisée sur un même échantillon. La moyenne de la gaussienne ajustée est de 0.34 ppm et son écart-type de $\pm$ 0.07 ppm.

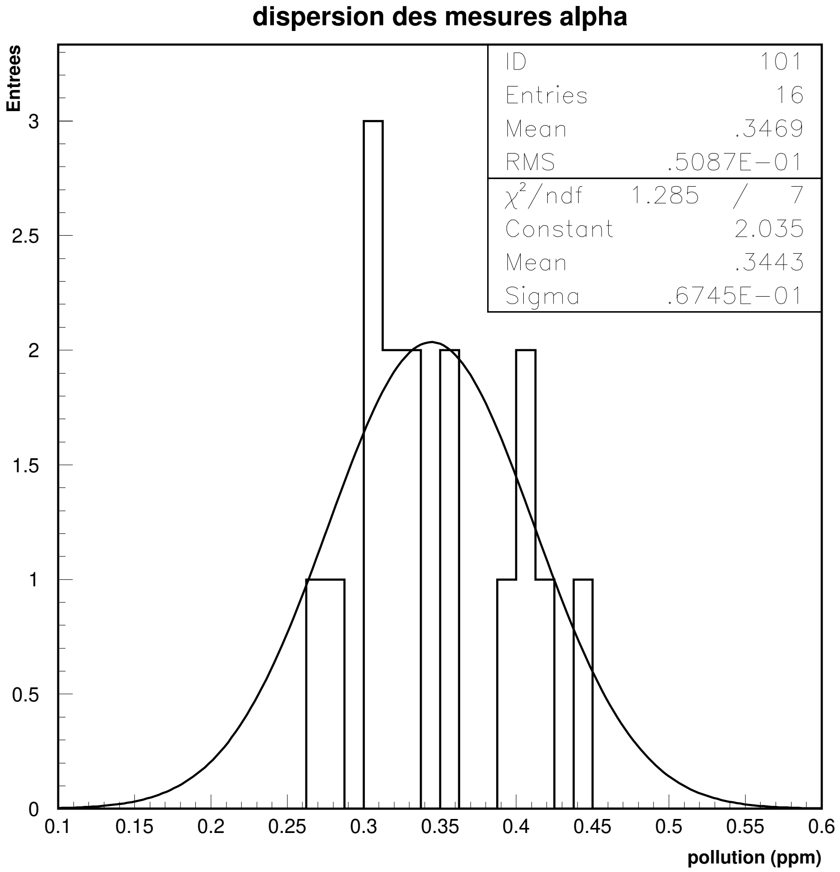


FIG. *2.15 – Dispersion de la mesure α (ppm).*

dispersion des mesures = 0.1 ppm

Afin de vérifier la justesse des mesures, on peut examiner la dépendance entre les mesures nominales et mesurées (fig.2.16). L'erreur de la pollution mesurée correspond ici à la dispersion des mesures ($\pm 0.1 ppm$), tandis que l'erreur sur la pollution nominale est de $\sim 11\%$.

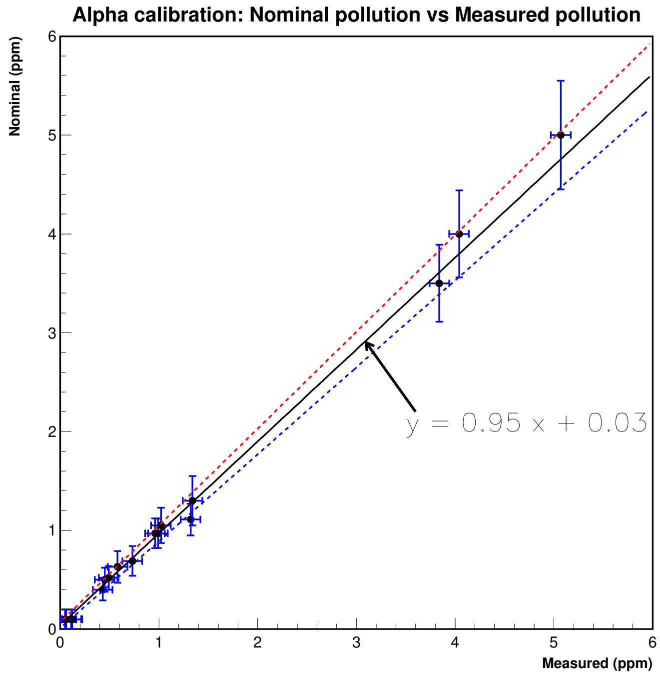


FIG. *2.16 – Calibration α : Pollution nominale vs. pollution mesurée. La droite ajustée $y = 0.95x + 0.03$ (trait plein) illustre la cohérence des mesures. Les droites en pointillés représentent les erreurs du l'ajustement à $\pm 1\sigma$.*

On réalise un ajustement linéaire au moyen du programme *Minuit*, donnant les résultats suivants :

- $p_{nominal} = a \times p_{measured} + b$
- $a = 0.95 \pm 0.05$
- $b = 0.03 \pm 0.04$
- $\chi^2/(Nb.deg.lib) \sim 0.5$

Où a et b sont les paramètres de l'ajustement, $p_{nominal}$ est la pollution nominale, et $p_{measured}$ la pollution mesurée. On peut noter que a et b sont compatibles respectivement avec 1 et 0, ce qui revient à dire que les pollutions nominales et mesurées sont compatibles entre elles sur un large intervalle (de 0.1 à 5 ppm). En appliquant la composition des erreurs, on obtient une estimation de l'erreur finale sur la mesure en fonction de la pollution mesurée. Ce résultat est résumé dans le tableau 2.17 et sur la figure 2.18.

En conclusion, pour des pollutions basses, ($p < 1$ ppm), les erreurs sont inférieures à 0.15 ppm, ce qui est largement satisfaisant pour déterminer la qualité de l'argon du calorimètre.

pollution mesurée	erreur
0.1 ppm	± 0.12
0.2 ppm	± 0.12
0.3 ppm	± 0.12
0.4 ppm	± 0.12
0.5 ppm	± 0.12
0.6 ppm	± 0.13
0.7 ppm	± 0.13
0.8 ppm	± 0.13
0.9 ppm	± 0.13
1.0 ppm	± 0.14
1.5 ppm	± 0.16
2.0 ppm	± 0.18
3.0 ppm	± 0.23
5.0 ppm	± 0.35

FIG. 2.17 – Erreurs sur la mesure α suivant différentes pollutions mesurées.

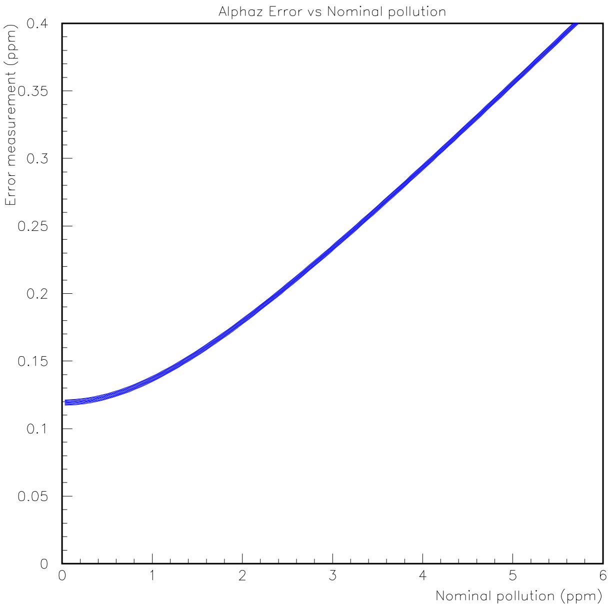


FIG. 2.18 – Erreurs sur la mesure α vs. pollution mesurée.

2.4 Mesures avec la source β

2.4.1 Caractéristiques de la source β

Contrairement à une particule α, une particule β a la particularité d'être très peu ionisante. Elle va donc traverser les électrodes la plupart du temps. Son spectre en énergie est continu.

Deux autres électrodes entre lesquelles un champ de 2 kV est appliqué sont disposées au-dessus et servent de *trigger* (fig 2.3). Ceci permet de diminuer considérablement la contribution du bruit de fond électronique. Un événement sera enregistré seulement si deux signaux en coïncidence (un dans chaque *gap*) dépassent un certain seuil.

L'absorption peut être exprimée de la manière suivante [40] :

$$Abs(\lambda, E) = 2\frac{\lambda}{d}\left(1 - \frac{\lambda}{d}(1 - e^{-\frac{d}{\lambda}})\right) \tag{2.21}$$

E, d et λ ont la même définition que pour l'équation 2.16.

Malheureusement, pour obtenir une expression analytique reliant le signal β et la pollution, s'ajoutent plusieurs difficultés. D'abord nous avons affaire à une source β et donc à un spectre continu, contrairement à une source radioactive émettant des électrons de conversion (comme par exemple avec du ^{207}Bi). Ensuite la trace traverse totalement le *gap* et dépose donc une énergie variable selon l'angle d'émission (contrairement à d'autres systèmes comme celui d'ATLAS [41] où le *gap* est bien plus grand que la longueur de la trace). Enfin, le déclenchement ne se fera que si une partie importante de la trace est aussi déposée dans le second *gap*, ce qui est impossible à décrire analytiquement.

Malgré le fait que l'on ne dispose pas d'expression théorique reliant le signal β et la pollution, cette source est très utile car les mesures sont extrêmement stables dans le temps. De plus, la sensibilité des mesures avec la source β est supérieure à la source α pour les faibles pollutions (inférieures à 1 ppm), grâce à un phénomène de recombinaison plus réduit par rapport a la source α. En revanche, il est absolument nécessaire de la calibrer précisément.

2.4.2 Calibration et erreurs

De la même manière que pour la source α, une mesure avec la source β est réalisée grâce à un balayage en champ électrique. Cependant, la présence du système de déclenchement en coïncidence permet de descendre plus bas en champ, sans collecter trop de bruit de fond. Or, comme on va le voir, la sensibilité à la pollution est d'autant plus importante que le champ est bas.

Le signal n'a cette fois pas de forme gaussienne. Il apparaît qu'il s'ajuste très bien avec une fonction Moyal [42] (voir exemple fig.2.19). Celle-ci est définie par :

$$\mathcal{M}(\lambda) \equiv C_{norm} \exp\left(-\frac{\lambda + e^{-\lambda}}{2}\right) \tag{2.22}$$

$$\lambda \equiv R(x - x_p) \tag{2.23}$$

où R, x_p et C_{norm} sont les paramètres de l'ajustement. R correspond à la largeur du pic, x_p à la position du pic, et C_{norm} à sa hauteur. x_p dépend essentiellement de E et de la pollution.

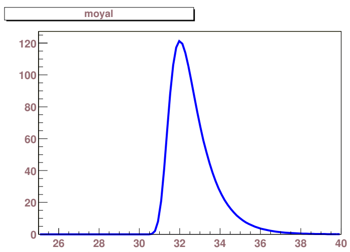


FIG. *2.19 – Fonction Moyal typique, de paramètres* $R = 2$, $x_p = 32$ *et* $C_{norm} = 200$.

Pour chaque échantillon de calibration, dont la pollution est connue théoriquement, on procède à un balayage en champ électrique pour une quinzaine de valeurs de E. On réalise un ajustement empirique du signal (c'est-à-dire de x_p) en fonction du champ E. En posant :

$$< signal(E, p) > \equiv x_p \tag{2.24}$$

on ajuste la fonction suivante :

$$\frac{< signal(E,p) > - < pedestal >}{< pulser > - < pedestal >} = f(E) \tag{2.25}$$

où $< signal(E,p) >$ est donc la position du pic obtenue par l'ajustement de la fonction Moyal, $< pulser >$ et $< pedestal >$ sont les valeurs moyennes du signal de calibration et du piédestal, obtenus quant à eux par ajustement gaussien.

Plus précisément, la quantité ajustée est divisée par sa valeur asymptotique maximale atteinte à grand champ électrique ($E > 12$ kV/cm) :

$$\frac{\left(\frac{<signal(E,p)>-<pedestal>}{<pulser>-<pedestal>}\right)}{\left(\frac{<signal(\mathbf{E_{max}},p)>-<pedestal>}{<pulser>-<pedestal>}\right)} \equiv a + (d + c \times E + g \times E^2) \times e^{(-b*E)} \tag{2.26}$$

a, b, c, d et e sont les paramètres de l'ajustement.

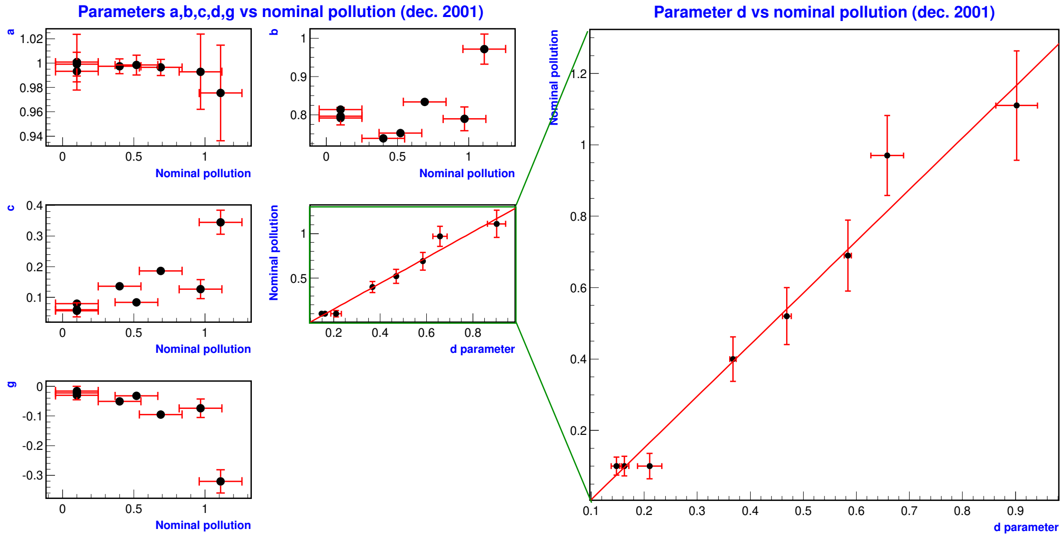


FIG. 2.20 – *β : (1) Évolution des paramètres de l'ajustement en fonction de la pollution. (2) Pollution en fonction du paramètre d.*

Les données de calibration (réalisées avec plusieurs échantillons de pollution connue) montrent que la pollution p est une fonction linéaire du paramètre d (fig.2.20). On pose donc :

$$p = h \times d + i \tag{2.27}$$

h	i
1.45 ± 0.11	-0.139 ± 0.029

TAB. 2.1 – Paramètres h et i obtenus par la calibration. Les erreurs sont celles du *fit*.

Les paramètres h et i sont ajustés en utilisant tous les échantillons de calibration. Les résultats sont indiqués dans le tableau 2.1.

Une fois cette calibration achevée et h et i connus, nous pouvons déduire la pollution de n'importe quel échantillon d'argon, en obtenant d grâce à l'équation 2.26 et en utilisant la formule 2.27.

pollution mesurée	erreur
0.1 ppm	± 0.09
0.15 ppm	± 0.10
0.2 ppm	± 0.10
0.3 ppm	± 0.10
0.4 ppm	± 0.11
0.5 ppm	± 0.12
0.6 ppm	± 0.13
0.7 ppm	± 0.14
0.8 ppm	± 0.15
0.9 ppm	± 0.16
1.0 ppm	± 0.17
1.1 ppm	± 0.18
1.2 ppm	± 0.19
1.3 ppm	± 0.20
1.4 ppm	± 0.21
1.5 ppm	± 0.22
1.6 ppm	± 0.23

FIG. 2.21 – Erreurs sur la mesure β suivant différentes pollutions mesurées.

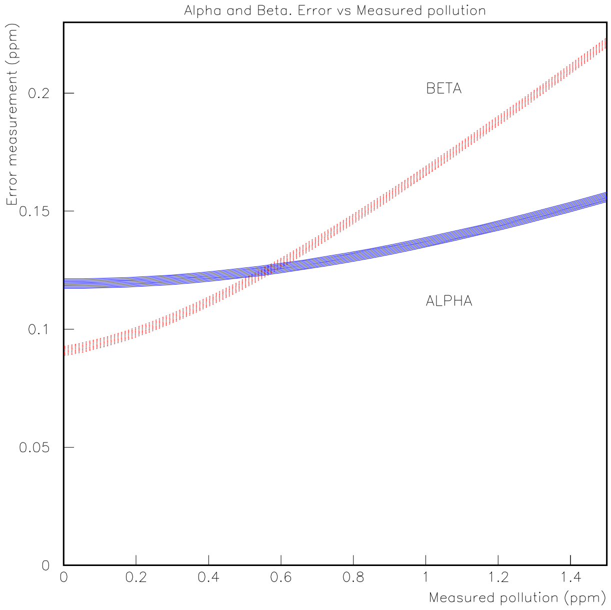


FIG. 2.22 – Erreurs sur les mesure α et β vs. pollution mesurée (ppm).

La figure 2.22 représente les erreurs des mesures α et β en fonction de la pollution mesurée et montre l'excellente précision de la source β à basse pollution. Quelques exemples d'ajustements du signal en fonction du champ sont montrés dans la figure 2.23.

2.5 Résultats et discussion

La calibration a permis d'évaluer que la précision des mesures est inférieure à ± 0.15 ppm pour des pollutions inférieures à 2 ppm.

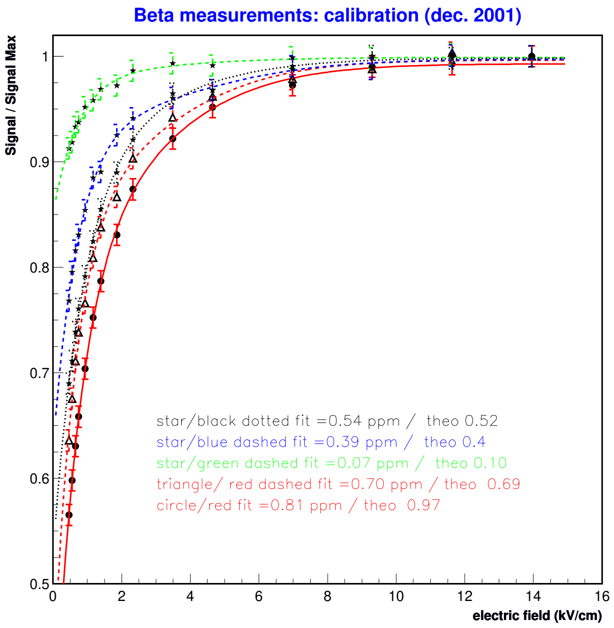


FIG. *2.23 – β : Mesures de calibrations (déc.2001)*

2.5.1 Résultats des mesures

Au cours des années 2000-2001, plusieurs campagnes de mesures ont été réalisées. L'argon du *dewar* a d'abord été mesuré avant le remplissage des calorimètres. Les calorimètres ont ensuite été testés à deux reprises, à un an d'intervalle. (On se référera aux figures 2.25, 2.26 et 2.27 pour les mesures de décembre 2000 et aux figures 2.28, 2.29 et 2.30 pour les mesures de décembre 2001.) Il apparaît clairement que l'argon possède une pureté largement inférieure à 0.5 ppm, ce qui est tout à fait satisfaisant. Aucune correction à la réponse des calorimètres ne semble nécessaire du fait de la présence d'impuretés.

Les résultats sont résumés dans le tableau 2.2.

Ces chiffres appellent néanmoins quelques commentaires.

- La phase indiquée dans le tableau 2.2 précise si l'argon était puisé du haut (gaz) ou du fond (liquide) du réservoir. Dans le cas du liquide, l'argon prélevé était d'abord vaporisé et parvenait sous forme de gaz au niveau du cryostat de l'A.T.C. Aucune différence significative n'a pu être mise en évidence entre les deux types de prélèvements.

- Certaines variations de la pollution sont observées entre les différentes mesures. Même si elles restent à l'intérieur des barres d'erreurs, on peut au moins suggérer quelques explications.

  — D'abord, le contrôle de la température n'est pas très précis (cf. section suivante) et cela peut modifier les résultats.

  — Malgré toutes nos précautions, le dégazage est toujours possible et peut intro-

échantillon	Phase prélevée	ALPHA	BETA	date
dewar	gaz	0.34 ± 0.12	-	juillet 2000
dewar	liquide	0.33 ± 0.12	-	juillet 2000
dewar	gaz	0.25 ± 0.12	0.18 ± 0.10	octobre 2000
dewar	liquide	0.37 ± 0.12	0.19 ± 0.10	octobre 2000
C.C.	gaz	0.49 ± 0.12	0.38 ± 0.11	décembre 2000
N.E.C.	gaz	0.16 ± 0.12	0.21 ± 0.10	décembre 2000
C.C.	gaz	0.07 ± 0.12	0.10 ± 0.10	décembre 2001
N.E.C.	gaz	0.11 ± 0.12	0.09 ± 0.10	décembre 2001
S.E.C.	gaz	0.17 ± 0.12	0.14 ± 0.10	décembre 2001

TAB. *2.2 – Résultat complet des mesures α et β de l'argon liquide du calorimètre.*

duire des impuretés très difficiles à contrôler. Sur de longues périodes de mesures, on peut d'ailleurs observer une augmentation de la pollution de l'ordre de $\sim$ 0.1 ppm par jour. L'existence de micro-fuites est aussi une hypothèse pouvant expliquer ce phénomène.

— Plusieurs dizaines de mètres de conduits séparent l'A.T.C. du *dewar* et des calorimètres. Bien que de nombreux rinçages soient effectués avant chaque remplissage, l'efficacité de ces nettoyages n'est peut être ni constante ni homogène.

— Comme la tendance globale des mesures est à l'amélioration, on peut supposer que les dégazages ou les impuretés dans les conduits ont décru dans le temps. Donc aux variations statistiques des mesures, pourrait s'ajouter des variations de la pureté de l'échantillon mesuré.

- Aucune différence significative n'a été relevée entre les trois calorimètres, ce qui exclut raisonnablement la présence d'une fuite.

2.5.2 Effets de la température sur les mesures

Certaines études montrent que les variations de température peuvent avoir une influence significative sur la vitesse de dérive des électrons [58] et sur la quantité de charge collectée. Ces variations pour la charge collectée sont de l'ordre de 1.5% par Kelvin [37].

On s'est contenté ici de veiller à maintenir une température très stable pendant une mesure donnée. Pour contrôler la température, nous disposions de deux moyens de mesure. D'abord, 4 sondes PT100 disposées à différentes profondeurs dans le cryostat indiquent la température à $\pm$ 0.5 K près.

En plus de cela, un manomètre indique la pression à l'intérieur du cryostat. En effet, le diagramme de phase de l'argon permet de convertir la pression en température puisque l'argon est en équilibre liquide-vapeur (fig.2.5).

Les variations observées du signal, (α en particulier) pourrait provenir de variations de la température. Mais cela demanderait des études supplémentaires approfondies pour être confirmé.

2.5.3 Discussion sur les erreurs des ajustements

La plupart des ajustements ont été réalisés avec le programme du CERN *Minuit*[59]. Celui-ci procure une estimation des erreurs sur la valeur des paramètres ajustés. Toutefois, celle-ci est à prendre avec précaution.

Deux méthodes différentes permettent de calculer ces erreurs.

La première, faisant appel à la routine *MIGRAD*. L'inverse de la matrice des dérivées secondes de la fonction ajustée (l'absorption par exemple) est appelée la matrice d'erreur. Les erreurs produites par *MINUIT* sont les racines carrées des termes diagonaux de cette matrice. Ces erreurs sont complètement fiables seulement si l'ajustement est une fonction linéaire des paramètres à ajuster (c'est-à-dire si la fonction est un polynôme).

La seconde, calculée par la routine *MINOS*, fournit une estimation des erreurs plus précise et tient compte des non-linéarités dans la fonction ajustée. C'est cet algorithme qui a été utilisé.

2.5.4 Mesure du paramètre α

Les calibrations de la source α permettent de calculer le paramètre α (constante de *trapping*) de l'équation 2.17. En effet, en utilisant les données de différents échantillons à la pollution connue, on peut ajuster α en gardant la pollution p fixée dans l'équation 2.18. La figure 2.24 montre les valeurs de α obtenues avec différentes pollutions. Pour les échantillons de basse pollution ($\sim$0.1 ppm), l'erreur sur α devient importante, car l'absorption est presque constante et tend vers 1 rapidement en fonction de E :

$$\lim_{p\to 0} Abs(E) \sim 1 - \frac{p \times d}{\alpha \times E} \tag{2.28}$$

En ajustant tous les échantillons en même temps, c'est-à-dire en réalisant un ajustement à deux dimensions, on obtient une valeur unique, plus précise :

$$\boxed{\alpha = 0.1380^{+0.0213}_{-0.0161}\ \textbf{(MINOS) cm}^2\textbf{.ppm/kV}}$$

Ce résultat est compatible avec la valeur utilisée $\alpha = 0.142 \pm 0.014$ cm^2.ppm/kV tirée de [39].

Une combinaison des deux valeurs donne ([60],p.10) :

$$\boxed{\alpha_{average} = 0.1408^{+0.0117}_{-0.0106}\ \textbf{cm}^2\textbf{.ppm/kV}}$$

La plus grande erreur (+0.0213) a été utilisée pour le calcul du poids donné à la mesure.

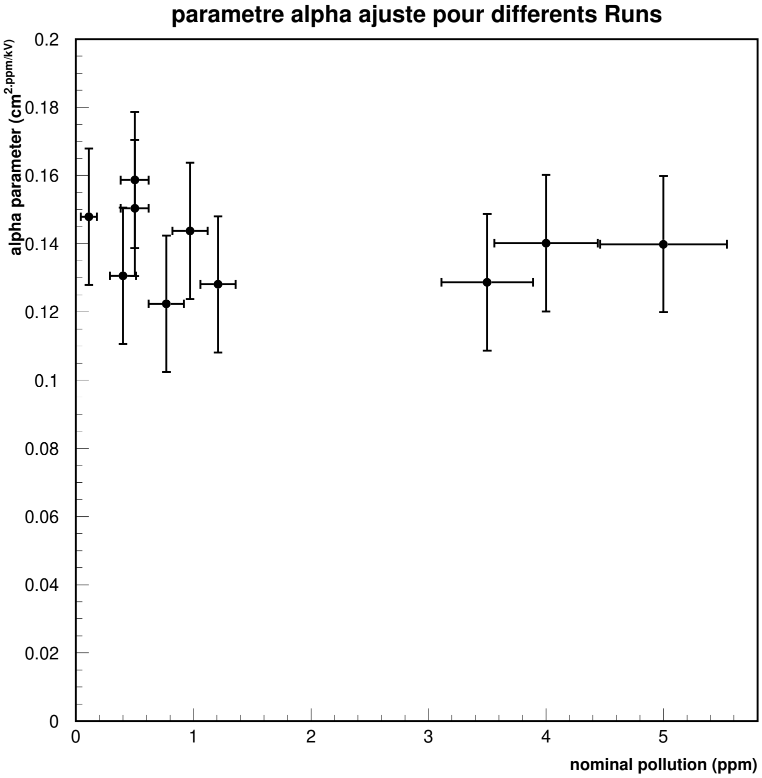


FIG. *2.24 – Paramètre α de l'équation 2.17 ajusté, en fonction de la pollution nominale de l'échantillon.*

2.5.5 Comparatifs des mérites des deux sources

À ce stade de l'analyse, il semble intéressant de rappeler les différences entre les deux sources ainsi que leurs avantages et leurs inconvénients respectifs.

Source α :

- Le principal intérêt de la source α est de fournir une mesure absolue de la pollution. D'ailleurs, elle pourrait éventuellement se passer des mesures de calibrations.
- Le protocole de sa mise en place est bien connu et l'absence d'un second *gap* pour le déclenchement simplifie l'électronique d'acquisition.
- La source est pratiquement monoénergétique et sa durée de vie est largement suffisante.
- En définitive, la source α est parfaitement adaptée pour détecter une éventuelle pollution sur une large plage de 0.1 jusqu'à, sans doute, 10 ppm.

Source β :

- Pour cette source, une calibration est indispensable.

- Elle dispose d'une meilleure sensibilité pour des pollutions < 1 ppm (fig.2.22). Cela provient du fait que les erreurs statistiques sont plus faibles à basse pollution. En revanche, les erreurs systématiques augmentent rapidement avec la pollution.
- Les phénomènes de recombinaison sont moindre à cause de la densité de paires électrons-ions plus faible le long de la trace par rapport à une source $alpha$.
- L'existence d'un *gap* de déclenchement (*trigger*) permet de réduire le bruit électronique.
- La source possède une période radioactive assez courte (1 an).

2.5.6 Conclusion

La pureté de l'argon liquide du calorimètre de D∅ a pu être mesurée avec une précision supérieure à 0.15 ppm. On a pu voir que les différentes mesures effectuées sont compatibles entre elles et que les deux sources nous procurent des résultats complémentaires. D'une part, la source α fournit une mesure fiable dans une large gamme de pollution, d'autre part, la source β possède une excellente sensibilité à basse pollution.

Grâce à ces mesures, l'argon stocké depuis la fin du Run I (1996), a pu être utilisé au Run II. Les calorimètres ont ainsi été remplis en décembre 2000. Par la suite, une série de mesures effectuées juste après le remplissage a confirmé nos résultats. Un an plus tard en décembre 2001, la pollution de l'argon des trois calorimètres a été mesurée à nouveau. Celle-ci est restée largement inférieure à 0.5 ppm. Cette stabilité est remarquable si l'on considère que cet argon est utilisé depuis 1992.

Contrairement à la plupart des travaux précédents sur le sujet, une étude poussée sur les erreurs systématiques a été réalisée. Ainsi, nous connaissons ici avec une bonne précision l'erreur absolue de nos mesures.

Cela n'a pu se faire que grâce à une calibration systématique à l'aide du pollueur. Celle-ci pourrait être notablement améliorée et fournirait une référence générale aux mesures non absolues. Cela demeure impossible avec des cellules internes aux calorimètres qui permettent seulement de détecter une variation relative de la pureté dans le temps (D0, ATLAS, H1).

Compte tenu des multiples contraintes (techniques, temps limité), ce projet a été mené à bien dans les délais impartis et a permis à la collaboration de prendre la décision de remplir les calorimètres avec l'argon utilisé au Run I. Nos dernières mesures, en décembre 2001, jouèrent même un rôle inattendu. Le calorimètre délivrait alors un signal environ 1.4 fois plus petit que ce qui était attendu. Une pollution de l'argon aurait pu expliquer cette diminution du signal. Nos mesures permirent de rejeter cette hypothèse. [2]

[2]. Il s'est avéré finalement que cette perte de signal (en coups A.D.C.) provenait de l'inversion de deux résistances sur des cartes d'électronique de *Base Line Substraction*.

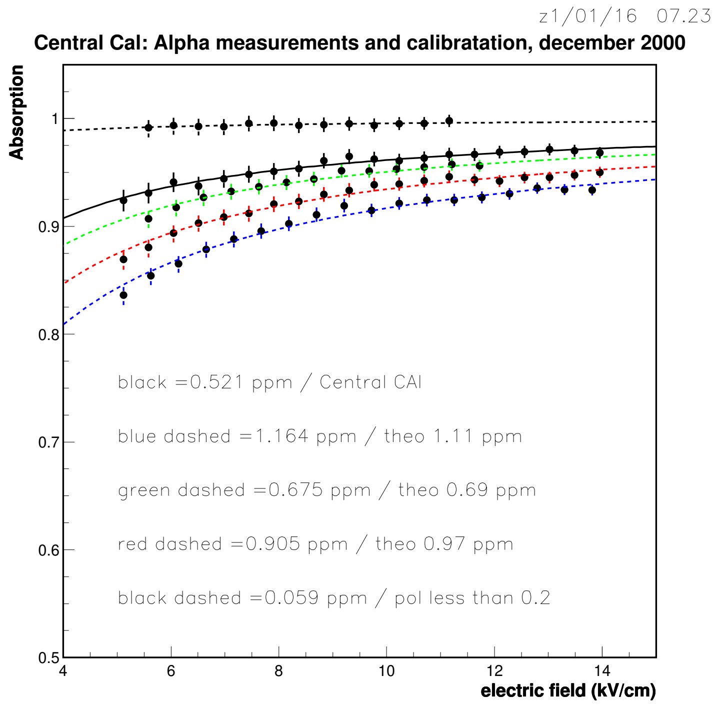


FIG. 2.25 – α : *calibrations (pointillés) et calorimètre central (noir, trait plein). (déc.2000).*

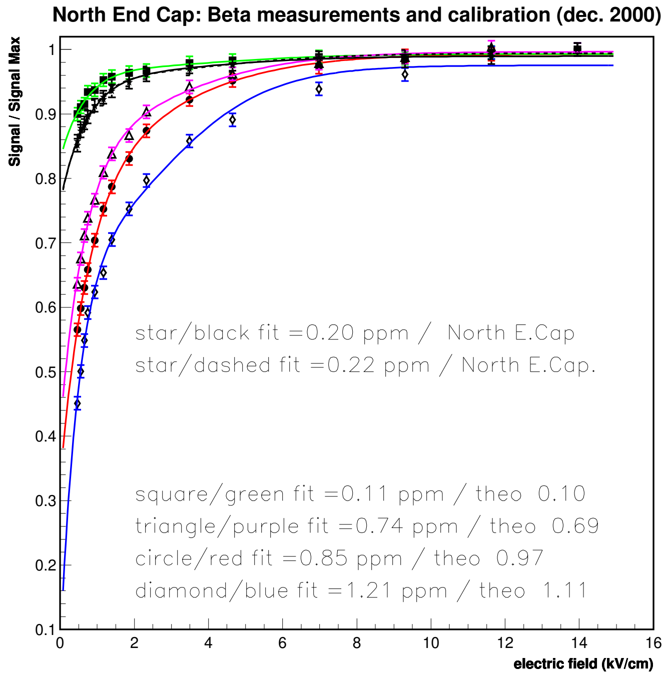


FIG. 2.26 – *β : calibrations (grisés) et mesure du calorimètre nord (noir). (déc.2000).*

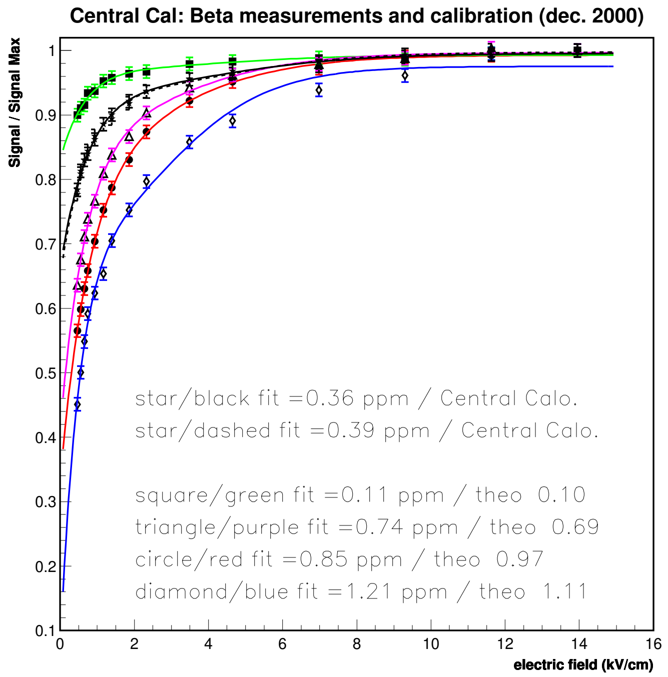


FIG. 2.27 – *β : calibrations (grisés) et mesure du calorimètre central (noir). (déc.2000).*

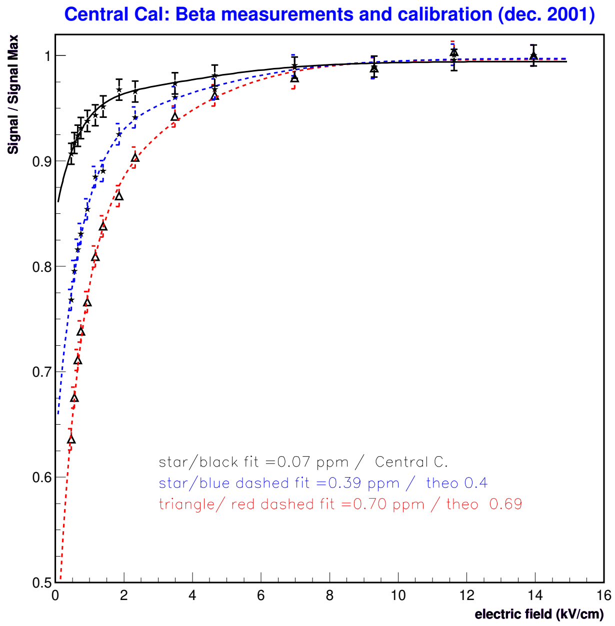


FIG. 2.28 – *β : calibrations (grisés, pointillés) et mesure du calorimètre central (noir). (déc.2001).*

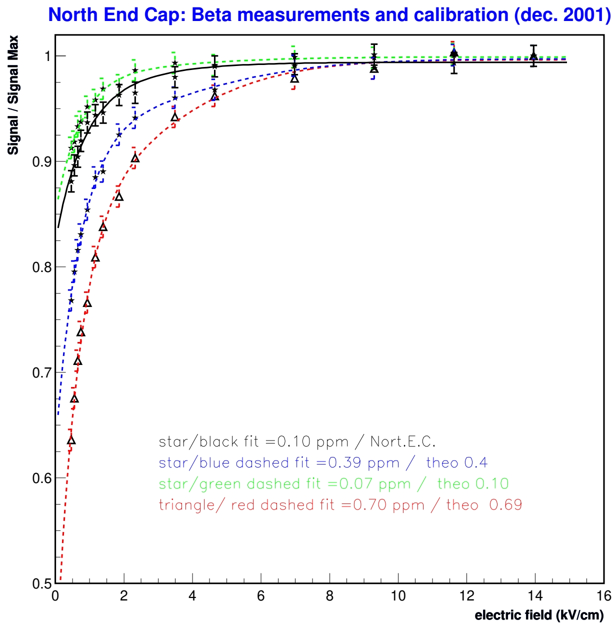


FIG. 2.29 – *β : calibrations (grisés, pointillés) et mesure du calorimètre nord (noir). (déc.2001).*

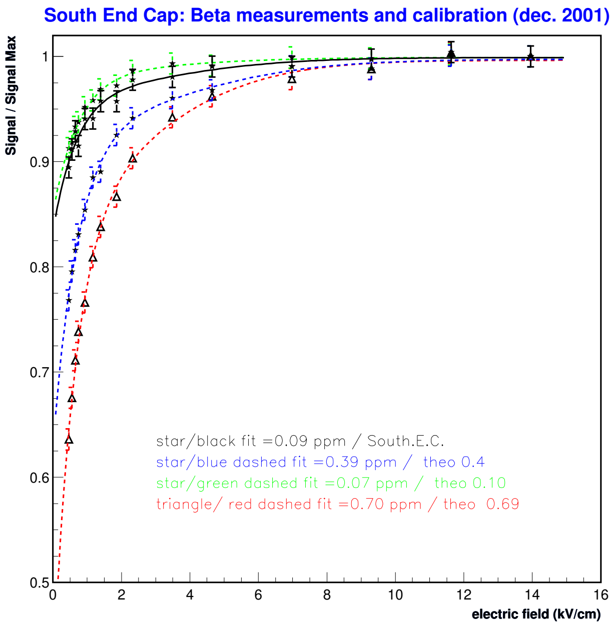


FIG. 2.30 – *β : calibrations (grisés, pointillés) et mesure du calorimètre sud (noir). (déc.2001).*

Chapitre 3

Le Modèle Standard et la Supersymétrie

Three quarks for Muster Mark !
Sure he hasn't got much of a bark
And sure any he has it's all beside the mark.
James Joyce, *Finnegans Wake*.

Dans ce chapitre, le Modèle Standard (M.S.) sera présenté brièvement. L'accent sera mis sur ses succès et sur ses insuffisances. La nécessité d'étendre le M.S. nous conduira ensuite à passer en revue les différentes possibilités théoriques qui pourraient répondre à ces problèmes. Puis nous aborderons la Supersymétrie, tout d'abord avec un modèle simple en évitant le formalisme des superchamps. Nous tenterons de décrire ensuite la construction du lagrangien du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM). Enfin, seront évoquées des notions importantes pour toute étude phénoménologique (R-parité, équations du groupe de renormalisation, Supergravité, etc.).

3.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est le résultat de cinquante années d'efforts, de recherche et de mesures pour décrire la physique des particules élémentaires. Il s'appuie sur les solides piliers que sont la relativité restreinte, la mécanique quantique et la notion de symétrie.

Le M.S. comprend la description des 3 forces fondamentales (électromagnétique, faible et forte) à l'échelle microscopique et décrit la matière par l'intermédiaire de 3 familles de fermions. Ces fermions sont classés en quarks (sensibles aux interactions électromagnétiques, faibles et fortes), et en leptons (sensibles aux interactions électromagnétiques et faibles). Les bosons de jauge, quant à eux, véhiculent les interactions qu'elles soient de type électromagnétique (photon γ, de masse nulle), faible (3 bosons massifs W^+, W^- et Z) ou forte (8 gluons g de masses nulles). Toutes ces particules sont considérées comme ponctuelles dans les limites expérimentales actuelles ($\leq 10^{-18}m$).

3.1.1 Symétries

La notion de symétrie en physique a joué un rôle majeur dans l'élaboration du Modèle Standard. À partir des années 1950, relier une symétrie à un système physique est devenu un outil constructif et non plus descriptif d'une théorie. Dès lors, construire une théorie revient à imposer une invariance par symétrie aux équations du système. Cette approche a connu de tels succès, qu'il semble naturel de l'utiliser pour étendre le M.S.. Nous en verrons l'illustration éclatante lorsque nous étudierons comment l'on construit une théorie supersymétrique.

En termes d'Hamiltonien H, on dit qu'un système vérifie une symétrie S s'il est invariant sous une transformation de S, ou encore si les deux opérateurs commutent :

$$[H, S] \quad = \quad 0 \tag{3.1}$$

Différents types de symétries

Il peut être utile de rappeler les différents types de symétries que l'on distingue habituellement.

- Symétries discrètes : le paramètre de la transformation ne peut prendre que des valeurs discrètes. La parité P, la conjugaison de charge C, et l'inversion du temps T sont des symétries discrètes.
- Symétries espace-temps : ces symétries agissent sur les coordonnées d'espace-temps. Les rotations et les translations en sont les exemples les plus courants.
- Symétries internes : elles agissent sur des nombres quantiques internes au système, comme la symétrie d'isospin basée sur $SU(2)$ ou la symétrie électromagnétique $U(1)_{em}$. De plus, il faut distinguer deux catégories de symétries internes.
  - — Symétrie globale : les paramètres continus de la transformation *ne dépendent pas* des coordonnées de l'espace temps, comme par exemple la symétrie baryonique $U(1)_B$ ou leptonique $U(1)_L$;
  - — Symétrie locale : les paramètres continus de la transformation *dépendent* des coordonnées de l'espace temps, comme la symétrie $SU(3)_C$ de couleur ou $U(1)_Y$ d'hypercharge.

Le théorème de Noether

Ce théorème capital affirme qu'à toute symétrie d'un système correspond une quantité conservée, ou encore un courant conservé. Ce résultat, comme on va le voir par la suite, est à la base de toute construction théorique moderne.

Symétrie	**Quantité conservée**
translation dans l'espace	quantité de mouvement
translation dans le temps	énergie
rotation dans l'espace	moment cinétique
$U(1)_{em}$	charge électrique

TAB. 3.1 – *Théorème de Noether : exemples de symétries et grandeurs conservées correspondantes.*

Le tableau 3.1 nous montre quelques symétries et les grandeurs conservées qui en découlent.

Théories de jauge et symétries locales

Prenons un système physique décrit par un champ ψ et par un lagrangien $\mathcal{L}$ invariant sous une transformation δ. Si δ est une symétrie globale, le lagrangien sera dit libre et ne possédera pas de termes d'interactions. En revanche, si la symétrie est locale, des termes d'interactions apparaîtront. En effet, pour maintenir cette invariance, il est nécessaire d'introduire de nouveaux champs, appelés champs de jauge, qui interagissent avec le champ ψ.

Le type d'interaction et le nombre de champs de jauge nécessaires dépendent entièrement de la symétrie δ, ou plus précisément de la structure du groupe correspondant à la symétrie.

Application : la Q.E.D.

Voyons maintenant, à travers l'exemple de l'électrodynamique quantique (Q.E.D.), comment ces différents ingrédients fonctionnent pour construire une théorie de jauge locale.

Soit un champ de Dirac ψ de spin $1/2$, de masse m et de charge Qe. Le lagrangien est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{\psi}(x)(i\not{\partial} - m)\psi(x) \\ \text{avec } \not{\partial} &\equiv \partial_\mu \gamma^\mu \end{aligned} \tag{3.2}$$

On en déduit l'équation du mouvement :

$$(i\not{\partial} - m)\psi(x) = 0 \tag{3.3}$$

Appliquons une transformation globale basée sur le groupe $U(1)$, de paramètre continu θ et où Q est le générateur de la transformation.

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{iQ\theta}\psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}e^{-iQ\theta} \\ \partial_\mu\psi &\rightarrow e^{iQ\theta}\partial_\mu\psi \end{aligned} \tag{3.4}$$

On vérifie facilement que le lagrangien est invariant sous cette transformation. Le théorème de Noether implique l'existence d'un courant conservé J_μ et d'une quantité conservée la charge électrique eQ.

$$\begin{aligned} J_\mu &= \bar{\psi}\gamma_\mu eQ\psi \\ \partial_\mu J^\mu &= 0 \\ eQ &= \int d^3x J_0(x) \end{aligned} \tag{3.5}$$

Prenons maintenant une transformation *locale*, où θ dépend de x. Les transformations deviennent :

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{iQ\theta(x)}\psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}e^{-iQ\theta(x)} \\ \partial_\mu\psi &\rightarrow e^{iQ\theta(x)}\partial_\mu\psi + iQ(\partial_\mu\theta(x))e^{iQ\theta(x)}\psi \end{aligned} \tag{3.6}$$

Le lagrangien tel qu'il est n'est pas invariant sous cette transformation locale. Pour rétablir l'invariance, il nous faut introduire un champ de jauge, le champ du photon $A_\mu(x)$ qui interagit avec le champ ψ, et qui se transforme sous la transformation de jauge $U(1)$:

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x) \tag{3.7}$$

Il est aussi nécessaire de remplacer les dérivées classiques par des dérivées covariantes.

$$D_\mu\psi \equiv (\partial_\mu - ieQA_\mu)\psi \tag{3.8}$$
$$D_\mu\psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}D_\mu\psi \tag{3.9}$$

On doit inclure la propagation du champ de photon. On définit le tenseur du champ électromagnétique :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \tag{3.10}$$

Le lagrangien de la Q.E.D. devient finalement :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) + Qe\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \tag{3.11}$$

On vérifie que $\mathcal{L}_{QED}$ est bien invariant sous $U(1)$. On y retrouve un terme d'énergie cinétique de l'électron, un terme de masse de l'électron, un terme d'interaction entre l'électron et le champ de jauge et un terme d'énergie cinétique du photon. On peut noter qu'aucun terme du type $\frac{1}{2}m^2A_\mu A^\mu$ ne se trouve dans le lagrangien car celui-ci ne conserverait pas l'invariance de jauge. Le photon reste donc sans masse.

Cet exemple classique nous a permis de rappeler tous les ingrédients utiles à la construction d'un lagrangien d'une théorie supersymétrique.

3.1.2 Les paramètres libres

Le lagrangien du M.S. est basé sur les symétries de jauge des groupes $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$.

Le M.S. est une théorie quantique des champs, ce qui signifie qu'un état physique est décrit par un champ $\psi(x)$, où x représente les coordonnées de l'espace-temps. À cela doit s'ajouter bien sûr l'invariance par transformation de Lorentz.

L'interaction électrofaible

La théorie de jauge électrofaible de Glashow-Salam-Weinberg [70] se base sur la symétrie $U(1)_Y \times SU(2)_L$. Les fermions sont regroupés en doublets de chiralité gauche L et en singlets de chiralité droite R pour prendre en compte la violation de la parité de la théorie :

$$\begin{aligned} \psi_{iL}^{lepton} &= \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L \quad ; \quad \psi_{iR}^{lepton} = l_{iR} \\ \psi_{iL}^{quark} &= \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \quad ; \quad \psi_{iR}^{quark} = u_{iR}, d'_{iR} \end{aligned} \tag{3.12}$$

L'indice i se rapporte à la famille.

Les états propres de masses et les états propres de l'interaction faible sont différents. Ils sont reliés par la matrice C.K.M. à 4 paramètres (3 angles et une phase reliée à la violation CP). Il faut ajouter à cela les deux constantes de couplage g (interaction faible) et g' (interaction électromagnétique) reliées entre elles par l'angle de Weinberg :

$$\tan\theta_W = g'/g \tag{3.13}$$

L'interaction forte

L'interaction forte [71], basée sur le groupe $SU(3)_c$, est responsable du confinement des quarks dans les hadrons. Chaque quark porte une des trois couleurs (rouge, bleu ou vert par convention). Tout hadron doit être singlet de couleur. Les gluons sont quant à eux colorés ce qui leur permet de se coupler à eux-mêmes.

L'intensité de l'interaction forte est déterminée par un paramètre libre, la constante de couplage α_s.

Le secteur du Higgs et la masse des particules

Le mécanisme de Higgs [68], par une brisure spontanée de symétrie permet de donner une masse aux bosons Z et $W^{\pm}$. Il est largement détaillé dans la littérature [67]. Pour mémoire, rappelons quelques relations. On introduit un doublet de champs scalaires complexes

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \\ \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{3.14}$$

La dynamique de ces champs est décrite par le lagrangien :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi) \tag{3.15}$$

avec :

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \ ; \ \lambda > 0 \tag{3.16}$$

V est minimum si :

$$|\phi|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} \tag{3.17}$$

Le potentiel possède une infinité de minima. On brise la symétrie spontanément en fixant la valeur de ϕ, par exemple :

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{3.18}$$

$$\text{avec :} \qquad v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \tag{3.19}$$

Pour les masses, on a les expressions suivantes :

$$m_W = \frac{g \times v}{2} \tag{3.20}$$

$$m_Z = \frac{v\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \tag{3.21}$$

$$m_H = \mu\sqrt{2} \tag{3.22}$$

La valeur attendue dans le vide v est connue expérimentalement :

$$v = 246 \ GeV \tag{3.23}$$

Ces équations ne laissent que deux paramètres libres. On peut prendre par exemple la masse du Higgs m_H et la masse du $W^\pm$ m_W. Le boson de Higgs reste la dernière particule du M.S. à ne pas avoir été encore découverte.

Le Higgs se couple également aux 6 quarks et aux 3 leptons chargés par des couplages de Yukawa. Les 9 fermions acquièrent ainsi une masse, d'autant plus grande que le couplage de Yukawa correspondant est fort. Cela ajoute 9 paramètres libres supplémentaires.

Les différents secteurs du M.S.

Le tableau 3.2 classe les différentes particules du M.S. dans leur secteur respectif et résume leurs différentes propriétés. Q représente la charge, T_3 la troisième composante de l'isospin faible, Y l'hypercharge et S le spin.

De plus, on a la relation de Gell-Mann et Nishijima :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{3.24}$$

À chaque fermion du tableau, correspond une antiparticule.

3.1.3 État des lieux du M.S.

Les 4 expériences du LEP (Aleph, Opal, Delphi et L3) ont réalisé un nombre impressionnant de mesures de précision afin de tester le Modèle Standard. Ces mesures sont combinées avec celles d'autres expériences (en particulier ceux de NuTeV, CDF, D0 et SLD) et permettent de confronter les prédictions théoriques du M.S. aux résultats expérimentaux [69]. La figure 3.1 nous montre une liste des résultats du début de l'année 2002. Le *pull* représente l'écart entre la mesure et la prédiction du M.S. obtenue avec un jeu de paramètres provenant d'un ajustement global. Pour chaque mesure paramètre X, il est défini par :

$$Pull = \frac{X_{exp} - X_{fit}}{\sigma_{exp}} \tag{3.25}$$

Où X_{exp} est la valeur expérimentale, X_{fit} la valeur contrainte par ajustement global et σ_{exp} l'erreur de la mesure. On constate un accord remarquable, le *pull* maximum étant de 3σ.

3.2 Les indices d'une nouvelle physique ?

3.2.1 Les limites du Modèle Standard

Le M.S. a remporté des succès très impressionnants ces vingt dernières années et, jusqu'à maintenant, aucune mesure expérimentale n'a pu le mettre clairement en défaut [69], [92]. Toutefois, il laisse de trop nombreuses questions sans réponses pour être considéré comme une théorie ultime [1].

Parmi celles-ci, on peut retenir :

- Le nombre de familles de fermions n'est pas expliqué. En effet, l'existence de 3 familles est simplement un postulat dans le Modèle Standard. Les données du LEP (mesure des désintégrations du Z en invisible, [60]) ont permis de confirmer qu'il n'existait que trois types de neutrinos légers (d'une masse inférieure à 45.6 GeV).

[1]. Bien que les capacités prédictives du Modèle Standard soient en tous points remarquables, ce dernier porte le nom de *modèle* et non pas de *théorie*, trop de paramètres libres sans doute...

Secteur des fermions					
Particule	Q	T_3	Y	S	Masse
u_L	2/3	$1/2$	$1/3$	1/2	$\simeq$ 1.5-5 MeV
u_R	2/3	0	$4/3$	1/2	“ ”
d_L	-1/3	$-1/2$	$1/3$	1/2	$\simeq$ 3-9 MeV
d_R	-1/3	0	$-2/3$	1/2	“ ”
c_L	2/3	$1/2$	$1/3$	1/2	$\simeq$ 1.1-1.4 GeV
c_R	2/3	0	$4/3$	1/2	“ ”
s_L	-1/3	$-1/2$	$1/3$	1/2	$\simeq$ 60-170 MeV
s_R	-1/3	0	$-2/3$	1/2	“ ”
t_L	2/3	$1/2$	$1/3$	1/2	174.3 ± 5.2 GeV
t_R	2/3	0	$4/3$	1/2	“ ”
b_L	-1/3	$-1/2$	$1/3$	1/2	$\simeq$ 4.1-4.4 GeV
b_R	-1/3	0	$-2/3$	1/2	“ ”
e_L^-	-1	$-1/2$	-1	1/2	511 keV
e_R^-	-1	0	-2	1/2	“ ”
ν_{eL}	0	$1/2$	-1	1/2	<3 eV
μ_L^-	-1	$-1/2$	-1	1/2	105.658 MeV
μ_R^-	-1	0	-2	1/2	“ ”
$\nu_{\mu L}$	0	$1/2$	-1	1/2	<190 keV
τ_L^-	-1	$-1/2$	-1	1/2	1777.05 ± 0.29 MeV
τ_R^-	-1	0	-2	1/2	“ ”
$\nu_{\tau L}$	0	$1/2$	-1	1/2	<18 MeV
Secteur des bosons de jauge					
Particule	Q	Interaction		S	Masse
$8 \times$ g	0	forte		1	0
$W^\pm$	1	faible		1	80.450 ± 0.039 GeV
Z	0	faible		1	91.187 ± 0.007 GeV
γ	0	E.M.		1	0
Secteur du boson de Higgs					
Particule	Q	Y		S	Masse
H	0	-1		0	≥ 114 GeV

TAB. *3.2 – Les différents secteurs du Modèle Standard et leurs particules associées. (P.D.G.2000 [60]). Q représente la charge électrique, T_3 la troisième composante de l'isospin faible, Y l'hypercharge et S le spin.*

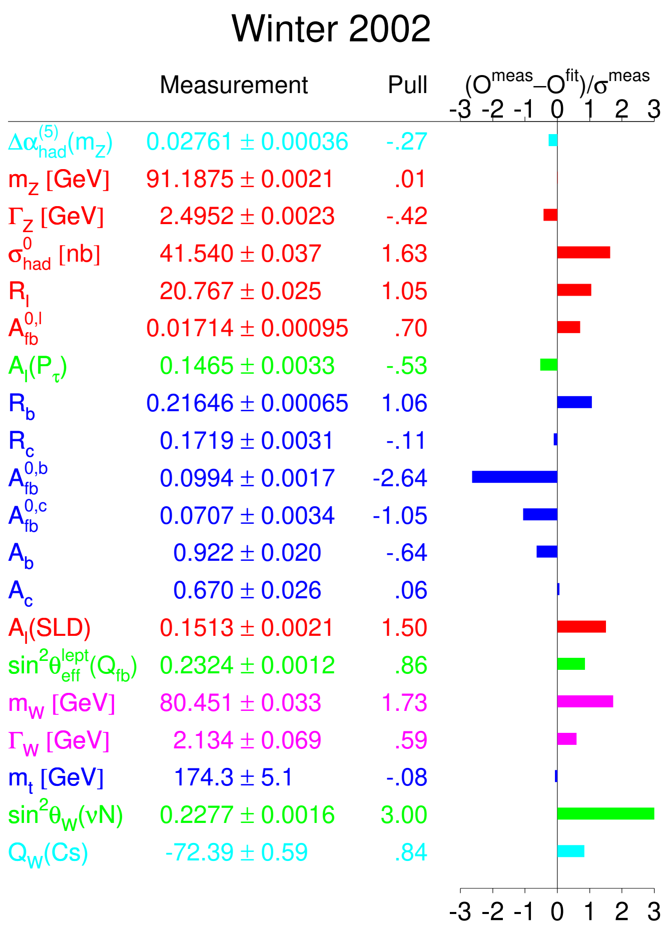


FIG. *3.1 – Ajustement des données du Modèle Standard (LEP Electro-Weak Working Group [69]).*

- Le M.S. comporte 18 paramètres non fixés (3 couplages, 2 paramètres dans le secteur du Higgs, 9 masses de fermions, 4 paramètres de la matrice C.K.M.) Aucun argument théorique ne permet de prédire la valeur de ces paramètres.
- Le mécanisme de la brisure de symétrie électrofaible n'est pas fondamentalement compris.
- Le M.S. n'inclut pas la gravitation. Or, au niveau de l'échelle de Planck (10^{19} GeV), la gravitation n'est plus négligeable devant les autres interactions. Autrement dit, le Modèle Standard ne fournit pas de cadre théorique pour prendre en compte la relativité générale au niveau microscopique.
- Le tableau 3.2 nous rappelle qu'il existe une hiérarchie des masses entre les fermions très importante. Le M.S. n'explique pas pourquoi par exemple il y a 5 ordres de grandeur entre la masse du quark *top* et la masse du quark *up*.

Ceci suggère que le Modèle Standard ne doit être qu'une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale qui reste à découvrir.

3.2.2 Oscillations des neutrinos

Les résultats combinés sur les flux solaires de neutrinos (expériences [72] SNO, Homestake, Kamiokande) tendent à prouver l'existence d'une oscillation des neutrinos. L'écart avec les prédictions théoriques est de 3.3σ. Ces mesures impliquent que les neutrinos ont une masse non nulle. Différents mécanismes permettent de décrire ce phénomène [73]. Certains modèles supersymétriques, en particulier ceux comportant une R-parité non conservée, pourraient expliquer ces oscillations.

3.2.3 Le problème de hiérarchie

Un autre problème majeur du M.S. est connu sous le nom de problème de hiérarchie [81], [99] : les corrections radiatives de la masse du boson de Higgs divergent de manière quadratique.

Considérons tout d'abord les corrections radiatives δm_f pour la masse non corrigée m_f d'un fermion (fig.3.2).

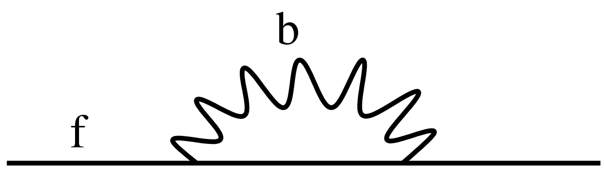


FIG. 3.2 – Corrections à une boucle de la masse d'un fermion

Ces corrections conduisent à des divergences logarithmiques :

$$\delta m_f \propto m_f \ln\left(\frac{\Lambda^2}{m_f^2}\right) \tag{3.26}$$

Λ est une coupure ultraviolette qui peut être vue comme l'échelle d'énergie où le M.S. cesse d'être valable ($M_{GUT} = 10^{16}$ GeV par exemple). Même en prenant $\Lambda = M_{GUT}$, δm_f reste plus petit que m_f. Les divergences logarithmiques ne sont donc pas extrêmement gênantes.

En revanche, il n'en sera pas de même pour les corrections de la masse d'un scalaire (en particulier le boson de Higgs). Soient m_H la masse effective du Higgs, m_0 sa masse nue et δm_H les corrections radiatives. Nous avons alors :

$$m_H^2 = m_0^2 - \delta m_H^2 \tag{3.27}$$

Avec, suivant que le Higgs se couple avec un fermion, un boson de jauge ou avec lui même (fig3.3) :

$$\delta m_H^2 = \delta m_{fermion}^2 + \delta m_{jauge}^2 + \delta m_{self}^2 \quad (3.28)$$

$$\delta m_{fermion}^2 \sim g_f^2 \int d^4k \frac{1}{k^2} \sim -\sum_f C_f \left(\frac{g_f^2}{16\pi^2}\Lambda^2\right) \quad (3.29)$$

$$\delta m_{jauge}^2 \sim g^2 \int d^4k \frac{1}{k^2} \sim C_j \left(\frac{g^2}{16\pi^2}\Lambda^2\right) \quad (3.30)$$

$$\delta m_{self}^2 \sim \lambda \int d^4k \frac{1}{k^2} \sim C_s \left(\frac{\lambda}{16\pi^2}\Lambda^2\right) \quad (3.31)$$

soit :

$$\delta m_H^2 \propto \Lambda^2 \quad (3.32)$$

Les C_f, C_j et C_s sont des coefficients numériques qu'il est inutile de détailler pour la discussion. Toutes ces corrections sont divergentes de manière quadratique. Or, pour des

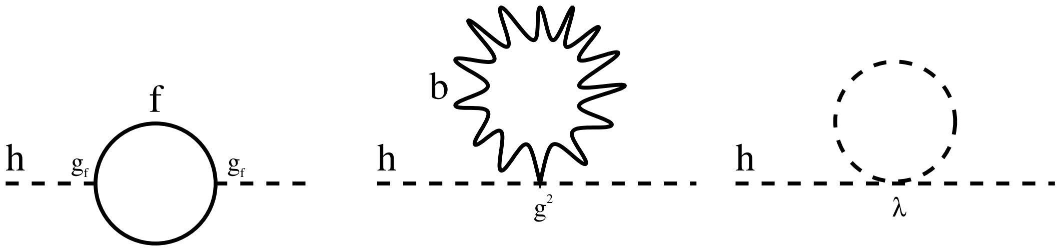


FIG. *3.3 – Corrections radiatives du Higgs.*

raisons d'unitarité ([65] p.45), on attend une masse physique du Higgs de l'ordre de $m_H \leq$ 1 TeV (processus $W^+W^- \to W^+W^-$ par exemple, [66]) .

Donc, si $\Lambda^2 \sim M_{GUT}^2 \sim 10^{32} GeV^2$, les corrections δm_H^2 seront d'au moins 26 ordres de grandeur plus grand que m_H^2. Bien que l'on puisse toujours ajuster les paramètres pour que la différence de deux termes de l'ordre de 10^{32}, $(m_0^2 - \delta m_H^2)$ soit de l'ordre de 10^6 (m_H^2), ce type de réglage fin (à 26 décimales !) n'est absolument pas naturel dans une théorie. Ce problème de naturalité est aussi connu sous le nom de **problème de hiérarchie**.

D'un point de vue plus profond, certaines symétries "protègent" de ces corrections radiatives [99]. L'invariance de jauge $U(1)$ de la QED permet au photon de rester sans masse, tandis que la symétrie chirale empêche l'électron d'avoir de trop grandes corrections. Concernant le boson de Higgs, aucune symétrie ne le protège de ces corrections radiatives. À noter que ce problème est récurrent pour toute particule scalaire dans une théorie. Donc soit il n'existe pas de particule scalaire fondamentale, soit il existe une théorie au-delà du Modèle Standard permettant d'annuler ces divergences.

On verra dans une prochaine partie (3.4.2) comment la supersymétrie permet de résoudre naturellement ce problème.

3.3 Quelle(s) théorie(s) au-delà du Modèle Standard ?

Plusieurs solutions ont étées proposées pour résoudre les problèmes du Modèle Standard, en particulier celui de hiérarchie.

3.3.1 La technicouleur [77]

Pour éliminer les corrections radiatives divergentes chez les bosons scalaires, le plus simple est de supposer qu'il n'y a pas de particule scalaire fondamentale. Dans ce cas, le boson de Higgs doit être une particule composite. Cependant, nombre de ces modèles dits de *technicouleur* ne résistent pas aux confrontations expérimentales. En particulier, la plupart d'entre eux prédisent la présence de courants neutres changeant la saveur (F.C.N.C) bien au-dessus des limites actuelles [78]. Toutefois, cette théorie n'est pas totalement exclue. Certains modèles impliquent l'existence de *leptoquarks*, des particules portant à la fois un nombre baryonique et un nombre leptonique non nuls. Ceux-ci se désintègrent en un quark et un lepton.

3.3.2 Théories des cordes et dimensions supplémentaires

La théorie des cordes [76] suppose qu'en dessous d'une certaine échelle, les particules ne peuvent plus être considérées comme ponctuelles. Elles sont plutôt des objets de dimension 1 (des cordes). L'intérêt de cette théorie est qu'elle comporte des objets de spin 2. Or, le vecteur de l'interaction gravitationnelle, le graviton, est lui aussi de spin 2. Elle constitue donc un cadre très prometteur pour l'unification des interactions fondamentales.

Par ailleurs, ces théories imposent l'existence de dimensions supplémentaires. Celles-ci seraient compactifiés à une échelle inférieure au millimètre. Or, la gravité n'a jamais été testée à cette échelle, ce qui pourrait expliquer pourquoi leur existence n'a jamais été observée jusqu'à présent.

On notera que certaines idées présentées ci-dessus ne sont pas nécessairement incompatibles entre elles. La Supersymétrie apparaît naturellement dans la théorie des cordes. On parle alors de théorie des *Supercordes*.

3.4 La Supersymétrie : une symétrie fermions/bosons

3.4.1 Principe

Sur le chemin parsemé d'embûches conduisant à la Grande Unification, la Supersymétrie (ou SUSY) est une des théories les plus séduisantes pour étendre le Modèle Standard. (Il existe de nombreuses introductions sur le sujet ; dans la suite du chapitre, on se référera entre autres à [90], [91], [93], [94], [95], [96], [97], [98]).

Comme on l'a vu, la notion de symétrie représente un outil très puissant pour la construction de nouvelles théories. L'idée est donc de supposer l'existence d'une nouvelle symétrie qui associe à chaque particule du modèle standard une nouvelle particule dite supersymétrique. Ces nouvelles particules possèdent les mêmes nombres quantiques et la même masse que leur partenaire standard, à l'exception d'un spin différent de 1/2.

Autrement dit, une transformation SUSY associe à chaque fermion standard un boson SUSY et vice-versa. Ceci implique des conséquences phénoménologiques très importantes. Bien que la SUSY ne réponde qu'en partie aux problèmes évoqués dans la section précédente, elle semble résoudre au moins certains d'entre eux. Outre l'existence d'un large spectre de particules nouvelles, la SUSY apporte une solution élégante au problème de hiérarchie, permet l'unification des constantes de couplage à très haute énergie, peut fournir un candidat à la matière sombre de l'univers, et semble la théorie la plus naturelle au-delà du Modèle Standard.

L'objet des parties suivantes n'est certainement pas de présenter la construction d'une théorie supersymétrique de manière exhaustive et parfaitement rigoureuse. L'accent sera plutôt mis sur une explication qualitative des principaux concepts qui fondent la SUSY.

3.4.2 Résolution du problème de hiérarchie

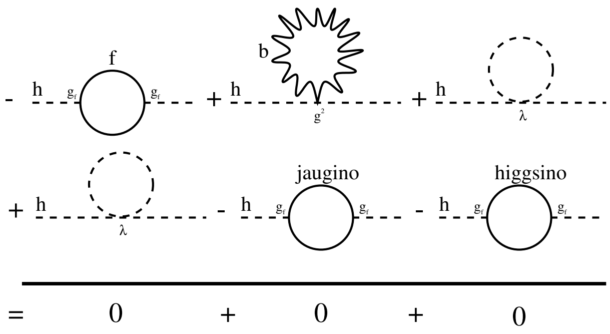


FIG. *3.4 – Annulation des divergences quadratiques.*

Revenons au problème de hiérarchie. Les particules SUSY contribuent elles aussi aux corrections radiatives de la masse du Higgs. À tous les ordres de la théorie des perturbations, les divergences quadratiques disparaissent (fig. 3.4).

En effet une particule SUSY aura les mêmes nombres quantiques que son partenaire standard et contribuera exactement de la même façon mais de manière opposée du fait de son spin différent [99].

Cette annulation est vraie si et seulement si la masse de la particule SUSY est identique à celle de son partenaire du Modèle Standard. Toutefois, la SUSY est une symétrie brisée, donc les corrections ne s'annulent pas exactement. Pour une particule M.S. et son partenaire SUSY (donc un boson B et un fermion F), les corrections radiatives sont :

$$\delta m_H^2 \simeq (\Lambda^2 + m_B^2) - (\Lambda^2 + m_F^2) \simeq (m_B^2 - m_F^2) \tag{3.33}$$

Cependant, si la différence des masses n'est pas trop grande (de l'ordre du TeV au plus), les corrections radiatives resteront petites. Au-delà du TeV, le problème de naturalité réapparaît, et il faut de nouveau procéder à un ajustement fin.

En d'autres termes, pour que la SUSY résolve le problème des divergences quadratiques, on doit s'attendre à ce que l'échelle d'énergie caractéristique de la SUSY soit de l'ordre du TeV tout au plus. Cela constitue un argument fort en faveur de la découverte de la SUSY au TeVatron [103] ou au L.H.C. [104], [105], [106].

3.4.3 Convergence des constantes de couplage

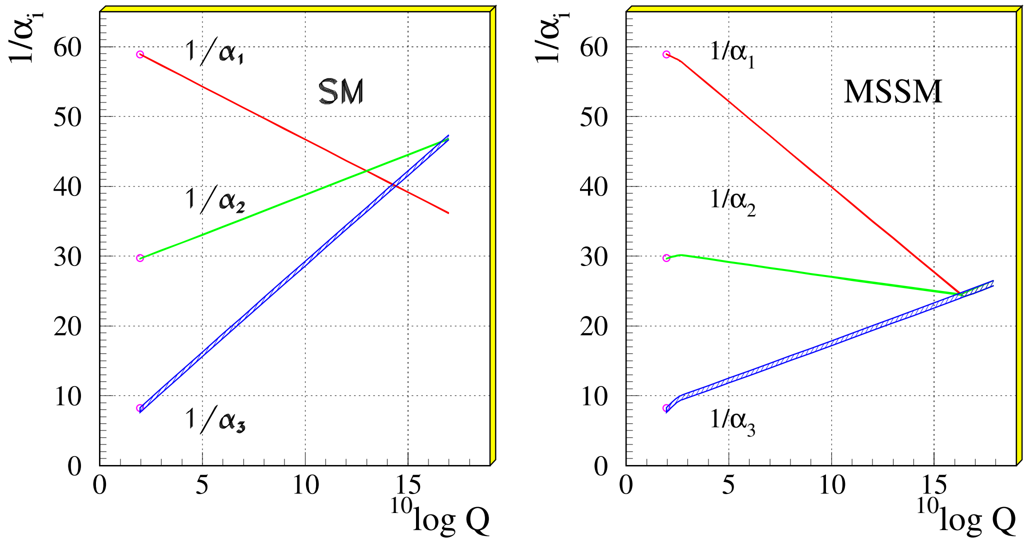


FIG. 3.5 – *Convergence des constantes de couplage [98] en fonction de l'échelle d'énergie Q. (α_1 faible, α_2 E.M., α_3 Q.C.D.)*

Sur la figure 3.5, l'évolution des constantes de couplage est représentée en fonction de l'échelle d'énergie. Dans le cas du Modèle Standard (à gauche), les couplages ne convergent pas parfaitement. En revanche, dans le cas d'un modèle SUSY minimal (MSSM), l'apparition de nouvelles particules SUSY modifie leur évolution dans les R.G.E. (cf. section 3.9). Dans cet exemple, on suppose que la SUSY a un effet à partir d'un seuil M_{SUSY}, échelle où la SUSY apparaît (cf. la cassure à environ 1 TeV).

Ce résultat est très général. Le fait que la SUSY n'ait pas, au départ, été conçue pour résoudre ce problème constitue un argument fort en sa faveur.

Il faut noter qu'il n'est absolument pas trivial d'obtenir une convergence des trois constantes, même avec 3 paramètres libres (M_{GUT}, M_{SUSY}, α_{GUT}). La raison en est que l'introduction de nouvelles particules influe sur l'évolution des 3 couplages en même temps. Par conséquent, de nombreux modèles ne parviennent pas à obtenir cette unification.

3.5 L'algèbre de la Supersymétrie

Certains résultats fondamentaux peuvent être obtenus simplement grâce à l'algèbre de la Supersymétrie, définissant les relations entre les différents générateurs de cette symétrie. Ce sera l'objet des paragraphes suivants, avant de procéder à une approche lagrangienne de la théorie.

3.5.1 Algèbre de Poincaré

Le groupe de symétrie fondamental du Modèle Standard, le groupe de Poincaré est une extension du groupe de Lorentz (transformations de Lorentz et rotations) auquel on ajoute les translations de l'espace-temps. Une transformation de Poincaré P est une transformation de Lorentz suivie d'une translation. L'algèbre de Poincaré est définie par :

$$[P_\mu, P_\nu] = 0 \tag{3.34}$$

$$[M_{\mu\nu}, P_\lambda] = (i\eta_{\nu\lambda}P_\mu - i\eta_{\mu\lambda}P_\nu) \tag{3.35}$$

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = (i\eta_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} - i\eta_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - i\eta_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} + i\eta_{\mu\sigma}M_{\nu\rho}) \tag{3.36}$$

où P_μ et $M_{\mu\nu}$ sont respectivement les générateurs des translations et les générateurs des transformations de Lorentz[2] avec $\eta_{\mu\nu} = (-1, +1, +1, +1)$

La relativité restreinte impose que l'action soit invariante sous toute transformation du groupe de Poincaré. Dans le modèle Standard, il faut ajouter l'invariance de l'action sous les transformations des groupes de jauge $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ (symétries internes).

3.5.2 Algèbre de la Supersymétrie

Si l'on souhaite parvenir un jour à unifier les forces électrofaibles et fortes à la gravitation, la solution passe certainement par une nouvelle symétrie plus large. Le simple principe de symétrie reste donc notre guide pour élargir la théorie standard.

L'idée de cette algèbre est de généraliser l'algèbre de Poincaré en y ajoutant des générateurs spinoriels. Les différentes définitions de spineurs (de Dirac, de Weyl ou de Majorana) sont rappelées en annexe B.2.1.

En vue de construire une algèbre de la Supersymétrie, il est nécessaire d'adjoindre aux générateurs du groupe de Poincaré des générateurs Q_α, spineurs de Weyl à 2 composantes, anticommutatifs (les spineurs sont des variables de Grassmann, ce qui signifie que tous les spineurs anticommutent).

Par définition, une transformation supersymétrique transforme un état fermionique en un état bosonique et vice-versa. Les générateurs Q de l'algèbre de la SUSY vérifient :

$$\begin{aligned} Q|Boson\rangle &= |Fermion\rangle \\ Q|Fermion\rangle &= |Boson\rangle \end{aligned} \tag{3.37}$$

En 1967, Coleman et Mandula [82] montrèrent qu'on ne pouvait unifier la gravitation et les symétries de jauge dans le cadre de la théorie des groupes classiques (dans une algèbre de Lie).

[2]. Pour toutes les conventions et définitions utilisées, se reporter à l'annexe B.

Toutefois, la structure algébrique de la SUSY (l'algèbre de Lie graduée) est une généralisation de l'algèbre de Lie et échappe par conséquent au théorème de Coleman-Mandula. Ainsi, la SUSY se présente comme la seule solution naturelle permettant cette unification.

L'algèbre de Lie graduée a la même structure que l'algèbre de Lie, excepté le fait qu'elle est basée sur des relations d'anticommutation et non de commutation. Elle relie des particules spinorielles à des particules sans spin.

Par la suite Haag-Lopuszanki-Sohnius [83] prouvèrent que les seules symétries pouvant s'intégrer dans une théorie réaliste et non triviale (c'est-à-dire comportant des interactions) devaient posséder des générateurs vérifiant :

$$\{Q, Q^\dagger\} = \mathcal{P}^\mu \tag{3.38}$$
$$\{Q, Q\} = \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \tag{3.39}$$
$$[P^\mu, Q] = \left[Q, Q^\dagger\right] = 0 \tag{3.40}$$

† = hermitien conjugué.

Cette structure est une algèbre de Lie graduée.

À ce stade, il convient de faire trois remarques importantes :

- Les représentations irréductibles de l'algèbre SUSY sont dénommés *supermultiplets*. Chaque supermultiplet contient à la fois des états fermioniques et bosoniques. Par définition, si deux états $|A\rangle$ et $|B\rangle$ sont éléments du même supermultiplet, alors $|B\rangle$ est proportionnel à une combinaison des opérateurs Q et $Q^\dagger$ agissant sur $|A\rangle$. De plus l'opérateur de (masse)^2, $-P^2$ commute avec Q, $Q^\dagger$ et tous les opérateurs de rotation et de translation dans l'espace-temps. Ceci revient à dire que **toutes les particules appartenant à un même supermultiplet possèdent** la même valeur propre de $-P^2$, et ont donc **une masse égale.**

- Les générateurs Q et $Q^\dagger$ commutent avec les générateurs des transformations de jauge. **Les particules d'un même supermultiplet** doivent être dans la même représentation du groupe de jauge et **doivent donc posséder les mêmes nombres quantiques** (charge électrique, isospin faible, etc.)

- **Chaque supermultiplet contient des nombres de degrés de liberté fermioniques et bosoniques égaux.** En effet, considérons l'opérateur $(-1)^{2s}$ (s étant le spin) ayant comme valeur propre +1 lorsqu'il agit sur un état bosonique et -1 lorsqu'il agit sur un état fermionique. Comme tout opérateur fermionique (en l'occurence Q et $Q^\dagger$) transforme un état bosonique en un état fermionique (et vice-versa), $(-1)^{2s}$ anticommute nécessairement avec Q et $Q^\dagger$. Maintenant, prenons l'ensemble des états $|i\rangle$ d'un supermultiplet ayant les mêmes valeurs propres p^μ de l'opérateur impulsion-énergie P^μ

L'équation 3.38 nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned}\sum_i \langle i|(-1)^{2s}P^{\mu}|i\rangle &= \sum_i \langle i|(-1)^{2s}QQ^{\dagger}|i\rangle + \sum_i \langle i|(-1)^{2s}Q^{\dagger}Q|i\rangle \quad (3.41)\\ &= \sum_i \langle i|(-1)^{2s}QQ^{\dagger}|i\rangle + \sum_i\sum_j \langle i|(-1)^{2s}Q^{\dagger}|j\rangle\langle j|Q|i\rangle\\ &= \sum_i \langle i|(-1)^{2s}QQ^{\dagger}|i\rangle + \sum_i\sum_j \langle j|Q|i\rangle\langle i|(-1)^{2s}Q^{\dagger}|j\rangle\end{aligned} \quad (3.42)$$

On a appliqué la relation de fermeture. Or $(-1)^{2s}$ anticommute avec Q :

$$\begin{aligned}&= \sum_i \langle i|(-1)^{2s}QQ^{\dagger}|i\rangle + \sum_j \langle j|Q(-1)^{2s}Q^{\dagger}|j\rangle\\ &= \sum_i \langle i|(-1)^{2s}QQ^{\dagger}|i\rangle - \sum_j \langle j|(-1)^{2s}QQ^{\dagger}|j\rangle \quad (3.43)\\ &= 0 \quad (3.44)\end{aligned}$$

De plus :

$$\sum_i \langle i|(-1)^{2s}P^{\mu}|i\rangle \quad = p^{\mu}Tr\left[(-1)^{2s}\right] \propto (n_B - n_F) \quad (3.45)$$

où n_B et n_F sont respectivement les nombres de degrés de liberté bosoniques et fermioniques. En reliant les équations 3.44 et 3.45, on obtient :

$$n_B = n_F \quad (3.46)$$

ce qui est le résultat recherché.

- On notera qu'il existe des théories supersymétriques dites *étendues* où le nombre N de générateurs Q différents est plus grand que un (N=2, 4, 8...). Par la suite, nous nous limiterons à $N = 1$.

3.6 Construction du lagrangien supersymétrique

Dans cette section, nous introduirons la SUSY explicitement en se basant sur le modèle le plus simple de Weiss et Zumino[84]. Ainsi, considérons d'abord le cas le plus simple d'un lagrangien comprenant un fermion gauche et une particule scalaire, sans interaction.

3.6.1 Le modèle de Weiss-Zumino

Pour construire un lagrangien supersymétrique, nous appliquons la condition habituelle d'invariance de l'action sous une transformation δ_S, ici la SUSY :

$$S = \int d^4x\mathcal{L} \;\rightarrow\; \delta_S \int d^4x\mathcal{L}(x) = 0 \quad (3.47)$$

Cette condition est vérifiée si $\delta_S \mathcal{L}$ est une dérivée totale.

Pour cela, considérons un fermion singulet gauche représenté par un spineur de Weyl à 2 composantes ψ. Puisque nous essayons de construire une théorie reliant les fermions et les bosons, il est naturel de lui adjoindre un superpartenaire bosonique représenté par un champ scalaire complexe ϕ à une composante.

Commençons simplement en considérant seulement leur terme d'énergie cinétique (pas d'interaction) :

$$\mathcal{L}_{libre} = -\partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi - i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi \tag{3.48}$$

Où les σ^μ sont les matrices de Pauli (annexe B.1). On peut écrire de manière équivalente (en intégrant par parties le deuxième terme) :

$$\mathcal{L}_{libre} = -\partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi - \frac{i}{2}\left(\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi - \partial_\mu \psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \psi\right) \tag{3.49}$$

La SUSY doit transformer un état fermionique en un état bosonique et vice-versa. Il est donc naturel de poser :

$$\delta_S \phi \equiv \varepsilon \psi \ ; \quad \delta_S \phi^* \equiv \varepsilon^\dagger \psi^\dagger \tag{3.50}$$

Comme $\delta_S \phi$ est un scalaire et ψ un spineur, ε doit être un spineur de Weyl à deux composantes, paramétrisant une transformation SUSY infinitésimale.

Nous devons trouver maintenant $\delta_S \psi$ qui annule $\delta_S S$. L'équation 3.50 impose la présence de termes linéaires en $\varepsilon^\dagger$ et contenant une dérivée espace-temps :

$$\delta_S \psi_\alpha \equiv i(\sigma^\mu \varepsilon^\dagger)_\alpha \partial_\mu \phi \ ; \quad \delta_S \psi^\dagger_{\dot\alpha} \equiv -i(\varepsilon \sigma^\mu)_{\dot\alpha} \partial_\mu \phi^* \tag{3.51}$$

Des équations 3.49, 3.50 et 3.51, nous obtenons immédiatement :

$$\begin{aligned}
\delta_S \mathcal{L}_{libre} &= -\partial^\mu(\delta_S \phi^*)\partial_\mu \phi - \partial^\mu \phi^* \partial_\mu(\delta_S \phi) \\
&\quad -\frac{i}{2}\left[(\delta_S \psi^\dagger)\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi + \psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu(\delta_S \psi) - \partial_\mu(\delta_S \psi^\dagger)\bar{\sigma}^\mu \psi - \partial_\mu \psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu (\delta_S \psi)\right] \\
\delta_S \mathcal{L}_{libre} &= \\
(1) &\quad -\varepsilon^\dagger \partial^\mu \psi^\dagger \partial_\mu \phi \\
(2) &\quad -\varepsilon \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \psi \\
(3) &\quad -\frac{1}{2}\left[(\varepsilon \sigma^\nu)_{\dot\alpha} \partial_\nu \phi^* \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi\right] \\
(4) &\quad +\frac{1}{2}\left[\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu (\sigma^\nu \varepsilon^\dagger)_\alpha \partial_\mu \partial_\nu \phi\right] \\
(5) &\quad +\frac{1}{2}\left[\partial_\mu (\varepsilon \sigma^\nu)_{\dot\alpha} \partial_\nu \phi^* \bar{\sigma}^\mu \psi\right] \\
(6) &\quad -\frac{1}{2}\left[\partial_\mu \psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu (\sigma^\nu \varepsilon^\dagger)_\alpha \partial_\nu \phi\right]
\end{aligned} \tag{3.52}$$

En appliquant les relations des matrices de Pauli B.6 sur les termes 3 et 6, on obtient :

$$(3) = \frac{1}{2}(\varepsilon\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu\partial^\nu\phi^*\partial_\mu\psi) + (\varepsilon\partial^\mu\phi^*\partial_\mu\psi) \tag{3.53}$$

$$(6) = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu\psi^\dagger\bar{\sigma}^\nu\sigma^\mu\varepsilon^\dagger\partial_\nu\phi\right) + \left(\partial_\mu\psi^\dagger\varepsilon^\dagger\partial^\mu\phi\right) \tag{3.54}$$

On intègre par parties les lignes 4 et 5, en éliminant les termes qui sont des dérivées totales (On utilise également l'équation B.11) :

$$(4) = -\frac{1}{2}\left(\partial_\mu\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\sigma^\nu\varepsilon^\dagger\partial_\nu\phi\right) \tag{3.55}$$

$$(5) = -\frac{1}{2}(\varepsilon\sigma^\nu\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\phi^*\partial_\nu\psi) \tag{3.56}$$

On constate aisément que tous les termes s'annulent deux à deux, ce qui revient à :

$$\delta_S S = 0 \tag{3.57}$$

Nous avons obtenu le résultat recherché qui est que l'action est invariante sous cette transformation supersymétrique.

3.6.2 Algèbre fermée et champs auxiliaires

Nous devons aussi montrer que l'algèbre de la SUSY (l'algèbre de Poincaré + les transformations SUSY) est fermée, c'est-à-dire que le commutateur de 2 transformations SUSY est une combinaison linéaire des transformations de cette algèbre. Ce qui suit se base essentiellement sur [93]

Soient deux transformations SUSY δ_1 et δ_1 de paramètres ε_1 et ε_2.

$$[\delta_1(\varepsilon_1), \delta_2(\varepsilon_2)]\phi = \delta_1\delta_2\phi - \delta_2\delta_1\phi \tag{3.58}$$

$$= \delta_1\varepsilon_2\psi - \delta_2\varepsilon_1\psi \tag{3.59}$$

$$= \varepsilon_2 i(\sigma^\mu\varepsilon_1^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi - \varepsilon_1 i(\sigma^\mu\varepsilon_2^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi \tag{3.60}$$

$$= i(\varepsilon_2\sigma^\mu\varepsilon_1^\dagger - \varepsilon_1\sigma^\mu\varepsilon_2^\dagger)\partial_\mu\phi \tag{3.61}$$

Or $-i\partial_\mu$ n'est rien d'autre que le générateur des translations dans l'espace-temps P_μ.
Donc l'algèbre SUSY est bien fermée pour les champs scalaires.
Il reste à le vérifier pour les champs fermioniques :

$$[\delta_1(\varepsilon_1), \delta_2(\varepsilon_2)]\psi_\alpha = \delta_1\delta_2\psi - \delta_2\delta_1\psi \tag{3.62}$$

$$= \delta_1 i(\sigma^\mu\varepsilon_2^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi - \delta_2 i(\sigma^\mu\varepsilon_1^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi \tag{3.63}$$

$$= i(\sigma^\mu\varepsilon_2^\dagger)_\alpha\varepsilon_1\partial_\mu\psi_\alpha - i(\sigma^\mu\varepsilon_1^\dagger)_\alpha\varepsilon_2\partial_\mu\psi_\alpha \tag{3.64}$$

On utilise maintenant la relation B.24 pour les 3 spineurs $\sigma^\mu\varepsilon_2^\dagger$, ε_1, $\partial_\mu\psi$ ainsi que pour $\sigma^\mu\varepsilon_1^\dagger$, ε_2, $\partial_\mu\psi$:

$$[\delta_1(\varepsilon_1), \delta_2(\varepsilon_2)]\psi_\alpha = -i\left[(\varepsilon_1)_\alpha\partial_\mu\psi_\alpha\sigma^\mu\varepsilon_2^\dagger + (\partial_\mu\psi)_\alpha\sigma^\mu\varepsilon_2^\dagger\varepsilon_1\right] \tag{3.65}$$

$$+i\left[(\varepsilon_2)_\alpha\partial_\mu\psi_\alpha\sigma^\mu\varepsilon_1^\dagger + (\partial_\mu\psi)_\alpha\sigma^\mu\varepsilon_1^\dagger\varepsilon_2\right] \tag{3.66}$$

En utilisant B.22, on obtient :

$$\begin{aligned}
[\delta_1(\varepsilon_1), \delta_2(\varepsilon_2)]\psi_\alpha &= i\left(\varepsilon_1\sigma^\mu\varepsilon_2^\dagger - \varepsilon_2\sigma^\mu\varepsilon_1^\dagger\right)\partial_\mu\psi_\alpha \\
&\quad -i\varepsilon_{1\alpha}\varepsilon_2^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_\alpha + i\varepsilon_{2\alpha}\varepsilon_1^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_\alpha \qquad (3.67)
\end{aligned}$$

Le premier terme est bien une translation de l'espace-temps, ce qui n'est pas le cas des 2 derniers termes. Cependant, nous avons affaire ici à des fermions non massifs. Les deux derniers termes s'annulent si le champ ψ vérifie l'équation de Dirac pour une particule sans masse, c'est-à-dire :

$$\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi = 0 \qquad (3.68)$$

Cela signifie que l'algèbre est fermé seulement si les fermions sont sur la couche de masse (i.e. sont des particules réelles). De plus le champ scalaire ϕ porte deux degrés de liberté (une composante complexe) tandis que le champ fermionique ψ véhicule quatre degrés de liberté (deux composantes complexes). Or, il s'avère que le fait que la particule soit sur la couche de masse élimine deux de ces degrés de liberté (puisqu'il faut respecter l'équation de Dirac). Donc il y a égalité des nombres de degrés de liberté fermioniques et bosoniques (deux) sur la couche de masse uniquement.

On peut remédier à ce problème en ajoutant des champs dits **auxiliaires** dans le lagrangien.

Soit F, un champ scalaire complexe, tel que :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{auxiliaire} &\equiv F^*F \qquad (3.69) \\
\delta_S F &\equiv i\varepsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi \\
\delta_S F^* &\equiv -i\partial_\mu\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\varepsilon \qquad (3.70)
\end{aligned}$$

On modifie aussi les transformations des champs de fermions (on remplace les équations 3.51) :

$$\delta_S\psi_\alpha \equiv i(\sigma^\mu\varepsilon^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi + \varepsilon_\alpha F\ ; \quad \delta_S\psi_{\dot{\alpha}}^\dagger \equiv -i(\varepsilon\sigma^\mu)_{\dot{\alpha}}\partial_\mu\phi^* + \varepsilon_{\dot{\alpha}}^\dagger F^* \qquad (3.71)$$

On peut vérifier facilement que le nouveau lagrangien : $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{libre} + \mathcal{L}_{auxiliaire}$ est toujours invariant sous une transformation SUSY et que l'algèbre SUSY correspondante est fermée, même hors couche de masse. Ce champ scalaire F porte deux degrés de liberté bosonique supplémentaires qui disparaissent sur la couche de masse. En définitive, le lagrangien modifié implique la présence de 2 degrés de liberté sur la couche de masse et de quatre hors couche de masse. On a bien des nombres de degrés de liberté bosoniques et fermioniques égaux.

L'ensemble associant des champs scalaires et fermioniques $\{\phi, \psi, F\}$ s'appelle un **supermultiplet chiral**.

3.6.3 Interaction pour les supermultiplets chiraux

Jusqu'à présent, ce modèle ne comporte pas de terme d'interaction. Le lagrangien libre comportant une collection de supermultiplets se présente sous la forme :

$$\mathcal{L}_{libre} \quad = \quad -\partial^\mu \phi^{*i} \partial_\mu \phi_i - i\psi^{\dagger i} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + F^{*i} F_i \tag{3.72}$$

L'indice i se somme sur tous les supermultiplets. Par convention, les champs portent un indice i tandis que leur complexe conjugué porte un exposant.

Pour des raison de renormalisabilité, chaque terme du lagrangien doit avoir une dimension en masse inférieure ou égale à 4 :

$$[\mathcal{L}] \leq [mass]^4 \tag{3.73}$$

Les dimensions en masse des différents champs sont :

$$[\psi] = 3/2 \ ; \ [\phi] = 1 \ ; \ [F] = 2 \tag{3.74}$$

On peut montrer que le lagrangien le plus général comportant tous les termes d'interactions (renormalisables) se présente sous la forme :

$$\mathcal{L}_{int} \quad = \quad -\frac{1}{2} W^{ij} \psi_i \psi_j + W^i F_j + complx.\ conj. \tag{3.75}$$

Où W^{ij} et W^i sont des fonctions des champs ϕ, ψ_i et F_i (et leur complexe conjugué) et sont de dimensions $[W^{ij}] = [mass]$ et $[W^i] = [mass]^2$.
De plus, d'après l'équation B.20, on a :

$$\begin{aligned} W^{ij} \psi_i \psi_j &= W^{ij} \psi_j \psi_i \\ &= W^{ji} \psi_i \psi_j \end{aligned} \tag{3.76}$$

Donc W^{ij} est symétrique :

$$W^{ij} \quad = \quad W^{ji} \tag{3.77}$$

Enfin, les équations 3.73, 3.74 et 3.75 nous montrent que W^{ij} et W^i ne peuvent être des fonctions des champs ψ_i et F_i si l'on veut maintenir la renormalisabilité. En effet, dans ce cas, une simple analyse dimentionnelle nous donnerait par exemple :

$$[\mathcal{L}] \quad = [W^{ij}][\psi][\psi] \quad \geqslant 3/2 + 3/2 + 3/2 > 4 \tag{3.78}$$

Donc W^{ij} et W^i ne dépendent que de ϕ et ϕ^* et se transforment comme :

$$\delta_S W^{ij} \quad = \quad \frac{\partial W^{ij}}{\partial \phi_k} \delta_S \phi_k + \frac{\partial W^{ij}}{\partial \phi^{*k}} \delta_S \phi^{*k} \tag{3.79}$$

$$\delta_S W^{i} \quad = \quad \frac{\partial W^{i}}{\partial \phi_j} \delta_S \phi_j + \frac{\partial W^{i}}{\partial \phi^{*j}} \delta_S \phi^{*j} \tag{3.80}$$

Bien entendu, $S = \int d^4x \mathcal{L}_{int}$ doit être invariant sous une transformation SUSY. Appliquons δ_S à l'équation 3.75 :

$$\begin{array}{rcl} \delta_S \mathcal{L}_{int} & = & \\ (1) & & -\frac{1}{2}\frac{\partial W^{ij}}{\partial \phi_k}(\varepsilon\psi_k)(\psi_i\psi_j) \\ (2) & & -\frac{1}{2}\frac{\partial W^{ij}}{\partial \phi^{*k}}(\varepsilon^\dagger\psi^{\dagger k})(\psi_i\psi_j) \\ (3-4) & & -\frac{1}{2}W^{ij}\varepsilon F_i\psi_j - \frac{1}{2}W^{ij}i\sigma^\mu\varepsilon^\dagger\partial_\mu\phi_i\psi_j \\ (5-6) & & -\frac{1}{2}W^{ij}\psi_i\varepsilon F_j - \frac{1}{2}W^{ij}\psi_i i\sigma^\mu\varepsilon^\dagger\partial_\mu\phi_j \\ (7-8) & & +\frac{\partial W^i}{\partial \phi^j}(\varepsilon\psi_j)F_i + \frac{\partial W^i}{\partial \phi^{j*}}\left(\varepsilon^\dagger\psi^{j\dagger}\right)F_i \\ (9) & & +W^i i\varepsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i + \mathbf{c.c.} \end{array} \tag{3.81}$$

- **1er terme :** l'identité de Fierz $(\varepsilon\psi_i)(\psi_j\psi_k) + (\varepsilon\psi_j)(\psi_k\psi_i) + (\varepsilon\psi_k)(\psi_i\psi_j) = 0$ impose que ce premier terme s'annule seulement si $\frac{\partial W^{ij}}{\partial \phi_k}$ est symétrique sous les permutations des i, j, k.
- **2ème terme :** l'identité de Fierz ne s'applique pas pour ce terme qui de plus ne peut s'annuler avec aucun autre terme. Ceci impose la condition :

$$\frac{\partial W^{ij}}{\partial \phi^{*k}} = 0 \tag{3.82}$$

En d'autres termes, W^{ij} ne dépend pas de ϕ^{*k} et est donc une fonction analytique de ϕ_k :

$$W^{ij} = M^{ij} + y^{ijk}\phi^k \tag{3.83}$$

où M^{ij} est une matrice de masse symétrique et les y^{ijk} sont des couplages de Yukawa symétriques (couplant un scalaire à deux fermions).
On définit alors le **superpotentiel** W :

$$W \equiv \frac{1}{2}M^{ij}\phi_i\phi_j + \frac{1}{6}y^{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k \tag{3.84}$$

de telle sorte que :

$$W^{ij} = \frac{\partial^2}{\partial\phi_i\partial\phi_j}W \tag{3.85}$$

- **3ème et 5ème termes :** ils sont égaux puisque W^{ij} est symétrique (eq.3.77).
- **4ème et 6ème termes :** ils sont égaux pour les mêmes raisons.

- **4ème, 6ème et 9èmetermes :** on utilise la relation (B.22) :

$$\begin{aligned} & -W^{ij}\psi_i\left(i\sigma^\mu\varepsilon^\dagger\partial_\mu\phi_j\right)+W^i i\varepsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i \\ = & -W^{ij}\psi_i\left(i\sigma^\mu\varepsilon^\dagger\partial_\mu\phi_j\right)-W^i i\partial_\mu\psi_i\sigma^\mu\varepsilon^\dagger \end{aligned} \tag{3.86}$$

Or, d'après 3.85, on a :

$$W^{ij}\partial_\mu\phi_j=\frac{\partial^2}{\partial\phi_i\partial\phi_j}W\partial_\mu\phi_j=\partial_\mu\left(\frac{\partial W}{\partial\phi_i}\right) \tag{3.87}$$

Les termes de l'équation (3.86) peuvent être combinés en une dérivée totale si et seulement si :

$$W^i=\frac{\partial W}{\partial\phi_i}=M^{ij}\phi_j+\frac{1}{2}y^{ijk}\phi_j\phi_k \tag{3.88}$$

- **8ème terme :** d'après la définition de W (3.84) et d'après (3.88), W^i ne dépend pas de ϕ^{j*}. Donc ce terme est nul.
- **3ème, 5ème et 7èmetermes :** la relation (3.88) impose que ces 3 termes s'annulent.

Finalement, on obtient bien le résultat recherché qui est que le lagrangien se transforme en une dérivée totale :

$$\delta_S\mathcal{L}_{int} \;=\; \partial_\mu(i\sigma^\mu\varepsilon^\dagger W^i\psi_i) \tag{3.89}$$

Il reste à préciser un peu la nature des champs F. Ils sont dits auxiliaires car ils n'ont pas de terme cinétique dans le lagrangien. Nous avons obtenu le lagrangien suivant (3.72+3.75) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \;=\; & -\partial^\mu\phi^{*i}\partial_\mu\phi_i-i\psi^{\dagger i}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i+F^{*i}F_i \\ & -\frac{1}{2}\left(W^{ij}\psi_i\psi_j+W^*_{ij}\psi^{\dagger i}\psi^{\dagger j}\right)+W^iF_i+W^*_iF^{*i} \end{aligned} \tag{3.90}$$

Si l'on calcule les équations du mouvement à l'aide de (**??**) pour le champ F, on obtient :

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial F^i} \;=\; F^{i*}+W^i=0 \tag{3.91}$$

Ce qui implique :

$$F_i=-W_i^* \tag{3.92}$$

Le lagrangien final pour les supermultiplets chiraux est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{chiral} \;=\; & -\partial^\mu\phi^{*i}\partial_\mu\phi_i-i\psi^{\dagger i}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i \\ & -\frac{1}{2}\left(W^{ij}\psi_i\psi_j+W^*_{ij}\psi^{\dagger i}\psi^{\dagger j}\right)-W^iW^*_i \end{aligned} \tag{3.93}$$

3.6.4 Supermultiplets vectoriels (ou de jauge)

Les deux parties précédentes traitaient du cas où le supermultiplet contenait un champ fermionique et un champ scalaire. On peut aussi former des supermultiplets comprenant un champ fermionique et un champ de jauge (de spin 1). On parle alors de supermultiplet **vectoriel** ou de **jauge**.

Soient un champ de jauge A_μ^a et un champ fermionique de Weyl (jaugino) λ^a. L'indice a porte sur la représentation du groupe de jauge (a=1...8 pour le groupe $SU(3)_C$ de couleur, a=1,2,3 pour le groupe $SU(2)_L$ d'isospin faible et a=1 pour le groupe $U(1)_Y$ d'hypercharge).

Ce supermultiplet doit vérifier la symétrie de jauge sous la transformation de jauge :

$$\begin{aligned} \delta_{jauge} A_\mu^a &= -\partial_\mu \Lambda^a + g f^{abc} A_\mu^b \Lambda^c \\ \delta_{jauge} \lambda^a &= g f^{abc} \lambda^b \Lambda^c \end{aligned} \tag{3.94}$$

Λ^a est un paramètre de la transformation de jauge infinitésimale, g est le couplage de jauge, les f^{abc} sont les constantes de structures antisymétriques du groupe de jauge.

Le lagrangien pour un supermultiplet de jauge se présente sous la forme :

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - i\lambda^{a\dagger} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a + \frac{1}{2} D^a D^a \tag{3.95}$$

avec

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \tag{3.96}$$

et la dérivée covariante :

$$D_\mu \lambda^a = \partial_\mu \lambda^a - g f^{abc} A_\mu^b \lambda^c \tag{3.97}$$

Ici encore, il a été nécessaire d'introduire un nouveau champ auxiliaire D^a (à ne pas confondre avec la dérivée D_μ) pour fermer l'algèbre hors couche de masse et pour que les degrés de liberté bosoniques et fermioniques soient égaux [3].

Les transformations SUSY sont :

$$\delta_S A_\mu^a = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left[\varepsilon^\dagger \bar{\sigma}_\mu \lambda^a + \lambda^{\dagger a} \bar{\sigma}_\mu \varepsilon \right] \tag{3.98}$$

$$\delta_S \lambda_\alpha^a = -\frac{i}{2\sqrt{2}} (\sigma_\mu \bar{\sigma}_\nu \varepsilon)_\alpha F_{\mu\nu}^a + \frac{1}{\sqrt{2}} \varepsilon_\alpha D^a \tag{3.99}$$

$$\delta_S D^a = \frac{i}{\sqrt{2}} \left[\varepsilon^\dagger \bar{\sigma}_\mu D_\mu \lambda^a - D_\mu \lambda^{\dagger a} \bar{\sigma}_\mu \varepsilon \right] \tag{3.100}$$

On peut vérifier d'une part que l'action est bien invariante sous cette transformation (en injectant 3.98, 3.99 et 3.100 dans 3.95) et d'autre part que l'algèbre SUSY est fermée (encore une fois grâce aux champs auxiliaires D^a). Il reste maintenant à coupler les supermultiplets chiraux avec les supermultiplets de jauge.

[3]. Il existe d'autres champs auxiliaires, notés M, C, N, χ. Toutefois, avec la jauge utilisée ici, dite de Wess-Zumino, on peut annuler ces termes [85]

3.6.5 Invariance de jauge des supermultiplets chiraux

Les supermultiplets chiraux doivent aussi être invariants de jauge. Pour cela on remplace les dérivées ordinaires des champs $\{\phi_i, \phi^{*i}, \psi_i\}$ par des dérivées covariantes :

$$\begin{aligned}
\partial_\mu \phi_i &\rightarrow D_\mu \phi_i = \partial_\mu \phi_i + igA_\mu^a (T^a \phi)_i && (3.101)\\
\partial_\mu \phi^{*i} &\rightarrow D_\mu \phi^{*i} = \partial_\mu \phi^{*i} - igA_\mu^a (\phi^* T^a)^i && (3.102)\\
\partial_\mu \psi_i &\rightarrow D_\mu \psi_i = \partial_\mu \psi_i + igA_\mu^a (T^a \psi)_i && (3.103)
\end{aligned}$$

Les transformations de jauge pour un supermultiplet chiral sont :

$$\begin{aligned}
\delta_{jauge}\phi_i &= ig\Lambda^a (T^a \phi)_i && (3.104)\\
\delta_{jauge}\psi_i &= ig\Lambda^a (T^a \psi)_i && (3.105)\\
\delta_{jauge}F_i &= ig\Lambda^a (T^a F)_i && (3.106)
\end{aligned}$$

où $(T^a)_i^j$ est une matrice hermitique de la représentation du groupe de jauge en question (les matrices de Pauli pour $SU(2)$ ou les matrices de Gell-Mann pour $SU(3)$).

On remplace aussi les dérivées classiques par des dérivées covariantes dans $\mathcal{L}_{chiral}$ (éq. 3.93) :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{chiral} &= -D^\mu \phi^{*i} D_\mu \phi_i - i\psi^{\dagger i}\bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_i\\
&\quad -\frac{1}{2}\left(W^{ij}\psi_i\psi_j + W_{ij}^*\psi^{\dagger i}\psi^{\dagger j}\right) + W^i W_i^* && (3.107)
\end{aligned}$$

Enfin, les transformations SUSY pour un supermultiplet chiral (éq. 3.50, 3.51 et 3.70) doivent être modifiés afin de respecter l'invariance de jauge :

$$\begin{aligned}
\delta_S \phi_i &= \varepsilon\psi_i && (3.108)\\
\delta_S (\psi_i)_\alpha &= i(\sigma^\mu \varepsilon^\dagger)_\alpha D_\mu \phi_i + \varepsilon_\alpha F_i && (3.109)\\
\delta_S F_i &= i\varepsilon^\dagger \bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_i + \sqrt{2}g(T^a\phi)_i \varepsilon^\dagger \lambda^{\dagger a} && (3.110)
\end{aligned}$$

3.6.6 Couplage des supermultiplets chiraux et vectoriels

Il existe également des termes dans le lagrangien qui couplent directement les deux types de supermultiplets. On peut montrer que les seuls termes possibles invariants de jauge, invariants sous une transformation SUSY et renormalisables sont :

$$\mathcal{L}_{additionnel} = -\sqrt{2}g\left[(\phi^* T^a \psi)\lambda^a + \lambda^{\dagger a}(\psi^\dagger T^a \phi)\right] + g(\phi^* T^a \phi) D^a \quad (3.111)$$

Finalement, en regroupant les différents lagrangiens (éq. 3.95, 3.107 et 3.111), on obtient :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{chiral} + \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{additionnel} \quad (3.112)$$

On finira par deux remarques.

- L'équation du mouvement pour les champs auxiliaires D^a nous donne :

$$D^a = -g(\phi^* T^a \phi) \tag{3.113}$$

Les termes dans les lagrangiens comprenant uniquement les champs D^a et F_i sont appelés respectivement les D**-termes** et F**-termes**. Ils forment le potentiel scalaire (éq. 3.113 et 3.92) et ne dépendent que des champs ϕ.

- On définit un superchamp Φ_i comme un objet contenant les champs fermioniques, bosoniques et auxiliaires correspondant à un même supermultiplet.

$$\begin{aligned} \text{Chiral : } \Phi_i &\supset \{\phi_i, \psi_i, F_i\} \\ \text{Vectoriel : } V &\supset \{A^a_\mu, \lambda^a, D^a\} \end{aligned} \tag{3.114}$$

3.6.7 Interactions

À partir de l'équation 3.112 dont nous connaissons maintenant tous les termes, nous pouvons en déduire les diagrammes de Feynman. En résumé, le lagrangien le plus général s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \;=& \\ (1)& \quad -\frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{\mu\nu a} \\ (2)& \quad -i\lambda^{a\dagger}\bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a \\ (3)& \quad +\frac{1}{2} D^a D^a \\ (4)& \quad -D^\mu \phi^{*i} D_\mu \phi_i \\ (5)& \quad -i\psi^{\dagger i}\bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_i \\ (6)& \quad -\frac{1}{2}\left(W^{ij}\psi_i\psi_j + W^*_{ij}\psi^{\dagger i}\psi^{\dagger j}\right) \\ (7)& \quad +W^i W^*_i \\ (8)& \quad -\sqrt{2}g\left[(\phi^* T^a \psi)\lambda^a + \lambda^{\dagger a}(\psi^\dagger T^a \phi)\right] \\ (9)& \quad +g(\phi^* T^a \phi) D^a \end{aligned} \tag{3.115}$$

avec les relations 3.84, 3.88, 3.83, 3.96, 3.113 et 3.97, 3.101, 3.102, 3.103 :

$$\begin{aligned} W = \frac{1}{2} M^{ij}\phi_i\phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k \quad &; \quad D_\mu \lambda^a = \partial_\mu \lambda^a - g f^{abc} A^b_\mu \lambda^c \\ W^i = \frac{\partial}{\partial \phi_i} W = M^{ij}\phi_j + \frac{1}{2} y^{ijk}\phi_j\phi_k \quad &; \quad D_\mu \phi_i = \partial_\mu \phi_i + igA^a_\mu (T^a\phi)_i \\ W^{ij} = \frac{\partial^2}{\partial\phi_i\partial\phi_j} W = M^{ij} + y^{ijk}\phi_k \quad &; \quad D_\mu \phi^{*i} = \partial_\mu \phi^{*i} - igA^a_\mu (\phi^* T^a)^i \\ F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu - g f^{abc} A^b_\mu A^c_\nu \quad &; \quad D_\mu \psi_i = \partial_\mu \psi_i + igA^a_\mu (T^a\psi)_i \\ D^a = -g\left(\phi^* T^a \phi\right) \quad &; \end{aligned} \tag{3.116}$$

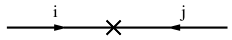


FIG. 3.6 – Terme de masse pour les fermions (3.115-6) :
$M^{ij}\psi_i\psi_j$

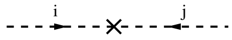


FIG. 3.7 – Terme de masse pour les scalaires (3.115-7) :
$M^{il}M^*_{jl}\phi_i\phi^{j*}$

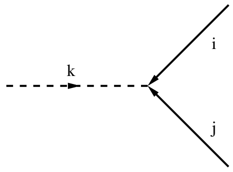


FIG. 3.8 – Couplage de Yukawa (3.115-6) :
$y^{ijk}\phi_k\psi_i\psi_j$

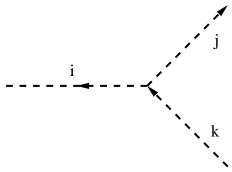


FIG. 3.9 – Couplage pour 3 scalaires (3.115-7) :
$M^*_{li}y^{ljk}\phi^{i*}\phi_j\phi_k$

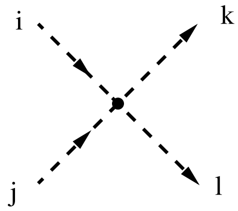


FIG. 3.10 – Couplage pour 4 scalaires (3.115-7) :
$y^{ijn}y^*_{kln}\phi_i\phi_j\phi^{k*}\phi^{l*}$

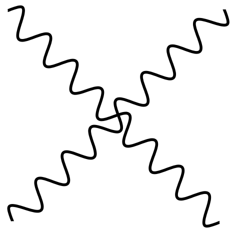


FIG. 3.11 – Couplage pour 4 bosons de jauge (3.115-1) :
$g^2 f^{abc}f^{ade}A^{b\mu}A^{c\nu}A^d{}_\mu A^e{}_\nu$

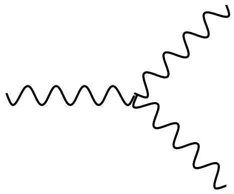


FIG. 3.12 – Couplage pour 3 bosons de jauge (3.115-1) :
$gf^{abc}A^{b\mu}A^{c\nu}(\partial_\mu A^a{}_\nu - \partial_\nu A^a{}_\mu)$

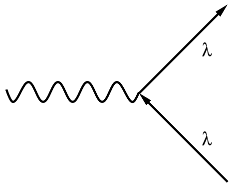


FIG. 3.13 – Couplage boson de jauge-jauginos (3.115-2) :
$gf^{abc}A^b{}_\mu\lambda^{a\dagger}\bar{\sigma}^\mu\lambda^c$

Traduisons ces termes sous forme de diagrammes de Feynman [96].

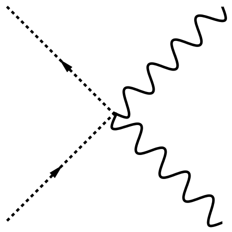


FIG. 3.14 – Couplage 2 bosons de jauges - 2 scalaires (3.115-4) :
$g^2 A^{a\mu} A^b{}_\mu (T^a\phi)(\phi^* T^b)$

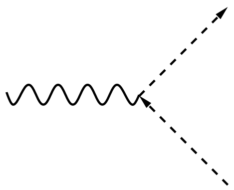


FIG. 3.15 – Couplage boson de jauge - 2 scalaires (3.115-4) :
$g\left(A^{a\mu}\left(T^a\phi\right)\partial_\mu\phi^* + herm.\,conj.\right)$

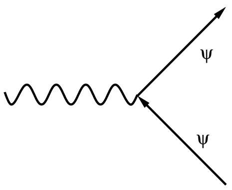


FIG. 3.16 – Couplage boson de jauge - 2 fermions (3.115-5) :
$g\left(A^a{}_\mu\psi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\left(T^a\psi\right) + herm.\,conj.\right)$

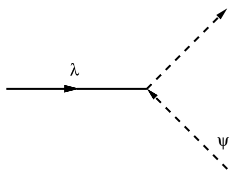


FIG. 3.17 – Couplage jauginos - scalaires - fermions (3.115-8) :
$g\left(\left(\phi^* T^a\psi\right)\lambda^a + herm.\,conj.\right)$

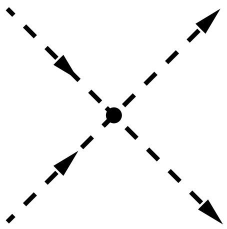


FIG. 3.18 – Couplage 4 scalaires (3.115-3-9) :
$g^2\left(\phi^* T^a\phi\right)^2$

3.6.8 Superchamps

Nous avons évité jusque là le formalisme des superchamps par souci de simplicité. Le lagrangien peut se réécrire en fonction des superchamps chiraux et vectoriels.

On a les superchamps chiraux :

$$\begin{aligned}
Q_i &= \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} \widetilde{u}_L \\ \widetilde{d}_L \end{pmatrix} \\
\bar{u}_i &= u_R^\dagger \oplus \widetilde{u}_R^* \\
\bar{d}_i &= d_R^\dagger \oplus \widetilde{d}_R^* \\
L_i &= \begin{pmatrix} \nu \\ e_L \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} \widetilde{\nu} \\ \widetilde{e}_L \end{pmatrix} \\
\bar{e}_i &= e_R^\dagger \oplus \widetilde{e}_R^* \\
H_u &= \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} \widetilde{H}_u^+ \\ \widetilde{H}_u^0 \end{pmatrix} \\
H_d &= \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} \widetilde{H}_d^0 \\ \widetilde{H}_d^- \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{3.117}$$

Les indices i se rapportent à la famille considérée. La barre horizontale (comme $\bar{U}$) désigne les superchamps droits.

Nous allons voir dans le paragraphe suivant d'où provient l'existence de deux doublets de Higgs.

3.6.9 Nécessité de deux doublets de Higgs

Dans le Modèle Standard, il existe un seul doublet de Higgs, scalaire complexe, soit 4 degrés de liberté. Trois des quatre degrés de liberté correspondent aux bosons de jauge Z, W^+ et W^-. Le quatrième est relié au boson de Higgs du Modèle Standard.

Cependant, dans une théorie SUSY, il est nécessaire d'adjoindre un deuxième doublet de Higgs, donnant un second supermultiplet chiral, et ceci pour deux raisons essentielles.

- D'une part, sans un second supermultiplet de Higgs, il apparaît des anomalies triangulaires (fig.3.19) qui ne permettent pas de maintenir la symétrie de jauge locale correspondant au champ de jauge A_μ. On peut montrer que l'annulation de ces anomalies se réalise seulement si [93]

$$Trace\left[Y^3\right] = 0 \tag{3.118}$$

Où Y est l'hypercharge et où la trace porte sur tous les degrés de liberté fermioniques gauches de Weyl. Dans le cadre du Modèle Standard, cette condition est vérifiée lorsque l'on somme cette hypercharge sur tous les quarks et les leptons (tab.3.2). Les 2 partenaires fermioniques de ce doublet de Higgs (les *higgsinos*)

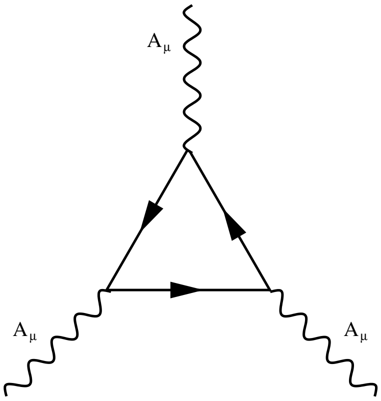


FIG. *3.19 – Anomalies triangulaires*

contribuent à la trace avec une même hypercharge $Y = \pm 1$ (par définition, puisqu'ils sont dans le même doublet). Par conséquent, la trace en question n'est plus nulle. En revanche, s'il existe deux doublets de Higgs (donc deux supermultiplets) possédant chacun une hypercharge différente, on aura quatre higgsinos dont deux possédant une hypercharge $+1$ et deux autres -1. Au total la contribution à la trace sera nulle, donc les anomalies disparaîtront.

- D'autre part, seul un supermultiplet de Higgs chiral d'hypercharge $Y = +1$ peut donner une masse aux quarks de type *up* (u,c,t), et seul un supermultiplet d'hypercharge $Y = -1$ peut donner une masse aux quarks de type *down* (d,s,b) et aux leptons chargés ([100], sec.5.2). Rappelons que les couplages de Yukawa donnant une masse aux quarks *up* et *down* dans le Modèle Standard, se présentent sous la forme :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \lambda_u \bar{q}_L i\sigma_2 \Phi^* u_R + \lambda_d \bar{q}_L \Phi d_R + ... \tag{3.119}$$

Où $\lambda_{u,d}$ sont des couplages de Yukawa, Φ le champ de Higgs. Dans le lagrangien SUSY, les couplages de Yukawa proviennent du superpotentiel qui lui ne dépend que des champ scalaires mais pas de leur complexe conjugué (cf. eq. 3.84). Par analogie on devrait avoir des termes du type :

$$\bar{u}QH_u + \bar{d}QH_u^* \tag{3.120}$$

Dans le superpotentiel, le premier terme est autorisé. Celui-ci donne une masse aux quarks up. En revanche, le second est interdit puisqu'il contient le complexe conjugué d'un champ scalaire. Donc seul des termes du type :

$$\bar{d}QH_d \tag{3.121}$$

permettent d'allouer une masse aux quarks down. Un deuxième doublet est donc nécessaire. Un raisonnement identique s'applique aux leptons chargés et aux quarks des autres familles.

On notera que les termes suivants sont également interdits :

$$H_u^* H_u \ ; \ H_d^* H_d \tag{3.122}$$

Combien de Higgs ?

L'existence de ce second doublet donne lieu à 4 nouveaux degrés de liberté, c'est-à-dire à 4 états physiques supplémentaires. Les 5 bosons de Higgs sont dénotés h (le plus léger), H, $H^\pm$ et A.

Définition de $\tan\beta$

En remplacement de l'équation 3.23, nous avons maintenant deux valeurs attendues dans le vide pour les deux doublets :

$$\langle H_u \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad ; \quad \langle H_d \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \tag{3.123}$$

On définit $\tan\beta$ comme le rapport des valeurs dans le vide des deux doublets de Higgs :

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1} \tag{3.124}$$

On verra par la suite que ce paramètre est important d'un point de vue phénoménologique.

3.6.10 Nomenclature

On a pu voir que la supersymétrie impliquait l'existence de tout un spectre de nouvelles particules. Pour les distinguer des particules du M.S., les particules SUSY sont dénotées par $\tilde{p}$. Les partenaires des fermions sont appelés *s-fermions* (*s* pour scalaire, squark, selectron, sneutrino, etc.).

Les superpartenaires des particules standards gauches et droites (quarks et leptons chargés) sont distingués par des indices *L* et *R*. Par exemple, les partenaires des électrons gauches et droits seront symbolisés respectivement par $\widetilde{e}_L$ et $\widetilde{e}_R$. Évidemment, ces indices ne définissent pas la chiralité de ces superpartenaires puisque ce sont des scalaires, mais rappellent simplement quelle est la particule standard auxquels ils sont associés.

Les superpartenaires des bosons, de spin demi-entier, sont dénommés par le suffixe *-ino*. Ainsi, les superpartenaires des bosons chargés ($W^\pm$, $H^\pm$) se mélangent pour donner 2×2 **charginos** $\widetilde{\chi}^\pm_{1,2}$ (chargés). De leur coté, les partenaires des bosons neutres (γ, Z, h, H et A) se mélangent en 4 **neutralinos** $\widetilde{\chi}^0_{1,2,3,4}$ (neutres), auxquels il faut rajouter le **gluino** et le **gravitino**, partenaires du gluon et du graviton. On nomme L.S.P. (*Lightest Susy Particle*) la particule SUSY la plus légère. Généralement, dans les modèles considérés dans ce travail (mSugra), ce sera le Neutralino 1 ($\widetilde{\chi}^0_1$). Le tableau 3.3 résume ces appellations. On notera par ailleurs que le $\widetilde{\chi}^0_i$ est un fermion de Majorana, c'est-à-dire qu'il est sa propre antiparticule.

Particule Standard	spin	Particule SUSY	spin
quarks	1/2	s-squarks $\widetilde{q}$	0
leptons	1/2	s-leptons $\widetilde{l}$, $\widetilde{\nu}$	0
bosons neutres	0-1	neutralinos $\widetilde{\chi}^0_{1,2,3,4}$	1/2
bosons chargés	0-1	charginos $\widetilde{\chi}^{\pm}_{1,2}$	1/2
gluon	1	gluino $\widetilde{g}$	1/2
graviton	2	gravitino $\widetilde{G}$	3/2

TAB. *3.3 – Particules standards et particules SUSY.*

3.6.11 Le superpotentiel du MSSM

Nous avons passé en revue, les ingrédients essentiels pour construire une théorie supersymétrique minimale, extension la plus simple du M.S. appelé le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM). En appliquant ces résultats, on peut réécrire le superpotentiel de l'équation 3.84 en fonction des superchamps :

$$W_{MSSM} = W_{Rp} + W_{RpV} \quad (3.125)$$
$$W_{Rp} = \bar{u}\mathbf{y_u}QH_u - \bar{d}\mathbf{y_d}QH_d - \bar{e}\mathbf{y_e}LH_d + \mu H_u H_d \quad (3.126)$$
$$W_{RpV} = \frac{1}{2}\lambda_{ijk}L_iL_j\bar{e}_k + \lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{d}_k + \frac{1}{2}\lambda''_{ijk}\bar{u}_i\bar{d}_j\bar{d}_k + \mu_iL_iH_u \quad (3.127)$$

Les $\mathbf{y_u}$, $\mathbf{y_d}$ et $\mathbf{y_e}$ sont des couplages de Yukawa représentés par des matrices 3×3 dans l'espace des familles. Le terme W_{RpV} est détaillé dans la section suivante.

3.6.12 La R-parité

Terme W_{RpV} du superpotentiel

Intéressons nous à la deuxième partie du superpotentiel W_{RpV}. Il contient des termes ne conservant pas les nombres baryoniques ou leptoniques. En fonction des superchamps, il s'écrit :

$$W_{RpV} = \frac{1}{2}\lambda_{ijk}L_iL_j\bar{E}_k + \lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k + \frac{1}{2}\lambda''_{ijk}\bar{U}_i\bar{D}_j\bar{D}_k + \mu_iL_iH_u \quad (3.128)$$

Les superchamps L et E désignent respectivement le doublet de leptons gauches et le lepton singlet. Q,U et D correspondent respectivement au doublet de quark, au singlet de quark type *up* et au singlet de quark type *down*. Les λ_{ijk} sont des couplages de Yukawa dont les indices i, j, k se rapportent aux 3 familles. Par exemple le couplage λ'_{122} peut coupler un sélectron $\widetilde{e}^-$ et deux quarks $\bar{c}$, s. La barre horizontale désigne un superchamp droit.

Ces termes proviennent du terme (6) de l'équation 3.115. Ils couplent donc bien un scalaire à deux fermions. Développons $\mathcal{L}_{RpV}$ en fonction des champs :

$$\begin{array}{rcl}\lambda_{ijk}L_iL_j\bar{E}_k & \rightarrow & \lambda_{ijk}[\widetilde{\nu}_{iL}\bar{e}_{kR}e_{jL}+\widetilde{e}_{jL}\bar{e}_{kR}\nu_{iL}+\widetilde{e}^*_{kR}(\bar{\nu}_{iL})^c e_{jL} \\ & & -\widetilde{\nu}_{jL}\bar{e}_{kR}e_{iL}-\widetilde{e}_{iL}\bar{e}_{kR}\nu_{jL}-\widetilde{e}^*_{kR}(\bar{\nu}_{jL})^c e_{iL}]+herm.conj. \\ \lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k & \rightarrow & \lambda'_{ijk}[\widetilde{\nu}_{iL}\bar{d}_{kR}d_{jL}+\widetilde{d}_{jL}\bar{d}_{kR}\nu_{iL}+\widetilde{d}^*_{kR}(\bar{\nu}_{iL})^c d_{jL} \\ & & -\widetilde{e}_{iL}\bar{d}_{kR}u_{jL}-\widetilde{u}_{jL}\bar{d}_{kR}e_{jL}-\widetilde{d}^*_{kR}(\bar{e}_{iL})^c u_{jL}]+herm.conj. \\ \lambda''_{ijk}\bar{U}_i\bar{D}_j\bar{D}_k & \rightarrow & \lambda''_{ijk}[(\bar{u}_{iR})^c d_{jR}\widetilde{d}_{kR}+(\bar{u}_{iR})^c\widetilde{d}_{jR}d_{kR}+\widetilde{u}_{iR}(\bar{d}_{jR})^c d_{kR}]+herm.conj.\end{array} \quad (3.129)$$

Les exposants ^{c} et * indiquent respectivement le conjugué de charge pour les spineurs et le complexe conjugué pour les scalaires. La barre horizontale $\bar{X}$ signifie hermitien conjugué.

Pour représenter les diagrammes correspondants (fig. 3.20, 3.21, 3.22), on peut suivre les règles suivantes :

- Toutes les particules sont au départ considérées comme *entrantes*,
- Le symbole "$\widetilde{.}$" dénote le partenaire SUSY de la particule en question.
- Le symbole "$.^*$" signifie prendre l'antiparticule.
- Le symbole "$\bar{.}$" signifie prendre l'antiparticule.
- Le symbole "$.^c$" signifie prendre l'antiparticule et changer la chiralité ($L \leftrightarrow R$).
- Pour tout diagramme obtenu, il existe le conjugué correspondant.

De plus, on remarquera les conditions suivantes sur les indices :

- Les couplages λ_{ijk} sont antisymétriques par permutations des indices i et j. Il y a donc 9 couplages indépendants.
- Les couplages λ''_{ijk} sont antisymétriques par permutations des indices j et k. Il y a 9 couplages également.
- Aucune condition n'est imposée pour λ'_{ijk}, ce qui donne 27 couplages.
- On a donc 45 couplages indépendants. Nous verrons toutefois que de fortes contraintes expérimentales existent sur leurs valeurs.

Définition du nombre quantique R_p

Pour prendre cela en compte, on définit un nouveau nombre quantique multiplicatif :

$$R_p = (-1)^{3B+2S+L} \quad (3.130)$$

avec B le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin.

Une autre manière de voir la R-parité est la suivante. Pour toute particule du Modèle Standard, on vérifie que :

$$(-1)^{2S} = (-1)^{3B+L} \quad (3.131)$$

Autrement dit, un fermion ($S = 1/2$) porte soit un nombre baryonique ($B = \pm 1/3$), soit un nombre leptonique ($L = \pm 1$) non nul. Ce n'est plus le cas pour les particules supersymétriques.

Il est facile de vérifier que toute particule standard a une R-parité de +1, alors que toute particule SUSY possède une R-parité de -1. Les termes du potentiel W_{RpV} violent la R-parité. Sur la figure 3.23, sont donnés deux exemples de processus en R-parité conservée et non conservée.

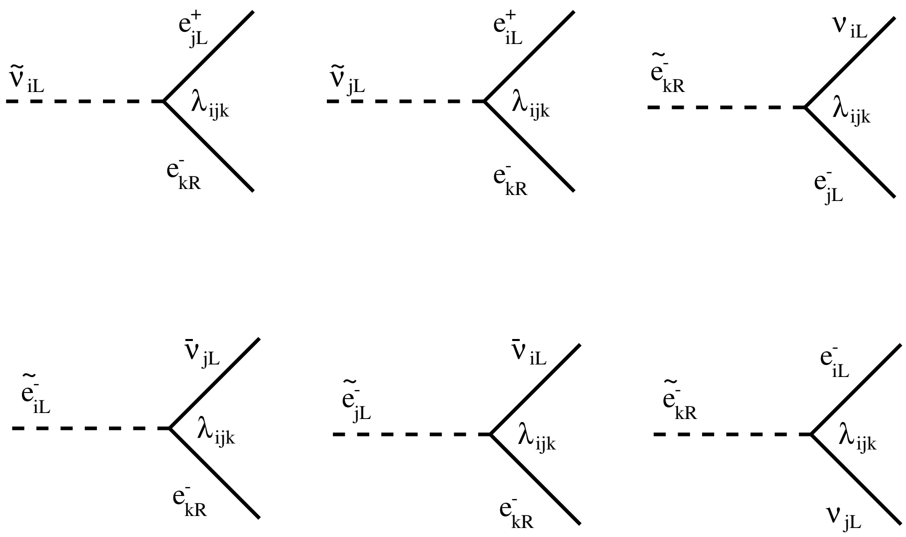


FIG. *3.20 – Diagrammes pour les couplages λ_{ijk} + diag. conjugués. Les indices i, j, k se rapportent aux familles.*

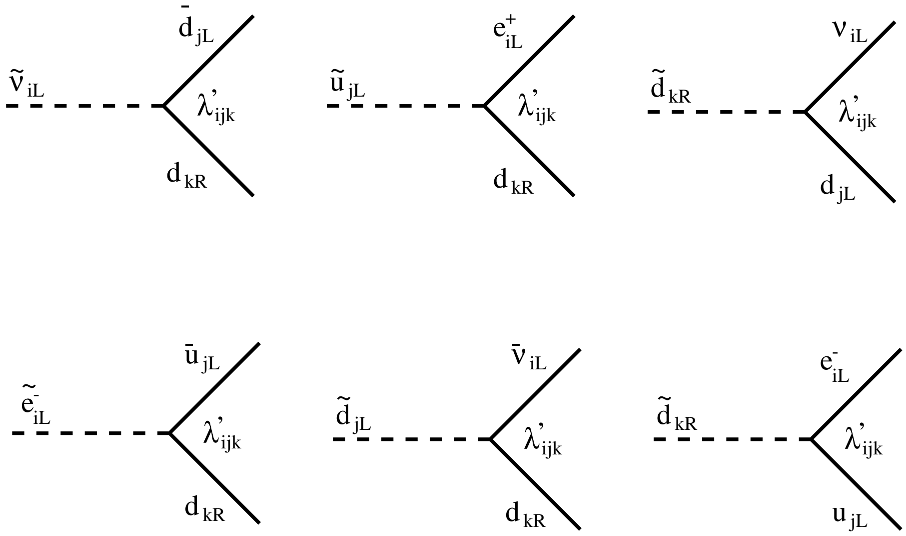


FIG. *3.21 – Diagrammes pour les couplages λ'_{ijk} + diag. conjugués. Les indices i, j, k se rapportent aux familles.*

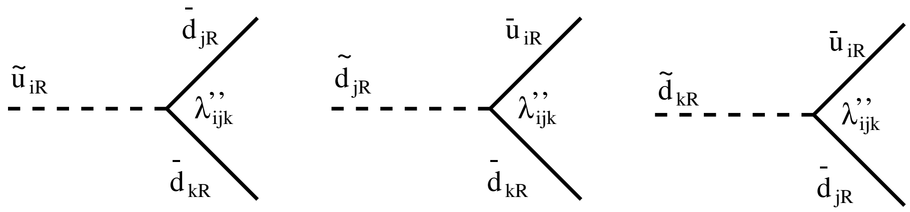


FIG. *3.22 – Diagrammes pour les couplages λ''_{ijk} + diag. conjugués. Les indices i, j, k se rapportent aux familles.*

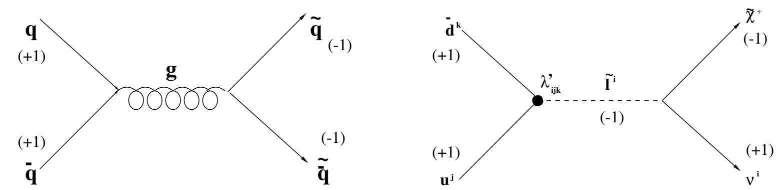


FIG. *3.23 – (a) Production de paire de squarks en R-parité conservée (b) Production résonante de slepton, en violant la R-parité par un couplage λ'. La R-parité des particules est indiquée entre parenthèses.*

Conséquences phénoménologiques

La conservation de la R-parité (i.e. $W_{RpV} = 0$) a des conséquences phénoménologiques très importantes :

- **Les particules SUSY ne peuvent être produites que par paires**.
- **La L.S.P. est nécessairement stable** puisqu'elle ne peut pas se désintégrer en une autre particule SUSY.
- **La L.S.P. est un candidat** possible pour expliquer **la matière sombre de l'univers**. C'est une particule stable, interagissant faiblement et possédant une masse au maximum de l'ordre du TeV [130] [131].
- **Les particules SUSY autres que la L.S.P. se désintègrent en** une ou deux particules standards et **une seule particule SUSY**.

La L.S.P. interagissant seulement faiblement, elle échappe généralement à la détection. C'est pourquoi une signature classique de la SUSY en collisionneur se traduit par de l'énergie manquante dans l'état final.

Dans le cas contraire, la violation de la R-parité implique que :

- Les nombres baryoniques ou leptoniques peuvent ne pas être conservés lors de certains processus.
- Les neutrinos peuvent acquérir une masse [149].
- La L.S.P. n'est plus stable. Elle se désintègre via un des couplages λ, λ' ou λ''. De plus, elle ne peut plus être un candidat à la matière sombre.
- La L.S.P. peut être un $\widetilde{\chi}^0_1$, $\widetilde{\chi}^{\pm}_1$, $\widetilde{t}$, $\widetilde{q}$, $\widetilde{g}$, $\widetilde{l}$ ou $\widetilde{\nu}$.

• La production simple de particule SUSY devient possible.

Une majorité des analyses des données des collisionneurs suppose que la R-parité est conservée, mais aucune des deux hypothèses ne peut être exclue actuellement. En effet, aucun argument théorique ne permet de préférer l'une ou l'autre des hypothèses. Cependant il existe des contraintes expérimentales fortes (cf. chapitre suivant) sur certains couplages ou certains produits de couplages.

Termes bilinéaires $\mu_\mathbf{i} \mathbf{L_i H_u}$

Ce terme est un peu particulier. Dans la limite d'une théorie SUSY non brisée, on peut toujours se débarrasser de ce terme en effectuant une rotation grâce à une redéfinition des superchamps $(H_d,\ L_{i=1,2,3})$[4]. Cependant, en présence de termes de brisures douces (cf. section 3.7.2), on ne peut éliminer ce terme par un simple changement de base. Ce terme bilinéaire peut conduire à des mélanges leptons-Higgs. Pour plus de détails on se référera à [132].

3.7 Brisure de la SUSY

3.7.1 Brisure de la symétrie électrofaible

Dans le M.S., la brisure de la symétrie électrofaible n'est pas fondamentalement comprise. Le terme en $-\mu^2$ du potentiel du Higgs de l'équation 3.16 permet de fixer une valeur moyenne dans le vide non nulle, et la symétrie est brisée spontanément. Cependant, ce terme est ajouté de manière *ad hoc* dans le lagrangien du Modèle Standard. Au contraire, le mécanisme de brisure électrofaible apparaît de manière plus naturelle dans les théories SUSY. En effet, à l'échelle de Grande unification, ce terme en μ^2 est positif, et ne devient négatif qu'à basse énergie, en particulier à cause des corrections radiatives, permettant ainsi la brisure électrofaible. On parle alors de brisure radiative. Il faut toutefois admettre que l'on a simplement décalé le problème puisqu'il reste à comprendre le mécanisme de la brisure de la SUSY.

3.7.2 Les termes de brisure de la SUSY

Puisque les particules SUSY ne peuvent avoir la même masse que leur partenaire (sinon, elles auraient été découvertes), la SUSY est nécessairement une symétrie brisée spontanément. En d'autres termes, le lagrangien doit respecter la Supersymétrie mais ce n'est pas le cas de l'état du vide. Cette brisure de symétrie est analogue à celle de la théorie électrofaible. À basse énergie, la Supersymétrie n'est pas manifeste bien que le lagrangien SUSY soit bien supersymétrique.

4. De la même manière, les états propre d'interaction bino, photino et higgsinos sont reliés aux états propres de masse neutralinos 1, 2, 3, 4.

Il existe de nombreuses manières de décrire cette brisure, conduisant à des résultats phénoménologiques souvent très différents. Toutefois, les termes dans le lagrangien brisant la SUSY doivent prévenir la réapparition des divergences quadratiques de la masse du Higgs. On parle alors de brisure douce (*soft*) de la SUSY [101]. Les termes possibles sont ([93], p.29) :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{soft} &= -\frac{1}{2}\left(M_\lambda \lambda^a \lambda^a + herm.\,conj.\right) - (m^2)^i_j \phi^{j*}\phi_i \\ &= -\left(\frac{1}{2}b^{ij}\phi_i\phi_j + \frac{1}{6}a^{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k + herm.\,conj.\right)\end{aligned} \tag{3.132}$$

Les ϕ_i sont les champs scalaires (cf. section 3.6.1), les λ^a sont les champs des jauginos (cf. section 3.6.4), les M_λ^a sont les masses des jauginos (partenaires SUSY des bosons de jauge), les $(m^2)^i_j$ et les b^{ij} sont des termes de (*masses*)^2 des scalaires, et les a^{ijk} des termes de couplage des scalaires. Ces termes sont des paramètres qui traduisent notre ignorance. Il a été montré [102] que ces termes sont libres de toute divergence quadratique, à tous les ordres de perturbation.

Par ailleurs, $\mathcal{L}_{soft}$ ne contient que les champs λ^a et ϕ_i, et ne peut donc donner une masse qu'aux particules scalaires et aux jauginos et non à leurs partenaires. Donc ces termes brisent bien la SUSY.

3.7.3 Brisure SUSY dans le MSSM

Dans le cadre du MSSM, l'équation 3.132 peut se réécrire (en respectant l'invariance de jauge) :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{MSSM}_{soft} &= -\frac{1}{2}\left(M_1\widetilde{B}\widetilde{B} + M_2\widetilde{W}\widetilde{W} + M_3\widetilde{g}\widetilde{g}\right) + c.c. \\ &\quad -\left(\widetilde{\bar{u}}\mathbf{a_u}\widetilde{Q}H_u - \widetilde{\bar{d}}\mathbf{a_d}\widetilde{Q}H_d - \widetilde{\bar{e}}\mathbf{a_e}\widetilde{L}H_d\right) + c.c. \\ &\quad -\widetilde{Q}^\dagger\mathbf{m^2_Q}\widetilde{Q} - \widetilde{L}^\dagger\mathbf{m^2_L}\widetilde{L} - \widetilde{\bar{u}}\mathbf{m^2_{\bar{u}}}\widetilde{\bar{u}}^\dagger - \widetilde{\bar{d}}\mathbf{m^2_{\bar{d}}}\widetilde{\bar{d}}^\dagger - \widetilde{\bar{e}}\mathbf{m^2_{\bar{e}}}\widetilde{\bar{e}}^\dagger \\ &\quad -m^2_{H_u}H_u^*H_u - m^2_{H_d}H_d^*H_d - (bH_uH_d + c.c.)\end{aligned} \tag{3.133}$$

Où :

- Les M_1, M_2 et M_3 sont les termes de masses des binos, winos et gluinos.
- Les $\mathbf{a_u}$, $\mathbf{a_d}$ et $\mathbf{a_e}$ sont des matrices complexes 3×3 dans l'espace des familles et correspondent aux termes a^{ijk} de l'équation 3.132.
- Les termes $\mathbf{m^2_Q}$, $\mathbf{m^2_L}$, $\mathbf{m^2_{\bar{u}}}$, $\mathbf{m^2_{\bar{d}}}$, et $\mathbf{m^2_{\bar{e}}}$ sont des matrices 3×3 dans l'espace des familles et correspondent aux termes $(m^2)^i_j$
- Les $m^2_{H_u}$ et $m^2_{H_d}$ sont des termes de (*masse*)^2 et correspondent aussi aux termes $(m^2)^i_j$
- bH_uH_d est un terme de type b^{ij}.

À ce stade, on décompte 105 paramètres libres (masses, phases, angles de mélange) dans le MSSM [110], la plupart provenant de $\mathcal{L}_{soft}^{MSSM}$. Toutefois, beaucoup de ces paramètres sont sévèrement contraints par les données expérimentales. Voyons quelques exemples [113] :

- Si la matrice $\mathbf{m^2_{\bar{e}}}$ n'est pas diagonale dans la base des sleptons ($\widetilde{e}_R$, $\widetilde{\mu}_R$, $\widetilde{\tau}_R$), les sleptons peuvent se mélanger, impliquant une non conservation des nombres électroniques L_e, muoniques L_μ ou tauiques L_τ. Or, il existe des contraintes fortes sur la violation de L_e et L_μ provenant du processus $\mu \to e\gamma$ [113] (fig. 3.24(a)).
- Il existe des contraintes similaires pour la matrice $\mathbf{m^2_L}$.
- Les matrices $\mathbf{m^2_Q}$, $\mathbf{m^2_{\bar{u}}}$ et $\mathbf{m^2_{\bar{d}}}$ peuvent contribuer au mélange du système $K^0 - \bar{K}^0$ (fig3.24(b)). Les limites expérimentales contraignent là encore ces matrices.
- Les limites sur les courants neutres changeant la saveur (F.C.N.C.) donnent des contraintes sur les $\mathbf{a_u}$, $\mathbf{a_d}$ et $\mathbf{a_e}$.

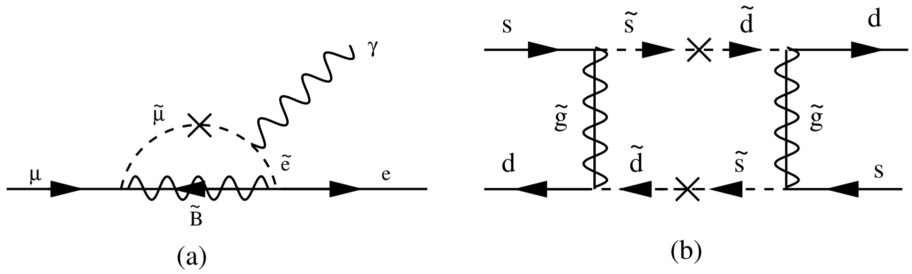


FIG. *3.24 – (a) violation de L_e et L_μ, (b) mélange $K^0 - \bar{K}^0$*

On peut se débarrasser de ces effets de F.C.N.C. et de phases violant CP (ou au moins être compatible avec les données expérimentales) si l'on suppose que la brisure de la SUSY se fait de manière "universelle" [114]. Cela signifie que les matrices de $(masses)^2$ sont proportionnelles à l'identité $\mathbf{I}$.

$$\begin{aligned} &\mathbf{m^2_Q} = \mathbf{I}.m^2_Q \ ; \quad \mathbf{m^2_{\bar{u}}} = \mathbf{I}.m^2_{\bar{u}} \ ; \quad \mathbf{m^2_{\bar{d}}} = \mathbf{I}.m^2_{\bar{d}} \\ &\mathbf{m^2_L} = \mathbf{I}.m^2_L \ ; \quad \mathbf{m^2_{\bar{e}}} = \mathbf{I}.m^2_{\bar{e}} \end{aligned} \tag{3.134}$$

où m^2_Q, $m^2_{\bar{u}}$, $m^2_{\bar{d}}$, m^2_L et $m^2_{\bar{e}}$ sont des réels. En d'autres termes, si l'on peut expliquer que les matrices $\mathbf{m^2_Q}$, $\mathbf{m^2_L}$, $\mathbf{m^2_{\bar{u}}}$, $\mathbf{m^2_{\bar{d}}}$, et $\mathbf{m^2_{\bar{e}}}$ sont diagonales, la plupart des F.C.N.C. et des phases violant CP peuvent être suffisamment petits pour être en accord avec les limites expérimentales.

De la même manière on peut éliminer les F.C.N.C. dus aux termes de la deuxième ligne de l'équation 3.133 en posant :

$$\mathbf{a_u} = A_u \mathbf{y_u} \ ; \quad \mathbf{a_d} = A_d \mathbf{y_d} \ ; \quad \mathbf{a_e} = A_e \mathbf{y_e} \tag{3.135}$$

Où les $\mathbf{y_u}$, $\mathbf{y_d}$ et $\mathbf{y_d}$ sont les matrices des couplages de Yukawa de l'équation 3.126. Les A_u, A_d et A_e sont des nombres appelés couplages trilinéaires.

Enfin, on peut éviter une violation CP trop importante si les paramètres suivants ont une phase nulle :

$$arg(M_{1,2,3}) = arg(A_{u,d,e}) \quad = \quad 0\,[\pi] \tag{3.136}$$

Si les hypothèses des équations 3.134, 3.135 et 3.136 sont vérifiées, on parle alors *d'universalité* de la brisure douce (*soft breaking universality*). Ces équations sont à considérer comme des conditions aux limites à une échelle d'énergie très grande (*input scale*). Pour évaluer la valeur de ces paramètres à une échelle d'énergie accessible (e.g. l'échelle électrofaible), il faut faire appel aux équations du groupe de renormalisation (c.f. partie 3.9).

Il reste à examiner les mécanismes théoriques pouvant conduire à 3.134, 3.135 et 3.136.

3.8 Brisure spontanée de la SUSY et Supergravité

On l'a vu, le MSSM possède un grand nombre de paramètres ce qui rend toute approche phénoménologique délicate. Malgré des contraintes expérimentales (violation CP, courant neutre changeant la saveur, etc.) sur ces paramètres, on préférera ici utiliser des modèles plus restrictifs comme celui dit de la *Supergravité* (mSugra).

Une des idées les plus populaires pour briser la SUSY est de supposer qu'il existe deux *secteurs* de particules. L'un est dit *secteur visible* et correspond à l'ensemble des multiplets du MSSM. L'autre est dit *secteur caché* et contient des particules interagissant très peu avec le secteur visible. Il apparaît alors que les interactions entre les deux secteurs sont responsables de la brisure de la SUSY et font apparaître les termes du type $\mathcal{L}_{soft}$ (cf.éq. 3.133).

Il existe différentes possibilités :

- Les deux secteurs sont reliés par les couplages de jauges classiques (QCD et électrofaibles). On parle de *Gauge Mediated supersymmetry Breaking* (G.M.S.B.)[123]. Nous ne détaillerons pas ce type de modèle.
- Les deux secteurs sont reliés par la gravitation. On parle alors de *supergravité*.
- D'autres modèles que nous ne détaillerons pas ici (*Anomaly mediated [124], Gaugino mediated*).

3.8.1 Lagrangien Sugra et transformation locale

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré des transformations SUSY *globales*. Nous pouvons très bien envisager que ces transformations soient *locales*. C'est la particularité des théories de Supergravité. Revenons à un modèle simple, c'est-à-dire à un lagrangien composé d'un multiplet chiral sans interactions (cf. eq. 3.48). Supposons que le paramètre

ε des transformations 3.50, 3.51 dépende maintenant de x et devienne $\varepsilon(x)$ [115] :

$$\begin{aligned} \delta_S\phi &\equiv \varepsilon(x)\psi \\ \delta_S\phi^* &\equiv \varepsilon^\dagger(x)\psi^\dagger \end{aligned} \tag{3.137}$$

$$\begin{aligned} \delta_S\psi_\alpha &\equiv i(\sigma^\mu\varepsilon^\dagger(x))_\alpha\partial_\mu\phi \\ \delta_S\psi^\dagger_{\dot\alpha} &\equiv -i(\varepsilon(x)\sigma^\mu)_{\dot\alpha}\partial_\mu\phi^* \end{aligned} \tag{3.138}$$

La transformation du lagrangien devient :

$$\delta_S\mathcal{L}_{libre} = [\partial_\nu\varepsilon(x)]\,\sigma^\nu\left([\sigma^\mu\partial_\mu\phi]\,\psi\right) + \ d\acute{e}riv.\ totale \tag{3.139}$$

Pour compenser ce terme, on introduit un nouveau champ de jauge, le gravitino, de spin 3/2 et qui se transforme comme :

$$\begin{aligned} \Psi^\mu_\alpha(x) &\equiv champ\ de\ spin\ 3/2 \\ \delta_S\Psi^\mu_\alpha(x) &= \kappa^{-1}\partial^\mu\varepsilon_\alpha(x) \end{aligned} \tag{3.140}$$

où α est un indice spinoriel, et κ un nombre de dimension $[\kappa] = (masse)^{-1}$. Ce champ prend place dans le lagrangien sous forme de terme d'interaction :

$$\mathcal{L}_{gravitino} = -\kappa\bar\Psi_\eta\gamma^\eta\left[\gamma^\rho\partial_\rho\phi\right]\psi \tag{3.141}$$

On trouve :

$$\delta_S\left(\mathcal{L}_{libre} + \mathcal{L}_{gravitino}\right) = \kappa\bar\Psi_\nu\gamma_\mu T^{\mu\nu}\varepsilon(x) \tag{3.142}$$

où $T^{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion de la Relativité Générale, que nous ne détaillerons pas ici. Ajoutons finalement un autre champ, de spin 2, se transformant en un champ de spin 3/2, vérifiant :

$$\begin{aligned} g_{\mu\nu}(x) &\equiv champ\ de\ spin\ 2 \\ \delta_S g_{\mu\nu}(x) &= \kappa\bar\Psi_\mu\gamma_\mu\varepsilon(x) \end{aligned} \tag{3.143}$$

Ceci nous conduit à introduire dans le lagrangien le terme suivant :

$$\mathcal{L}_{graviton} = -g_{\mu\nu}(x)T^{\mu\nu} \tag{3.144}$$

Finalement, on peut vérifier que :

$$\delta_S\int d^4x\left(\mathcal{L}_{libre} + \mathcal{L}_{gravitino} + \mathcal{L}_{graviton}\right) = 0 \tag{3.145}$$

Nous avons donc vu que l'introduction d'un nouveau multiplet, le multiplet de Supergravité, comportant un champ $\Psi^\mu(x)$ de spin 3/2 et un champ $g_{\mu\nu}(x)$ de spin 2 permet de rendre la SUSY locale. $g_{\mu\nu}(x)$ n'est rien d'autre que le tenseur mŕique [116]. Le partenaire de spin 3/2 est le *gravitino*. Pour construire une théorie Sugra réaliste, il faut tout d'abord modifier légèrement les transformations en remplaçant les dérivées par des dérivées covariantes. Ensuite il reste à introduire les termes cinétiques puis à coupler le supermultiplet de supergravité à la matière. Ce sont ces couplages reliant le secteur visible (tous les superchamps chiraux et vectoriels) au secteur caché (le supermultiplet de supergravité) qui engendreront la présence de termes de brisure douce dans le lagrangien.

Nous ne détaillerons pas ici la manière dont on dérive ces termes d'interactions entre le supermultiplet de gravité et la matière.

3.8.2 Paramètres de mSugra

Unification des paramètres à l'échelle GUT

Le secteur caché communique avec le secteur visible par l'intermédiaire de la gravitation. En termes de théories de champs, cela signifie que le lagrangien contiendra des termes non renormalisables. Ces termes se présentent sous la forme suivante [93] :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{NR} &= -\frac{1}{M_{Planck}} F_X \sum_a \frac{1}{2} f_a \lambda^a \lambda^a + comp.\ conj. \\
&\quad -\frac{1}{M_{Planck}^2} F_X F_X^* k_j^i \phi_i \phi^{*j} \\
&\quad -\frac{1}{M_{Planck}} F_X \left(\frac{1}{6} y'^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + \frac{1}{2} \mu'^{ij} \phi_i \phi_j \right) + comp.\ conj. \qquad (3.146)
\end{aligned}$$

F_X est un champ auxiliaire appartenant à un multiplet chiral, ϕ_i et λ^a sont les champs des scalaires et des jauginos définis précédemment (cf. sections 3.6.1, 3.6.4). La masse de Planck apparaît car le couplage de la gravitation est proportionnel à $\frac{1}{M_{Planck}}$.

Les f_a, k_j^i, y'_{ijk}, μ'_{ij}, sont des paramètres sans dimension. Ils sont déterminés par la théorie choisie pour briser la SUSY. Si cette théorie est la Supergravité minimale (*mSugra*), on peut montrer que les f_a sont les mêmes pour les trois jauginos, que les k_j^i sont les mêmes pour tous les scalaires et que les y'_{ijk} et les μ'_{ij} sont proportionnels aux termes correspondants du superpotentiel [5] (eq. 3.84).

Ces termes associés à d'autres termes que l'on peut ignorer ici, sont supersymétriques mais non renormalisables. En première approximation, les termes non renormalisables se comportent comme :

$$\simeq \langle F_X \rangle / M_{Planck} \qquad (3.147)$$

Comme les termes de brisure douce sont certainement de l'ordre de quelques centaines de GeV, on peut supposer que $\langle F_X \rangle$ est de l'ordre de $10^{10} - 10^{11}$ GeV. Le lagrangien $\mathcal{L}_{NR}$ sera alors de la forme de l'équation 3.132 tout en respectant les conditions des équations 3.134, 3.135 et 3.136, ce qui est ce que l'on cherchait à obtenir. On notera également que dans ce cas, le partenaire du graviton, le gravitino, acquiert un masse par un mécanisme analogue au mćanisme de Higgs, ici appelé mécanisme de *super-Higgs*.

[5]. Cette partie technique étant trop complexe pour être simplement présentée ici, on se référera à l'annexe de [93] pour plus de détails.

On remarquera que si l'on veut inclure la relativité générale, l'apparition de termes non renormalisables dans le lagrangien est inévitable. Toutefois ces termes sont de l'ordre de $1/M_{Planck}$ et peuvent être négligés pour toute considération phénoménologique.

De plus, on peut montrer que mSugra conduit à une unification des nombreux paramètres à l'échelle GUT :

• Unification des couplages de jauge :

$$\alpha_1(M_U) = \alpha_2(M_U) = \alpha_3(M_U) \equiv \alpha_{GUT} \tag{3.148}$$

• Unification de la masse des jauginos :

$$M_1(M_U) = M_2(M_U) = M_3(M_U) \equiv m_{1/2} \tag{3.149}$$

• Unification de la masse des scalaires :

$$m_Q = m_L = m_{\bar{u}} = m_{\bar{d}} = m_{\bar{e}} = m_{H_u} = m_{H_d} \equiv m_0 \tag{3.150}$$

• Unification des couplages trilinéaires :

$$A_u(M_U) = A_d(M_U) = A_l(M_U) \equiv A_0 \tag{3.151}$$

Brisure de symétrie électrofaible

Par rapport au Modèle Standard, la brisure de symétrie électrofaible (E.W.S.B.) est compliquée par la présence de 2 doublets de Higgs. Cependant, le principe reste le même, on cherche à briser la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ pour obtenir l'électromagnétisme $U(1)_{EM}$.

On peut montrer, que l'E.W.S.B. (à l'ordre le plus bas) fixe $|\mu|$:

$$\tan^2(\beta) = \frac{\mu^2 + m_{H_1}^2 + m_Z^2/2}{\mu^2 + m_{H_2}^2 + m_Z^2/2} \tag{3.152}$$

$$\mu^2 = \frac{m_{H_1}^2 - m_{H_2}^2 \tan^2\beta}{\tan^2\beta - 1} - m_Z^2/2 \tag{3.153}$$

$$\rightarrow \mu^2 \simeq \frac{m_0^2(1 + 0.5\tan^2\beta)}{(\tan^2\beta - 1)} + \frac{m_{1/2}^2(0.5 + 3.5\tan^2\beta)}{(\tan^2\beta)} - m_Z^2/2 \tag{3.154}$$

Les 5 paramètres de mSugra

En définitive, toutes ces conditions assez restrictives conduisent à un modèle, mSugra, qui ne dépend que de 5 paramètres indépendants :

— m_0 : **masse commune des sfermions** à l'échelle GUT ;

— $m_{1/2}$: **masse commune des jauginos** à l'échelle GUT ;

— $\tan\beta$: **rapport des valeurs moyennes dans le vide des 2 doublets de Higgs** ;

— $sign(\mu)$: **signe du paramètre de mélange des Higgsinos** ;

— A_0 : **couplage trilinéaire** commun à l'échelle GUT.

Ces 5 paramètres suffisent pour fixer toutes les masses des particules SUSY calculables à partir des équations dites du groupe de renormalisation (y compris les masses des 5 Higgs h, H, A, $H^{\pm}$). Dans l'analyse des prochains chapitres, nous travaillerons dans le cadre de mSugra. La raison à cela n'est pas seulement théorique mais aussi pratique. Manier 5 paramètres au lieu de plusieurs dizaines permet de balayer tout l'espace des paramètres SUSY et d'effectuer une étude phénoménologique acceptable.

3.9 Masses des particules SUSY

Comme nous l'avons vu, le modèle mSugra n'est caractérisé que par 5 paramètres qui suffisent à déterminer l'ensemble du spectre SUSY, grâce aux équations du groupe de renormalisation (R.G.E.). Ces paramètres (m_0, $m_{1/2}$, A_0) servent aux R.G.E. de conditions aux limites à l'échelle GUT.

À l'ordre d'une boucle dans les R.G.E., les couplages de jauges et les masses des jauginos sont reliés par :

$$M_i(Q) = \frac{g_i^2(Q)}{g_i^2(Q_0)} m_{1/2} \tag{3.155}$$

où Q est l'échelle d'énergie considérée et Q_0 l'échelle d'unification. Il s'en suit que :

$$\frac{M_1}{g_1^2} \simeq \frac{M_2}{g_2^2} \simeq \frac{M_3}{g_3^2} \tag{3.156}$$

avec la relation :

$$M_1 \quad = \tfrac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2 \quad \simeq \frac{1}{2} M_2 \tag{3.157}$$

3.9.1 Masses des charginos

La matrice de masse des charginos, dans la base $(\tilde{W}^+, \tilde{H}^+)$ est égale à :

$$\mathcal{M}_{Charginos} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} m_W \sin\beta \\ \sqrt{2} M_W \cos\beta & \mu \end{pmatrix} \tag{3.158}$$

À l'ordre le plus bas, les masses des charginos peuvent être approximées par :

$$m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} \simeq m_2 - \frac{m_W^2}{\mu^2}(M_2 + \mu \sin(2\beta)) \tag{3.159}$$

$$m_{\tilde{\chi}_2^{\pm}} \simeq \mu - \frac{m_W^2}{\mu^2}\epsilon_\mu(M_2 \sin(2\beta) + \mu) \tag{3.160}$$

avec $\epsilon_\mu = sign(\mu)$.

3.9.2 Masses des neutralinos

Chaque état propre de masse correspond à une combinaison linéaire des 4 états propres d'interaction $\tilde{B}$ (le jaugino correspondant au groupe de jauge U(1)), $\tilde{W}^3$ (le jaugino neutre correspondant au groupe de jauge SU(2)), et 2 higgsinos $\tilde{H}_1^0$, $\tilde{H}_2^0$.

La matrice des neutralinos dans la base $(\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$ est :

$$\mathcal{M}_N = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\sin\beta\sin\theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W \\ -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z\sin\beta\sin\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

Les masses approchées des neutralinos sont :

$$m_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq M_1 - \frac{m_Z^2}{\mu^2}(M_1 + \mu\sin(2\beta))\sin^2\theta_W \tag{3.161}$$

$$m_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq M_2 - \frac{m_W^2}{\mu^2}(M_2 + \mu\sin(2\beta))\cos^2\theta_W \tag{3.162}$$

$$m_{\tilde{\chi}_3^0} \simeq |\mu| + \frac{m_Z^2}{2\mu^2}\epsilon_\mu(1 - \sin 2\beta)(\mu + M_2\sin^2\theta_W + M_1\cos^2\theta_W) \tag{3.163}$$

$$m_{\tilde{\chi}_4^0} \simeq |\mu| + \frac{m_Z^2}{2\mu^2}\epsilon_\mu(1 + \sin 2\beta)(\mu - M_2\sin^2\theta_W - M_1\cos^2\theta_W) \tag{3.164}$$

3.9.3 Masses des sfermions

À l'ordre le plus bas, les masses des sfermions peuvent être approximées par :

$$m^2_{\tilde{u}_L} = m_0^2 + 6.28m^2_{1/2} + 0.35m_Z^2\cos(2\beta) \tag{3.165}$$

$$m^2_{\tilde{d}_L} = m_0^2 + 6.28m^2_{1/2} - 0.42m_Z^2\cos(2\beta) \tag{3.166}$$

$$m^2_{\tilde{u}_R} = m_0^2 + 5.87m^2_{1/2} + 0.16m_Z^2\cos(2\beta) \tag{3.167}$$

$$m^2_{\tilde{d}_R} = m_0^2 + 5.82m^2_{1/2} - 0.08m_Z^2\cos(2\beta) \tag{3.168}$$

$$m^2_{\tilde{\nu}_L} = m_0^2 + 0.52m^2_{1/2} + 0.50m_Z^2\cos(2\beta) \tag{3.169}$$

$$m^2_{\tilde{e}_L} = m_0^2 + 0.52m^2_{1/2} - 0.27m_Z^2\cos(2\beta) \tag{3.170}$$

$$m^2_{\tilde{e}_R} = m_0^2 + 0.15m^2_{1/2} - 0.23m_Z^2\cos(2\beta) \tag{3.171}$$

$$m^2_{\tilde{b}_R} = m^2_{\tilde{d}_R} \tag{3.172}$$

$$m^2_{\tilde{b}_L} = m^2_{\tilde{d}_L} - 0.49m_0^2 - 1.21m^2_{1/2} \tag{3.173}$$

$$m^2_{\tilde{t}_R} = m^2_{\tilde{u}_R} + m_t^2 - 0.99m_0^2 - 2.42m^2_{1/2} \tag{3.174}$$

$$m^2_{\tilde{t}_L} = m^2_{\tilde{u}_L} + m_t^2 - 0.49m_0^2 + 1.21m^2_{1/2} \tag{3.175}$$

Nom	spin	État propre de masse	État propre d'interaction
squarks	0	$\tilde{u}_L\ \tilde{u}_R\ \tilde{d}_L\ \tilde{d}_R$ $\tilde{s}_L\ \tilde{s}_R\ \tilde{c}_L\ \tilde{c}_R$ $\tilde{t}_1\ \tilde{t}_2\ \tilde{b}_1\ \tilde{b}_2$	" " " " $\tilde{t}_L\ \tilde{t}_R\ \tilde{b}_L\ \tilde{b}_R$
sleptons	0	$\tilde{e}_L\ \tilde{e}_R\ \tilde{\nu}_e$ $\tilde{\mu}_L\ \tilde{\mu}_R\ \tilde{\nu}_\mu$ $\tilde{\tau}_1\ \tilde{\tau}_2\ \tilde{\nu}_\tau$	" " " " $\tilde{\tau}_L\ \tilde{\tau}_R\ \tilde{\nu}_\tau$
neutralinos	1/2	$\tilde{\chi}_1^0\ \tilde{\chi}_2^0\ \tilde{\chi}_3^0\ \tilde{\chi}_4^0$	$\tilde{B}^0\ \tilde{W}^0\ \tilde{H}_u^0\ \tilde{H}_d^0$
charginos	1/2	$\tilde{\chi}_1^\pm\ \tilde{\chi}_2^\pm$	$\tilde{W}^\pm\ \tilde{H}_u^+\ \tilde{H}_d^-$
gluino	1/2	$\tilde{g}$	" "
gravitino	3/2	$\tilde{G}$	" "

TAB. *3.4 – États propres de masses et états propres d'interaction des particules SUSY.*

3.9.4 Mélange des *s*fermions de la troisième famille

Du fait de la masse plus élevée des fermions de la troisième famille (stop, sbottom et stau), et donc du couplage de Yukawa correspondant, les sfermions *L* et *R* peuvent ne pas être dégénérés en masse, en particulier à grand $\tan\beta$. En effet, les termes non diagonaux des matrices de masse des sfermions dépendent de $\{\sin\beta,\ \cos\beta,\ y_{t,b,\tau}\}$, et peuvent donc être significatifs ([93], p.71). Les états propres de masse et d'interaction sont résumés dans le tableau 3.4.

3.9.5 Masse des bosons de Higgs

À l'ordre le plus bas, les masses des bosons de Higgs sont égales à :

$$m_A^2 = M_1^2 + M_2^2 + 2\mu^2 \tag{3.176}$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2 \tag{3.177}$$

$$m_H^2 = \frac{1}{2}\left(m_A^2 + m_Z^2 + \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta}\right) \tag{3.178}$$

$$m_h^2 = \frac{1}{2}\left(m_A^2 + m_Z^2 - \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta}\right) \tag{3.179}$$

3.9.6 Conséquences générales

Même si ces formules sont très approchées, elles nous permettent de déduire certaines conséquences qualitatives très générales :

- La L.S.P. est en général le $\tilde{\chi}_1^0$.
- Si $|\mu| \to \infty$ alors les deux neutralinos les plus légers sont purs jauginos avec $m_{\tilde{\chi}_1^0} = M_1$, et $m_{\tilde{\chi}_2^0} = M_2$, tandis que les deux autres neutralinos sont purs higgsinos avec $m_{\tilde{\chi}_3^0} = m_{\tilde{\chi}_3^0} = \mu$. À l'inverse, si $|\mu|$ est petit, le $\tilde{\chi}_1^0$ sera plutôt de type higgsino.

- Si $|\mu| \to \infty$ alors le chargino le plus léger $\tilde{\chi}_1^\pm$ est un pur wino et $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = M_2$. tandis que le $\tilde{\chi}_2^\pm$ est pur higgsino et $m_{\tilde{\chi}_2^\pm} = \mu$.
- Les *s*quarks des deux premières familles sont quasi-dégénérés. Toutefois, les squarks gauches des deux premières familles $\tilde{u}_L$, $\tilde{d}_L$, $\tilde{s}_L$ et $\tilde{c}_L$ sont en général plus lourds que leur compagnon droit (voir par exemple eq. 3.170 et 3.171).
- Le mélange des *s*tops ***Left*** et ***Right*** implique que le $\tilde{t}_1$ est souvent le *s*quark le plus léger. Par ailleurs, plus $\tan\beta$ est grand, plus les termes non diagonaux de la matrice de mélange sont grands, et plus la différence de masse $m_{\tilde{t}_2} - m_{\tilde{t}_1}$ sera importante.
- Pour les mêmes raisons, le $\tilde{\tau}_1$ est souvent le *s*lepton le plus léger.
- Les sleptons gauches chargés $\tilde{e}_L$ et $\tilde{\mu}_L$ sont en général plus lourds que leur compagnon droit (voir par exemple eq. 3.165 et 3.167).
- Le boson h est en général beaucoup plus léger que les autres Higgs $H^\pm$, A et H. De plus, on peut s'attendre à une masse $m_h \lesssim 150$ GeV (en tenant compte des corrections radiatives).

3.10 Conclusion

Ce chapitre vient de décrire le cadre général de la supersymétrie ainsi que les raisons expérimentales et théoriques qui la rendent si prometteuse. La supersymétrie sera l'un des thèmes majeurs de la physique au-delà du Modèle Standard au Run II du TeVatron.

Le grand nombre de modèles complique singulièrement les analyses. Ainsi, les résultats se traduisent généralement par des domaines d'exclusion dans l'espace des paramètres (cf. chapitres suivants). C'est la raison pour laquelle il est indispensable de se restreindre à certaines hypothèses lorsqu'on entreprend une recherche de ce type. Le chapitre suivant décrit les conséquences d'une violation de la R-parité, plus particulièrement par le couplage λ'_{122}.

Chapitre 4

Phénoménologie R.P.V. et générateurs Monte-Carlo pour la SUSY

Soit dit en passant : dire de deux choses qu'elles seraient identiques est une absurdité, et dire d'une chose qu'elle serait identique à elle-même, c'est ne rien dire du tout.
Ludwig Wittgenstein, *Tractatus logico-philosophicus*

Dans ce chapitre, nous passerons en revue différents aspects phénoménologiques de la SUSY en R-parité violée par le couplage λ'. La première partie abordera les limites sur les couplages λ, λ' et λ'', la désintégration des particules SUSY en R.P.V., les sections efficaces, les topologies des événements en RPV et les spectres de masse des particules SUSY.

Dans une seconde partie, je présenterai mon travail effectué sur le générateur Monte-Carlo pour collisionneurs hadroniques *Susygen*. Une série de tests et de comparaisons avec d'autres générateurs existants a été effectuée et sera discutée en détails. Enfin un étude en simulation rapide dans l'hypothèse de production de paires de particules supersymétriques suivies de leur désintégration en R-parité violée via le couplage λ_{122}' sera présentée. Cela conduit à un état final de deux électrons de même signe + 4 jets.

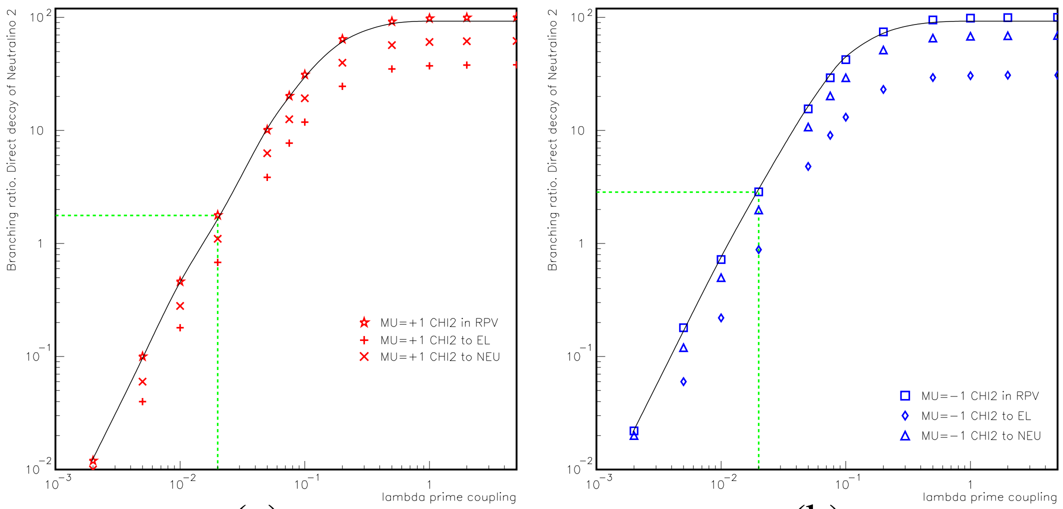
4.1 Phénoménologie en R-parité non conservée

La symétrie de la R-parité fut proposée en 1978 par Farrar et Fayet [88] pour prendre en compte les limites expérimentales du temps de vie du proton. Respecter cette symétrie signifie que tous les termes du superpotentiel W_{RpV} (cf. eq. 3.127) sont nuls. On verra par la suite qu'on peut très bien éviter une désintégration du proton trop rapide en annulant seulement une partie du superpotentiel. Mis à part l'ensemble des limites expérimentales sur les couplages λ, λ', λ'', il n'existe aucun argument théorique permettant de rejeter l'hypothèse d'une R-parité non conservée. Par souci de simplification et par analogie avec les couplages de Yukawa du Modèle Standard (où le couplage de Yukawa du top domine devant les autres), on supposera que seul un couplage de Yukawa violant la R-parité est non nul ou au moins dominant par rapport aux autres. L'analyse qui suivra dans le prochain chapitre se placera dans le cadre d'un couplage λ'_{122} non nul.

4.1.1 Désintégration des particules SUSY

Dans cette analyse, en général, seule la L.S.P. se désintègre en RPV. En effet, les rapports de branchement de désintégration directe des autres particules SUSY en RPV sont souvent négligeables devant les modes en R-Parité conservée [167], [168]. Ce constat est justifiée par les limites actuelles sur les couplages λ' (de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-2}, tab.4.2), qui sont faibles devant les couplages du Modèle Standard.

La figure 4.1 montre les rapports de branchement en désintégration directe du $\tilde{\chi}^0_2$ pour le point m_0 = 200, $m_{1/2}$ = 200, $\tan\beta$ = 5, A_0 = 0, dans l'espace des paramètres. Pour des valeurs de λ'_{122} inférieures à la limite actuelle, le rapport de branchement est inférieur à quelques %.



(a) (b)

FIG. *4.1 – Susygen : rapport de Branchement (en %) du $\tilde{\chi}^0_2$ en désintégration directe, en fonction du couplage λ'_{122}. m_0 = 200, $m_{1/2}$ = 200, $\tan\beta$ = 5, A_0 = 0. La limite actuelle de λ'_{122} est montrée en pointillé.*
(a) $\mu > 0$. (b) $\mu < 0$.

4.1.2 Désintégration de la L.S.P.

Comme on l'a vu, la première conséquence d'une violation de la R-parité est de permettre la désintégration de la particule supersymétrique la plus légère. La Figure 4.2 représente les diagrammes possibles de désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ dans le cas d'un couplage λ'_{ijk}. par l'intermédiaire d'un squark ou d'un slepton virtuel. Toujours dans cette hypothèse, les produits de désintégrations de la L.S.P. sont nécessairement constitués de 2 quarks et d'un lepton (chargé ou non).

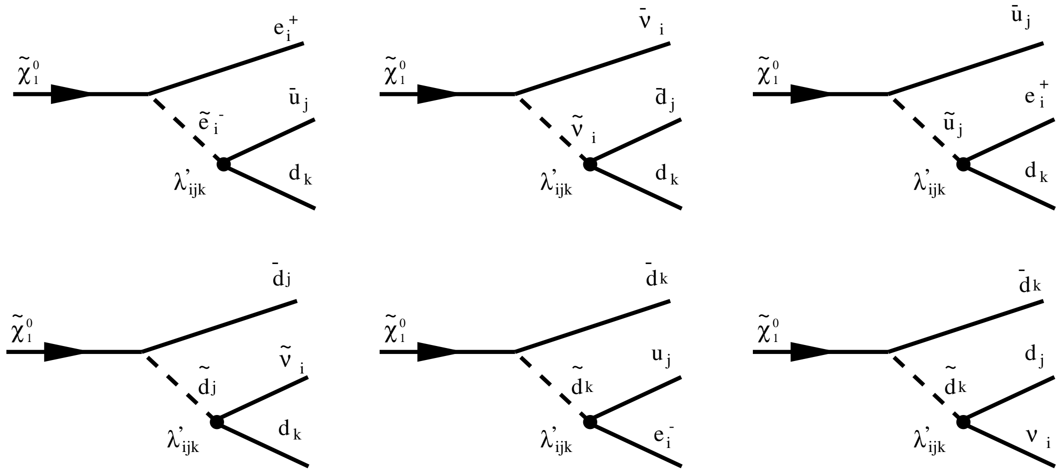


FIG. 4.2 – *Désintégrations du $\tilde{\chi}_1^0$ par le couplage λ'_{ijk} + comp. conj.*

À noter enfin que dans ce cadre là (en Sugra), la L.S.P. n'est plus un candidat à la matière sombre non baryonique. Cela imposait que cette L.S.P. soit entre autres, neutre de charge et de couleur (sinon la L.S.P. aurait été détectée). Cet argument ne tient plus en RPV, donc la L.S.P. pourrait théoriquement être n'importe quelle particule SUSY. Cependant, cette analyse se place dans le cadre mSugra, où la L.S.P. reste très souvent le $\tilde{\chi}_1^0$.

La figure 4.3 montre le rapport de branchement du $\tilde{\chi}_1^0$ en lepton chargé dans le plan m_0 et $m_{1/2}$ [165]. On constate que pour $\mu < 0$ (fig.4.3.b), le rapport de branchement se situe en général autour de 50-60 % dans une grande partie du plan. En revanche, pour $\mu > 0$ (fig.4.3.b), ce rapport chute très rapidement à bas $m_{1/2}$ (de l'ordre de 10 % pour $m_{1/2} = 150$ GeV). Ceci est dû au fait que dans cette région, le $\tilde{\chi}_1^0$ est plutôt un état wino (dit *wino-like*) alors qu'ailleurs il est plutôt un état bino (dit *bino-like*). La composante *wino* induit un effet d'interférence constructive pour le calcul des diagrammes en présence d'un sneutrino et destructive en présence d'un slepton chargé. Il est évident que dans ce cas, une recherche à D0 deviendra plus délicate, puisque l'on obtiendra très souvent de l'énergie manquante dans l'état final (provenant des neutrinos) en lieu et place d'un signal clair à deux leptons chargés.

Par ailleurs, le couplage doit être suffisamment fort pour que la L.S.P. se désintègre dans le détecteur. La longueur moyenne de vol pour la L.S.P. est donnée par [169] (en mètres) :

$$c\gamma\tau_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq 3\gamma.10^{-3}(m_{\tilde{f}}/100GeV)^4.(1GeV/m_{\tilde{\chi}_1^0})^5(1/3\lambda')^2 \qquad (4.1)$$

où c est la vitesse de la lumière, γ le facteur de boost de Lorentz de la L.S.P., τ le temps

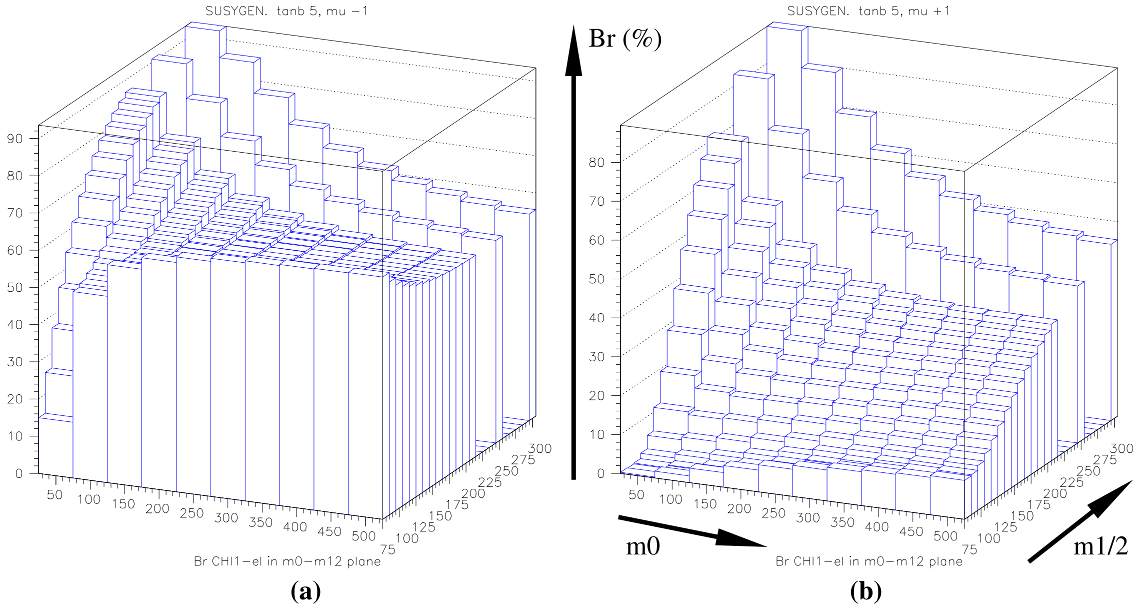


FIG. 4.3 – *Susygen, RPV : Rapport de branchement ($\tilde{\chi}_1^0 \to q, q', e^{\pm}$) en % via λ'_{122}, en fonction de m_0 et $m_{1/2}$ (GeV). $tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, (a) $\mu < 0$; (b) $\mu > 0$.*

de vie propre de la L.S.P., $m_{\tilde{f}}$ la masse du fermion impliqué dans le diagramme 4.2, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ la masse de la L.S.P., et λ le couplage de Yukawa considéré.

Pour que la L.S.P. se désintègre près du vertex d'interaction, on doit avoir :

$$c\gamma\tau_{\tilde{\chi}_1^0} < 1 \quad cm \tag{4.2}$$

et finalement :

$$\lambda' > 0.5\gamma^{1/2}(m_{\tilde{f}}/100GeV)^2(1GeV/m_{\tilde{\chi}_1^0})^{5/2} \tag{4.3}$$

Si on prend comme valeurs typiques $\gamma \sim 10$, $m_{\tilde{f}} \sim 300$ GeV, $\tilde{\chi}_1^0 \sim 40$ GeV (fig.4.3), on obtient une limite de l'ordre :

$$\lambda' > 0.0014 \tag{4.4}$$

Ce qui est bien en dessous des limites actuelles. Une fenêtre assez large est donc ouverte pour une recherche au TeVatron.

On peut également étudier la valeur minimum que le couplage λ'_{122} doit avoir pour que la L.S.P. ne s'échappe pas du détecteur, en fonction des paramètres mSugra m_0 et $m_{1/2}$. La figure 4.4 représente les lignes de niveau du couplage λ'_{122}, pour lesquelles la distance de vol de la L.S.P. est de 1 cm. Sur ces courbes, si le couplage est inférieur à la valeur indiquée, la L.S.P. s'échappera du détecteur. Rappelons que la limite supérieure actuelle de λ'_{122} est de 2.10^{-2}. Cette figure montre que la valeur minimale acceptable varie entre 1 et 2 ordres de grandeur au-dessous de cette limite. En outre, si λ'_{122} est vraiment petit ($\lesssim 10^{-5}$) et que la L.S.P. se désintègre en dehors du détecteur, la topologie des événements sera identique à un signal type Rp conservé. Il existe toutefois une fenêtre où la L.S.P. se désintègre dans le détecteur, si la distance de vol est comprise entre 1 cm et $\simeq$ 3 m. Une analyse avec recherche de vertex déplacés pourrait permettre d'observer cette région.

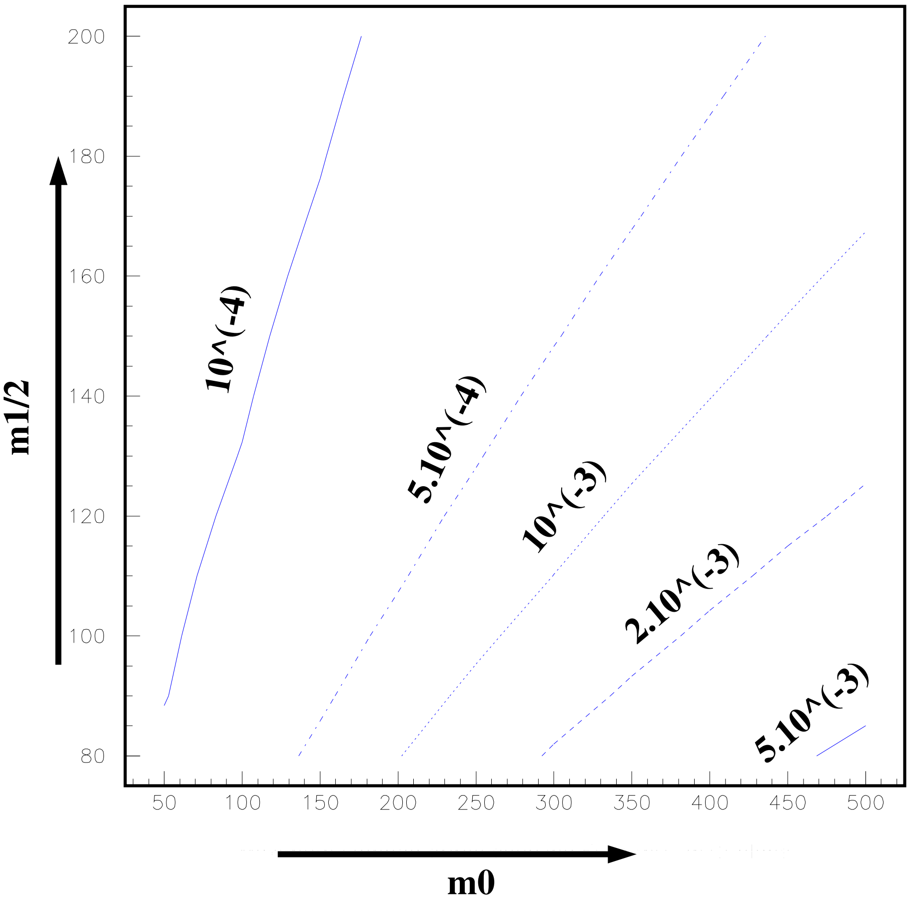


FIG. 4.4 – *Lignes de niveau du couplage λ'_{122} pour une distance de vol de la L.S.P. de 1cm. dans le plan m_0-$m_{1/2}$. $\tan\beta$=5 ; μ <0 ; A_0=0.*

4.1.3 Topologie des événements

Cette analyse suppose par ailleurs que les particules SUSY sont produites par paires en conservant la R-parité au niveau du vertex primaire. Les particules SUSY se désintègrent alors jusqu'à la L.S.P.. Enfin, les 2 L.S.P. obtenues se désintègrent en violant la R-parité. En ne prenant en compte que les produits de désintégrations des 2 L.S.P., l'état final est de 2 leptons plus 4 jets pour un couplage λ'.

On peut envisager également une production résonante de particules SUSY, (via un couplage λ' ou λ'' au TeVatron) [138], [139], [140], [153]. La production est dite *simple* puisqu'une seule particule SUSY est produite en violant la R-parité. Si le couplage est suffisamment fort, les sections efficaces peuvent être assez élevées (proportionnelles à λ'^2).

L'intérêt du premier type d'analyse est que celui-ci ne dépend pas du couplage (tant que les 2 L.S.P. se désintègrent dans le détecteur) ce qui permet d'explorer un domaine de valeurs de λ' plus large.

4.2 Contraintes sur les couplages λ, λ', λ'' et limites actuelles

Les 45 couplages RPV de Yukawa sont tous contraints expérimentalement, parfois très fortement (λ''_{112} par exemple, cf. tab. 4.1). En effet, de nombreux processus du Modèle Standard peuvent recevoir une contribution supplémentaire grâce à ces couplages λ, λ', λ'', par l'intermédiaire de particules SUSY virtuelles.

Ces limites dépendent très souvent linéairement de la masse de la particule SUSY impliquée dans le processus considéré. Sauf mention contraire, les limites présentées supposeront donc par convention une masse $\widetilde{m} \simeq 100$ GeV. Par exemple, une limite $\lambda'_{122} < 0.02$ signifie en fait :

$$\lambda'_{122} < 0.02 \times \frac{m_{susy}}{100\ GeV} \tag{4.5}$$

Passons en revue quelques processus. Pour un recensement complet de ces limites, on se référera à [155], [156], [157], [158].

4.2.1 Désintégration du proton

Une violation simultanée des nombres leptoniques et baryoniques par les couplages λ_{ijk}, λ'_{ijk} et λ''_{ijk} peut conduire à une désintégration du proton bien trop rapide par rapport aux limites actuelles (10^{25}) années [60]. On a la limite suivante :

$$|\lambda'_{11k}.\lambda''_{11k}| \quad < \quad 10^{-27} \tag{4.6}$$

De nombreuses autres contraintes de ce type existent [158], si bien que l'on suppose généralement qu'au moins un type de couplage, soit ceux ne conservant pas le nombre leptonique (λ_{ijk} et λ'_{ijk}), soit ceux ne conservant pas le nombre baryonique (λ''_{ijk}), est nul. En effet, si un et un seul nombre (baryonique ou leptonique) n'est pas conservé, la plupart de ces contraintes sur les produits de deux couplages disparaissent.

4.2.2 Universalité des courants chargés

Dans le Modèle Standard, le couplage des bosons $W^\pm$ aux quarks et aux leptons est parfaitement connu. Celui-ci pourrait être modifié dans le cas de l'existence d'un couplage λ_{ijk} ou λ'_{ijk}. Par exemple, on peut comparer des largeurs de désintégration Γ. Le rapport des désintégrations du pion $R_\pi = \frac{\Gamma(\pi\to e\nu)}{\Gamma(\pi\to\mu\nu)}$ impose des limites sur les couplages λ'_{ijk} (fig.4.5).

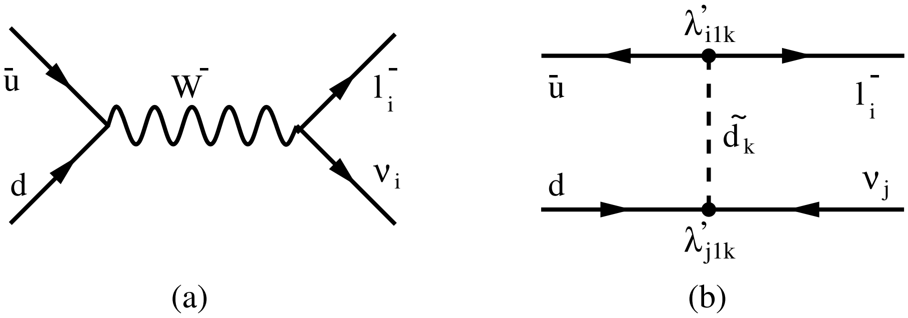


FIG. 4.5 – *Désintégration du π^- (a) par courant chargé (b) via des couplages λ'_{i1k} et λ'_{j1k}.*

4.2.3 Désintégration du τ

De même, la désintégration du τ en leptons e ou μ contraint les couplages λ_{ijk} via le rapport $R_\tau = \frac{\Gamma(\tau \to e\nu_e\nu_\tau)}{\Gamma(\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau)}$ (fig.4.6).

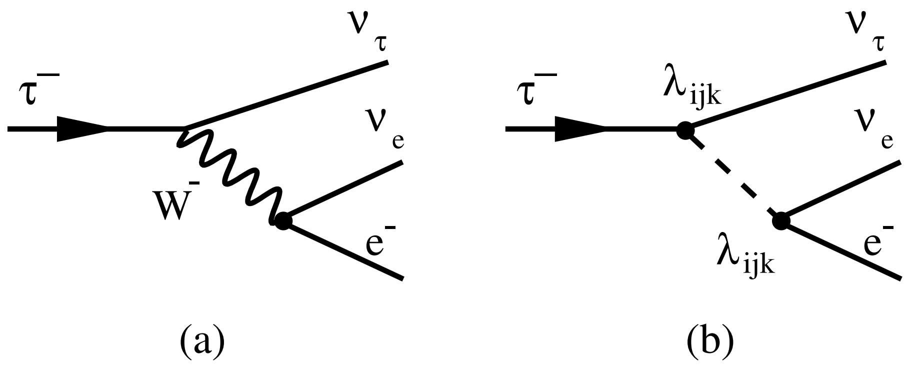


FIG. 4.6 – *Désintégration du τ^- (a) par courant chargé (b) via un couplage λ_{i1k}.*

D'autres désintégrations du τ semileptoniques ou en trois corps contribuent à poser des limites :

- $\tau \to ee\mu$, eee
- $\tau \to lmn$, avec $l = e, \mu$; $m = \pi^0, \eta, K^0$; $n = \rho^0, \omega, K^*, \phi$.

Ces processus imposent des limites en général sur des produits de deux couplages.

4.2.4 Masses des neutrinos et oscillations

Des expériences récentes sur les neutrinos ([146]) ont montré l'existence d'une oscillation entre différentes saveurs de neutrinos. Le corollaire de cette oscillation est une masse non nulle pour les neutrinos. Les couplages λ_{ijk} et λ'_{ijk} ainsi que le terme bilinéaire $\mu_i L_i H_u$ peuvent contribuer significativement à cette oscillation (fig.4.7). Une limite sur les masses se traduit donc par une limite sur les couplages.

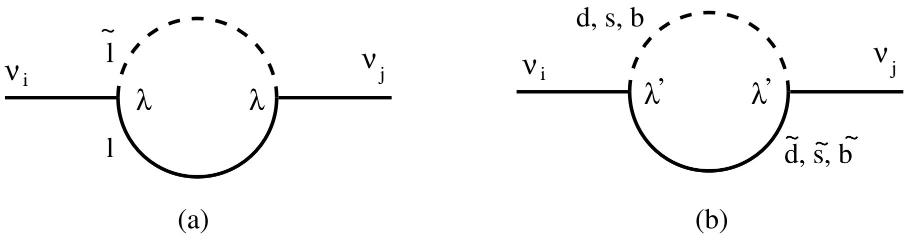


FIG. 4.7 – *Contributions de couplages λ_{ijk} (a) et λ'_{ijk} (b) à la masse du neutrino.*

4.2.5 Désintégration des mésons D et B

L'existence éventuelle de couplages violant la R-parité impliquerait de nouveaux diagrammes de désintégration pour de nombreux mésons (fig.4.8). Là encore, une comparaison entre les prédictions théoriques et les mesures expérimentales permet d'établir des limites sur les couplages. (fig.4.8)

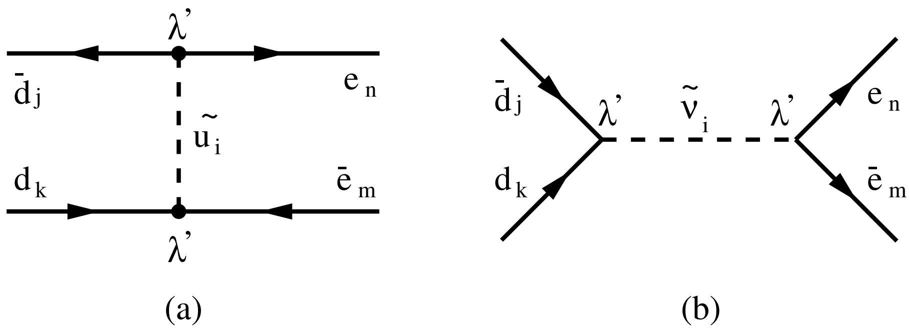


FIG. 4.8 – *Désintégration de mésons neutres en deux leptons chargés via un couplage λ'_{ijk}.*

4.2.6 Désintégration du quark top

En présence de certains couplages λ' ou λ'', le quark top pourrait se désintégrer en violant la R-parité (fig.4.9). Le Run II du TeVatron permettra d'explorer cette possibilité [141] [142] [143].

4.2.7 Violation de parité atomique (A.P.V.)

La violation de parité atomique est due, dans le Modèle Standard à l'interaction du boson Z (par courant neutre) entre un électron et le noyau. La RPV peut contribuer à augmenter cette violation de parité [158]. L'écart actuel entre les prédictions du Modèle Standard et les mesures expérimentales est d'environ $\pm 1.0\sigma$ [161].

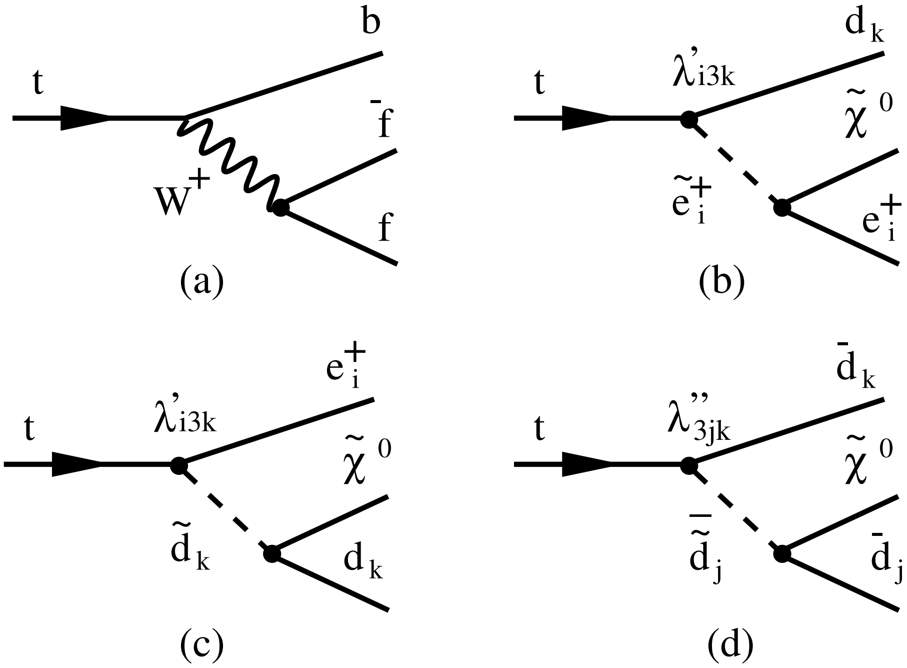


FIG. 4.9 – *Désintégration du quark top : (a) Modèle Standard, (b)(c) via un couplage λ'_{i3k}, (d) via un couplage λ''_{3jk}.*

4.2.8 Moment électrique dipolaire (E.D.M.)

Le moment dipolaire électrique est fortement contraint expérimentalement. La figure 4.10 montre une éventuelle contribution des couplages λ' à l'E.D.M.

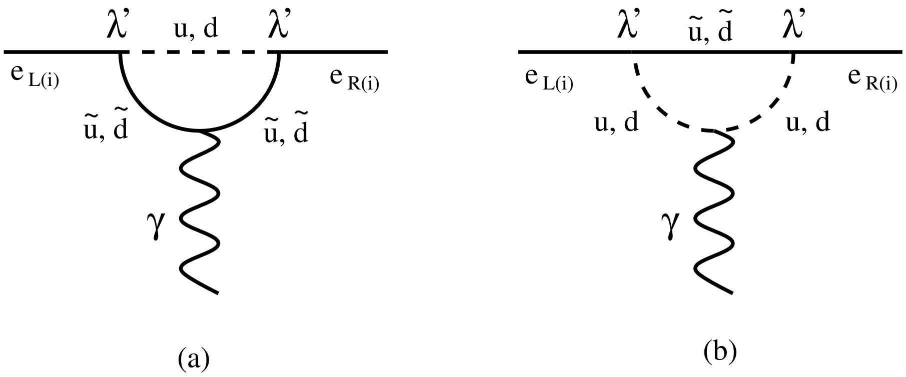


FIG. 4.10 – *E.D.M. : contributions du couplage λ' au moment dipolaire électrique. ($e_i = e, \mu, \tau$).*

4.2.9 Désintégration du Z

La présence des termes λ'_{i3k} ou λ''_{3j3} peut influer sur les rapports de largeurs : $R_b = \frac{\Gamma(Z\to b\bar{b})}{\Gamma(Z\to hadrons)}$ [159]. Les mesures du LEP permettent de contraindre les couplages.

4.2.10 Double désintégration β

L'observation d'une double désintégration β pourrait être expliquée par la présence du couplage λ'_{111} (fig.4.11). Ce processus contraint très fortement λ'_{111} [162].

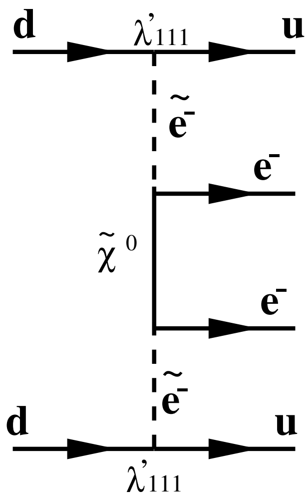


FIG. 4.11 – *Double désintégration β sans émission de neutrino par le couplage λ'_{111}.*

4.2.11 Synthèse des limites sur les couplages

Les tableaux 4.1 et 4.2 représentent les limites à 2σ sur l'ensemble des 45 couplages RPV. Le processus imposant la meilleure limite est également indiqué. À l'exception de quelques couplages (λ''_{112}, λ''_{113}, etc.), ces limites laissent ouvert un large domaine d'exploration, au TeVatron notamment.

4.3 Les générateurs Monte-Carlo pour la SUSY

Depuis 20 ans, les générateurs Monte-Carlo sont devenus des outils indispensables à la physique des particules. En particulier, dans les analyses de recherche de nouvelle physique, ils permettent à la fois de générer les événements standards et les événements du signal recherché. Ces codes sont devenus très complexes, devant prendre en compte un grand nombre de paramètres pour répondre aux exigences grandissantes de précision et de fiabilité.

$\lambda_{\mathbf{ijk}}$ (avec $\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik}$)			$\lambda''_{\mathbf{ijk}}$ (avec $\lambda''_{ijk} = -\lambda''_{jik}$)		
Couplage	**Limite**	**Processus, ref.**	**Couplage**	**Limite**	**Processus, ref.**
λ_{121}	0.049	CC univ.	λ''_{112}	10^{-6}	$NN \to K's$ [163]
λ_{122}	0.049	CC univ.	λ''_{113}	10^{-5}	oscillation $n\bar{n}$
λ_{123}	0.049	CC univ.	λ''_{123}	1.25	unitarité [163]
λ_{131}	0.062	$\Gamma(\tau \to e\nu\bar{n}u)/\Gamma(\tau \to \mu\nu\bar{n}u)$	λ''_{212}	1.25	unitarité
λ_{132}	0.062	$\Gamma(\tau \to e\nu\bar{n}u)/\Gamma(\tau \to \mu\nu\bar{n}u)$	λ''_{213}	1.25	unitarité
λ_{133}	0.003	masse du ν_e [1]	λ''_{223}	1.25	unitarité
λ_{231}	0.06	$\Gamma(\tau \to e\nu\bar{n}u)/\Gamma(\tau \to \mu\nu\bar{n}u)$	λ''_{312}	10^{-5}	oscillation $n\bar{n}$
λ_{232}	0.06	$\Gamma(\tau \to e\nu\bar{n}u)/\Gamma(\tau \to \mu\nu\bar{n}u)$	λ''_{313}	10^{-5}	oscillation $n\bar{n}$
λ_{233}	0.06	$\Gamma(\tau \to e\nu\bar{n}u)/\Gamma(\tau \to \mu\nu\bar{n}u)$	λ''_{323}	0.50	Γ_l^Z/Γ_h^Z, LEP1

TAB. 4.1 – *Limites à 2σ à l'échelle électrofaible sur les couplages λ_{ijk} et λ''_{ijk}. Si la référence n'est pas indiquée, se reporter à [155], [156], [157] et [158].*

$\lambda'_{\mathbf{1jk}}$			$\lambda'_{\mathbf{2jk}}$			$\lambda'_{\mathbf{3jk}}$		
Coupl.	**Limite**	**Processus**	**Coupl.**	**Limite**	**Processus**	**Coupl.**	**Limite**	**Processus**
λ'_{111}	0.00035	$(\beta\beta)_{0\nu}$	λ'_{211}	0.09	R_π	λ'_{311}	0.10	$\tau_- \to \pi^-\nu_\tau$
λ'_{112}	0.02	CC univ.	λ'_{212}	0.09	R_π	λ'_{312}	0.10	$\tau_- \to \pi^-\nu_\tau$
λ'_{113}	0.02	CC univ.	λ'_{213}	0.09	R_π	λ'_{313}	0.10	$\tau_- \to \pi^-\nu_\tau$
λ'_{121}	0.035	APV	λ'_{221}	0.18	D decay	λ'_{321}	0.20	$D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$
λ'_{122}	0.02	masse ν_e	λ'_{222}	0.18	D decay	λ'_{322}	0.20	$D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$
λ'_{123}	0.20	$D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$	λ'_{223}	0.18	D decay	λ'_{323}	0.13	Zbb[159]
λ'_{131}	0.035	APV	λ'_{231}	0.22	ν_μ d.i.	λ'_{331}	0.48	R_τ, (LEP)
λ'_{132}	0.34	R_e, (LEP)	λ'_{232}	0.36	R_μ	λ'_{332}	0.48	R_τ, (LEP)
λ'_{133}	0.0007	masse ν_e	λ'_{233}	0.15	$Zb\bar{b}$[159][2]	λ'_{333}	0.15	$Zb\bar{b}$[159]

TAB. 4.2 – *Limites à 2σ à l'échelle électrofaible sur les couplages λ'_{ijk}. Si la référence n'est pas indiquée, se reporter à [155], [156], [157] et [158].*

4.3.1 Caractéristiques et exigences pour un générateur SUSY

Voici quelques éléments importants pour comparer les générateurs entre eux.

- Types de collisions : quelles sont les collisions disponibles (e^+e^-, $p\bar{p}$, etc.) ?
- Fonctions de distributions des partons : la plupart des générateurs utilisent aujourd'hui la routine PDFLIB [170], calculant les fonctions de distribution de partons.
- Hadronisation : pour obtenir une simulation satisfaisante d'une collision à haute énergie, il faut savoir décrire correctement l'hadronisation. On entend par là tout ce qui concerne les radiations avant (I.S.R.) et après (F.S.R.) le processus "dur", ainsi que l'habillage des partons produits en hadrons. On trouve des approches assez différentes d'un générateur à l'autre (*string model*, *cluster model*, fragmentation indépendante).
- équations du groupe de renormalisation (R.G.E.) : comme l'étude qui suivra ce chapitre se fera dans le cadre du modèle mSugra, il est nécessaire de disposer d'un programme calculant les R.G.E. et donc les masses de toutes les particules SUSY. Pour l'instant, aucun de ces programmes n'inclue les effets de la RPV.
- R.P.V. : la R.P.V. possède une phénoménologie spécifique, exigeant la désintégration de la L.S.P., les désintégrations directes des autres particules SUSY, ou encore la production simple de particules SUSY.

Les différentes caractéristiques des principaux générateurs $p\bar{p}$ sont résumées dans le tableau 4.3.

4.3.2 Les différents générateurs disponibles

Il existe principalement 4 générateurs Monte-Carlo ayant la possibilité de générer des événements SUSY pour un collisionneur hadronique. Leurs différentes caractéristiques sont résumées dans le tableau 4.3.

Isajet

Ce générateur a été écrit par H. Baer, F.E. Paige, S.D. Protopopescu et X. Tata [171].

Il a l'avantage d'être robuste, d'avoir été abondamment utilisé au Run I, et de posséder un grand nombre de processus. Les modèles SUSY disponibles sont le MSSM contraint, mSugra, GMSB et AMSB. Il dispose également d'une routine calculant les R.G.E. (et donc le spectre complet des masses des particules SUSY), *Isasusy* [172]. Son point faible est l'hadronisation qui est effectuée par fragmentation indépendante. Par ailleurs, il ne dispose pas d'options en RPV, que ce soient les productions résonantes ou les désintégrations directes. Certaines versions privées permettent toutefois de faire désintégrer "à la main" la L.S.P.[151].

Pythia

Conçu principalement par T. Sjöstrand [174], *Pythia* a été développé pendant plus de 15 ans. La plupart des bruits de fond standard sont engendrés avec *Pythia* au TeVatron. Son point fort est l'hadronisation, beaucoup plus sophistiquée que celle d'*Isajet*, utilisant le modèle dit de *string model*.

Pythia n'était pas à l'origine dédié à la Supersymétrie, mais dorénavant, la plupart des processus de production y sont inclus. Son programme de calcul des R.G.E. (*Spythia*) est rudimentaire mais *Pythia* peut être interfacé avec *Isasusy*. *Pythia* n'inclut pas la RPV dans sa version officielle. Il existe toutefois des versions privées [175] qui proposent cette option.

Herwig

Herwig est un programme relativement récent, spécifiquement dédié aux collisionneurs hadroniques. La dernière version d'*Herwig* inclut dorénavant les processus en RPV et les collisions e^+e^-. Un effort particulier a été porté sur l'hadronisation, utilisant un modèle [177] dit de *cluster*. Il ne dispose pas de routines propres pour le calcul des R.G.E.. Il fait appel à *Isasuy*.

Susygen

Susygen [178] a d'abord été un générateur pour les collisionneurs e^+e^- et a été largement utilisé au LEP. Il est exclusivement réservé à la SUSY et aux dimensions supplémentaires. Il a été récemment développé pour les collisionneurs $p\bar{p}$ par E. Perez [181]. L'hadronisation est effectuée par les routines de *Pythia*. Susygen intègre tous les éléments nécessaires à l'étude de processus en RPV (productions résonantes, désintégration en RPV et rapports de branchement de toutes les particules SUSY). Il est interfacé avec *Suspect* [180], programme qui calcule les R.G.E.

Mon travail a consisté à tester cette version $p\bar{p}$. Il a fallu adapter les codes masses des particules au nouveau standard StdHep, corriger quelques *bugs*, en particulier la filiation des particules au cours de l'hadronisation, et l'adapter à *Pythia* 6.00 (changement de *COMMON*, de routines, passage des variables en double précision, etc.). La figure 4.12 représente la structure de la simulation de *Susygen* au *root-tuple* final.

Par rapport à *Herwig* qui peut sembler lui aussi compétitif en matière de RPV, *Susygen* présente également l'avantage de fournir les sections efficaces processus par processus. Par exemple, *Herwig* ne donne en sortie qu'une section efficace globale pour la production de paires de charginos et/ou neutralinos alors que *Susygen* calcule séparément par les sections efficaces de $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_1^-\tilde{\chi}_1^+$, $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$ etc.

J'ai également comparé ses résultats avec d'autres générateurs (masses, sections efficaces, multiplicité, topologie, etc.) pour validation. C'est le générateur qui a été utilisé dans cette thèse.

Générateur	Susygen	Isajet	Pythia	Herwig
Collisions				
e^+e^-	**oui**	**oui**	**oui**	**oui**
$\mu^+\mu^-$	**oui**	non	non	non
ep	**oui**	**oui**	**oui**	**oui**
pp	**oui**	**oui**	**oui**	**oui**
$p\bar{p}$	**oui**	**oui**	**oui**	**oui**
Modèles				
mSugra	**oui**	**oui**	**oui**	**oui**
MSSM	**oui**	**oui**	**oui**	**oui**
GMSB	**oui**	**oui**	non	non
AMSB	non	**oui**	non	non
dim. suppl.	**oui**	**oui**	non	non
L.S.P.				
$\tilde{\chi}_1^0$	**oui**	**oui**	**oui**	**oui**
$\tilde{\nu}$	**oui**	non	non	non
$\tilde{G}$	**oui**	**oui**	**oui**	**oui**
Faisceau polarisé	**oui**	**oui**	non	non
Fonctions de structures	PDFLIB	PDFLIB	PDFLIB	PDFLIB
Hadronisation	Pythia	indépendante	*string*	*cluster*
Corrélations de spins	**oui**	non	non	non
Phases SUSY	**oui**	non	non	non
RPV	**oui**	non	non	**oui**
Désintégration L.S.P.	**oui**	non	non	**oui**
Désintégrations directes	**oui**	non	non	**oui**
Productions simples	**oui**	non	non	**oui**
Mélange des sfermions	**oui**	3^e génération	**oui**	3^e génération
Scan SUSY	**oui**[1]	non	non	non

TAB. *4.3 – Caractéristiques des différents générateurs.*

[1] *Dans la version autonome seulement.*

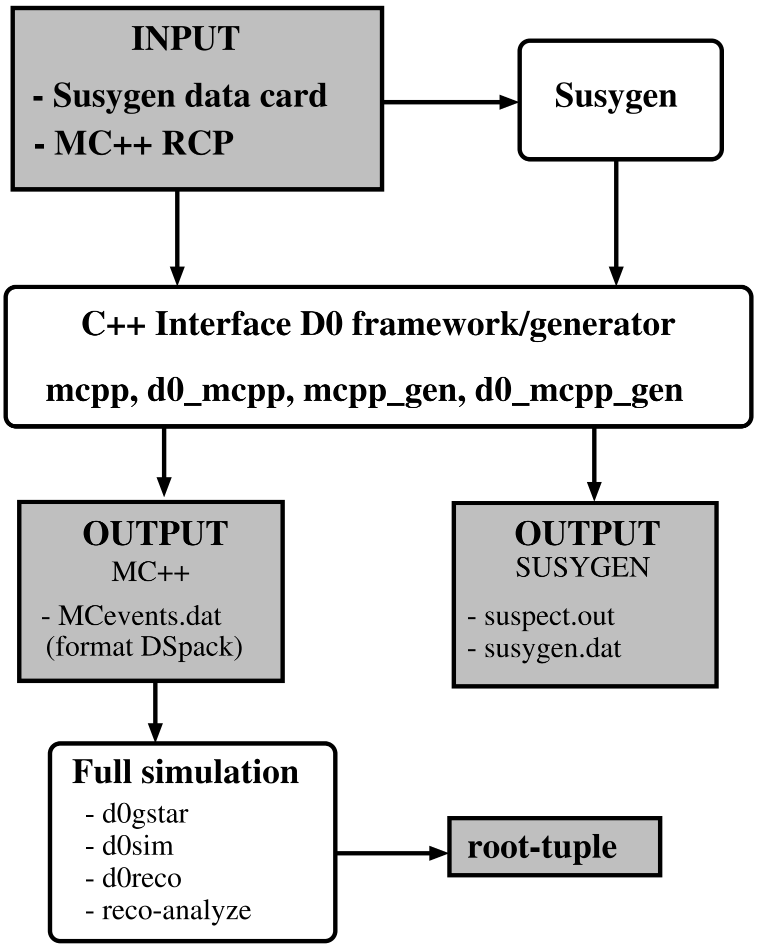


FIG. *4.12 – Interface Susygen avec l'environnement de D∅ et chaîne de simulation.*

4.3.3 Équations du groupe de renormalisation (R.G.E.) et le programme *Suspect*

En amont de la génération d'événements supersymétriques, il est nécessaire de calculer les masses de tout le spectre SUSY. On a vu que dans le cadre du modèle mSugra, 5 paramètres libres subsistaient, mais suffisaient pour déterminer les masses des particules SUSY et des bosons de Higgs, à l'aide des R.G.E.. Ces équations sont malheureusement très complexes et un certain nombre d'approximations ou d'hypothèses simplificatrices sont nécessaires pour les calculs. Différents programmes sont disponibles, avec des performances et des résultats variables.

- Spythia : ce code résout les R.G.E. semi-analytiquement. Bien que rapide, ses résultats sont approximatifs.
- Suspect : ce code a été développé par le G.D.R. SUSY [180]. Il utilise l'algorithme de Runge-Kutta au 4^{e} ordre pour résoudre les R.G.E. numériquement.

- Isasusy : il utilise également Runge-Kutta. Sa principale différence avec Suspect est une prise en compte moins précise des seuils [3] dans l'évolution des R.G.E.

Les résultats de Suspect et d'Isasusy devraient être relativement similaires. Ce sera l'objet des parties suivantes.

4.3.4 Balayage dans l'espace des paramètres

Pour ces comparaison, un balayage dans l'espace des paramètres a été effectué, à l'aide des générateurs *Susygen* et *Isajet*. Les valeurs attribuées aux paramètres sont les suivantes :

$$\begin{aligned} m_0 &= 100,\ 150,\ 200,\ 250,\ 300,\ 350,\ 400,\ 500 \\ m_{1/2} &= 100,\ 120,\ 140,\ 160,\ 180,\ 200,\ 240,\ 260,\ 350 \\ sign\mu &= +1,\ -1 \\ \tan\beta &= 2,\ 5,\ 7,\ 10,\ 15,\ 20,\ 30 \\ A_0 &= 0 \end{aligned} \tag{4.7}$$

Ces paramètres ont étés choisis pour se situer dans la région typiquement accessible au Run II du TeVatron. Les valeurs $\tan\beta < 2$ sont exclues par le LEP [121].

4.3.5 Spectres de masse

Cette section compare les spectres de masses calculés par *Susygen* (*Suspect*) et *Isajet* (*Isasusy*) en mSugra. Pour cela, on confronte l'évolution des masses des particules SUSY (ainsi que le boson de Higgs h) en fonction des paramètres mSugra les plus pertinents.

Masse du boson de Higgs h

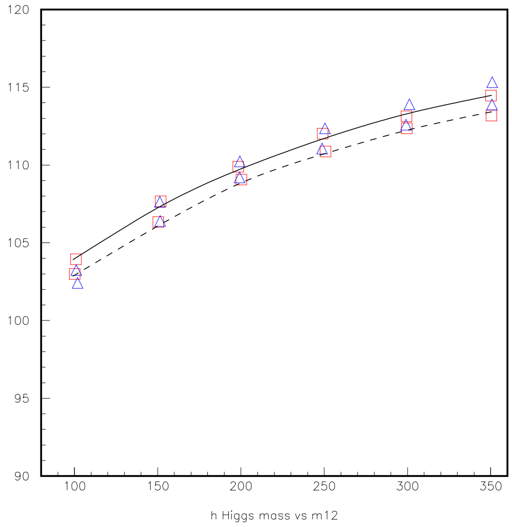
Dans le cadre du MSSM, la limite du LEP sur la masse m_h est de $m_h > 91.0$ GeV à 95% C.L. [118], [119]. Mais une masse entre 91 et 110 GeV est peu favorisée dans le plan (m_h,m_A).

La figure 4.13 montre l'évolution de la masse m_h en fonction de $m_{1/2}$ (a) et de $\tan\beta$ (b). Cela nous permet d'estimer les valeurs "favorables" de $m_{1/2}$ et $\tan\beta$, $m_{1/2} \gtrsim 200$ GeV et $\tan\beta \gtrsim 5$.

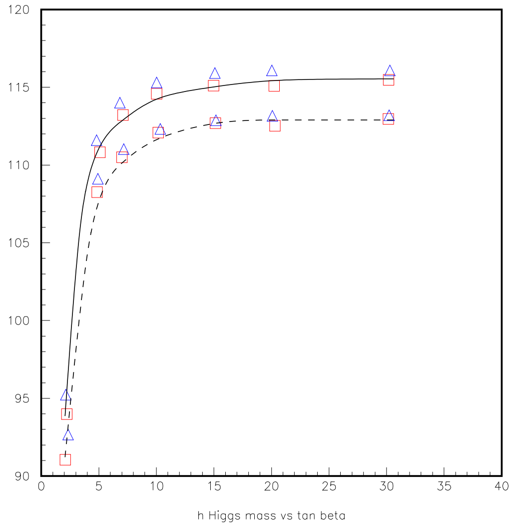
Par ailleurs, les résultats de la Masse du boson de Higgs en fonction de $\tan\beta$ dépendent très fortement de la masse du Top. Typiquement, l'erreur sur m_t entraîne une incertitude sur la figure 4.13 de l'ordre de 5 GeV [79].

On notera enfin que l'accord entre les prédictions des deux programmes est excellent (supérieur à 1 %).

[3]. Ces seuils correspondent aux échelles d'énergies où les particules SUSY apparaissent.



(a)



(b)

FIG. *4.13 – Susygen/Isajet : (a) Masse du boson de Higgs* h *(GeV) en fonction de* $m_{1/2}$ *(GeV). Susygen (carrés) et Isajet (triangles).* m_0*=300 GeV ;* $\tan\beta$*=10 ;* μ *<0 (tirets) et >0 (traits pleins).*
(b) Masse du boson de Higgs h *en fonction de* $\tan\beta$*. Susygen (carrés) et Isajet (triangles).* m_0*=300 GeV ;* $m_{1/2}$*=250 (tirets) et =350 (traits pleins) ;* μ *>0.*

Masse du $\tilde{\chi}_1^0$

La figure 4.14 représente la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ dans le plan (m_0, $m_{1/2}$), pour (a) $\mu < 0$ et (b) $\mu > 0$. L'influence de m_0 est pratiquement négligeable pour $\mu < 0$ (cf. eq. 3.161). En revanche $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ augmente pratiquement linéairement avec $m_{1/2}$ (fig. 4.15, (a)).

On notera que les résultats combinés du LEP imposent une limite sur $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ [120]. En R-parité conservée, en mSugra, pour $A_0 = 0$ et $m_0 < 1$ TeV, on a

$$m_{\tilde{\chi}_1^0} > 58.6\ GeV \quad pour \quad m_t = 175\ GeV \tag{4.8}$$
$$m_{\tilde{\chi}_1^0} > 52.0\ GeV \quad pour \quad m_t = 180\ GeV \tag{4.9}$$
(4.10)

Les derniers résultats en R.P.V., ne sont que préliminaires, mais sont de l'ordre de $\tilde{\chi}_1^0 \gtrsim 40.0$ GeV, pour tous les couplages λ' [121], [122].

Masses des neutralinos et des charginos

La figure 4.15 compare l'évolution des masses (a) $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, (b) $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, (c) $m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$, (d) $m_{\tilde{\chi}_3^0}$ en fonction de m_0. Les figures (c) et (d) présentent un désaccord pour $m_0 \simeq 500$ GeV. *Susygen* prévoit une masse de l'ordre de 15 % inférieure à *Isajet*. Il est très difficile de comprendre d'où proviennent ces différences, les méthodes numériques des deux pro-

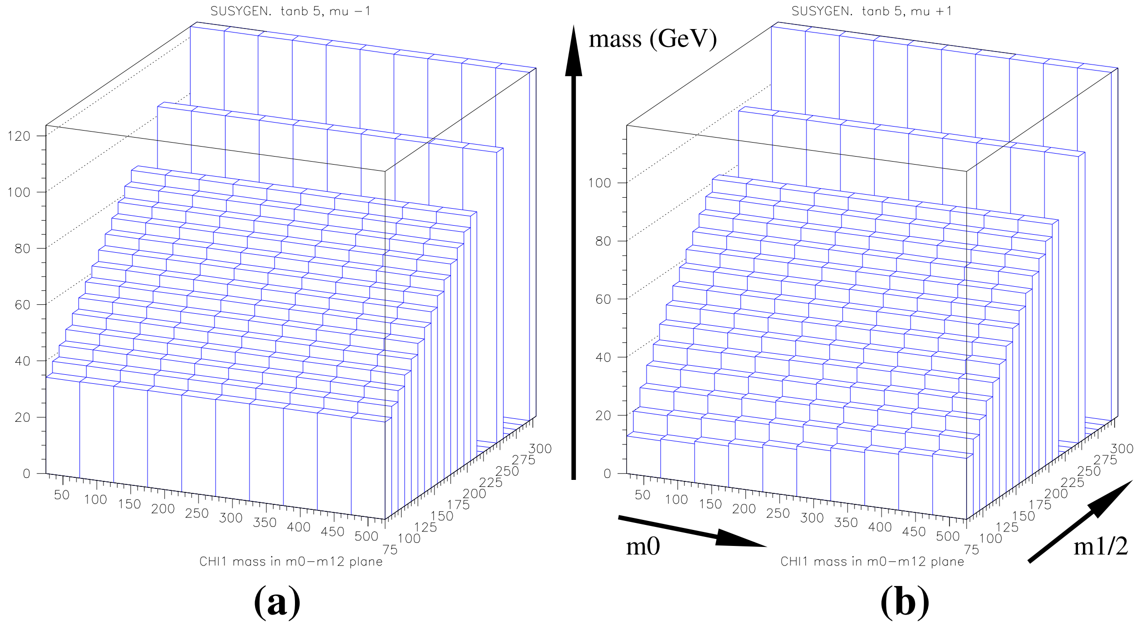


FIG. 4.14 – *Susygen, RPV : masse du* $\tilde{\chi}_1^0$ *(GeV), en fonction de* m_0 *et* $m_{1/2}$ *(GeV).* $tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, *(a)* $\mu < 0$. *(b)* $\mu > 0$.

grammes étant assez proches. Cela ne peut que nous guider pour évaluer l'incertitude sur ces prédictions.

Masse des squarks

La figure 4.16 compare l'évolution de la masse du squark $\tilde{u}_L$ en fonction de $m_{1/2}$ pour 3 valeurs de m_0. Le désaccord atteint 10 % pour $m_{1/2} \simeq 250$ GeV. Cette fois, c'est *Susygen* qui prédit une masse supérieure.

Masse des gluinos

La figure 4.17 compare l'évolution de la masse des gluinos en fonction de (a) $m_{1/2}$ et de (b) m_0. Le désaccord est d'environ 10% à $m_{1/2} \simeq 250$ GeV.

4.3.6 Sections efficaces

On peut également comparer les générateurs au niveau du calcul des sections efficaces, pour les processus susceptibles d'être dominants au TeVatron. Les P.D.F utilisés sont CTEQ4 pour les deux générateurs. La figure 4.18 représentent les principaux diagrammes de productions pour les squarks (a, b) et les jauginos (c, d).

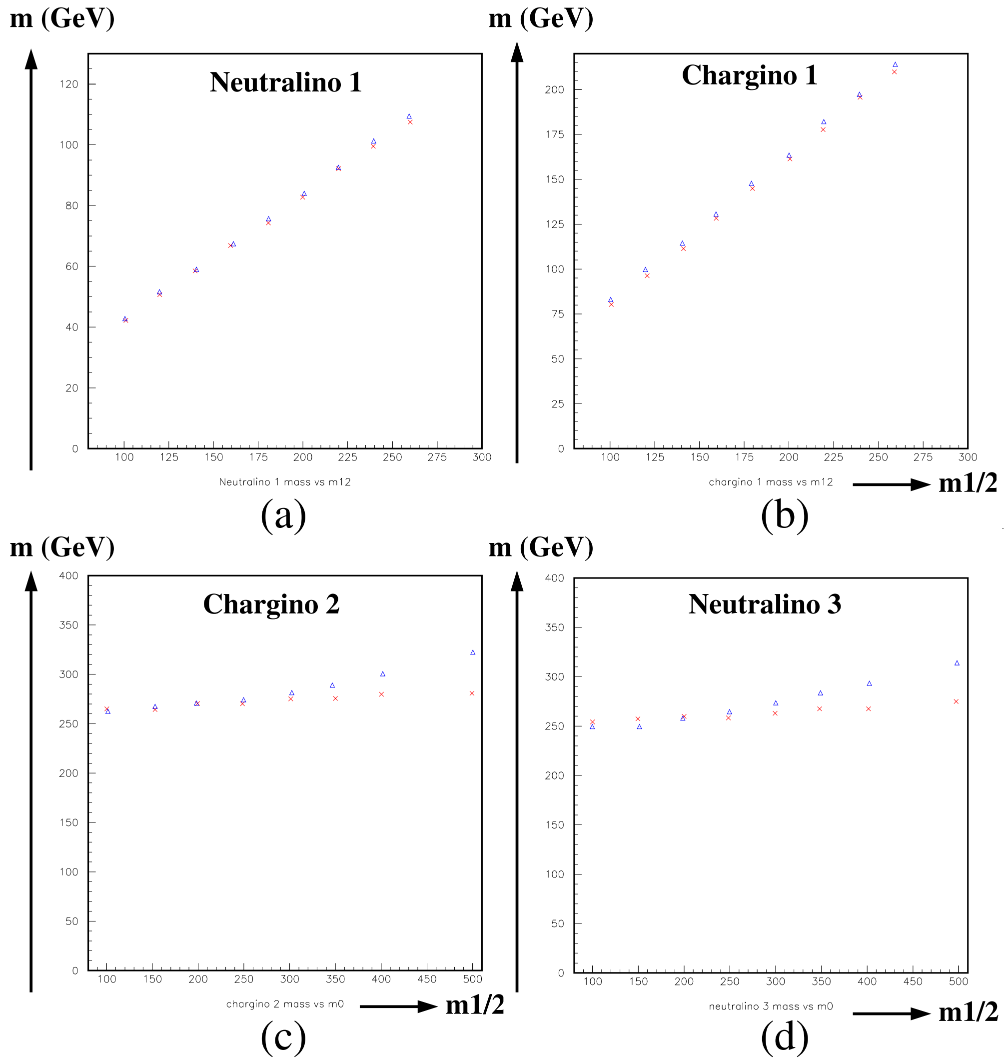


FIG. *4.15 – Susygen/Isajet : (a) masse du $\tilde{\chi}_1^0$ (GeV) en fonction de $m_{1/2}$ (GeV). Susygen (croix) et Isajet (triangles). m_0= 300 GeV ; $\tan\beta$ = 5 ; $\mu < 0$; A_0 = 0. ;*
(b) masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ (GeV) en fonction de $m_{1/2}$. Susygen (croix) et Isajet (triangles). m_0= 300 GeV ; $\tan\beta$ = 5 ; $\mu < 0$; A_0 = 0. ;
(c) masse du $\tilde{\chi}_2^\pm$ (GeV) en fonction de $m_{1/2}$. Susygen (croix) et Isajet (triangles). m_0= 300 GeV ; $\tan\beta$ = 5 ; $\mu < 0$; A_0 = 0. ;
(d) masse du $\tilde{\chi}_3^0$ (GeV) en fonction de $m_{1/2}$. Susygen (croix) et Isajet (triangles). m_0= 300 GeV ; $\tan\beta$ = 5 ; $\mu < 0$; A_0 = 0.

Production de paires de jauginos

La figure 4.19 représente la section efficace de production de paires de neutralinos et charginos (toutes les combinaisons, $\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$; $\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^\pm$; $\tilde{\chi}^\pm\tilde{\chi}^\pm$), en fonction de $m_{1/2}$ pour différentes valeurs de m_0, $\tan\beta$ et μ.

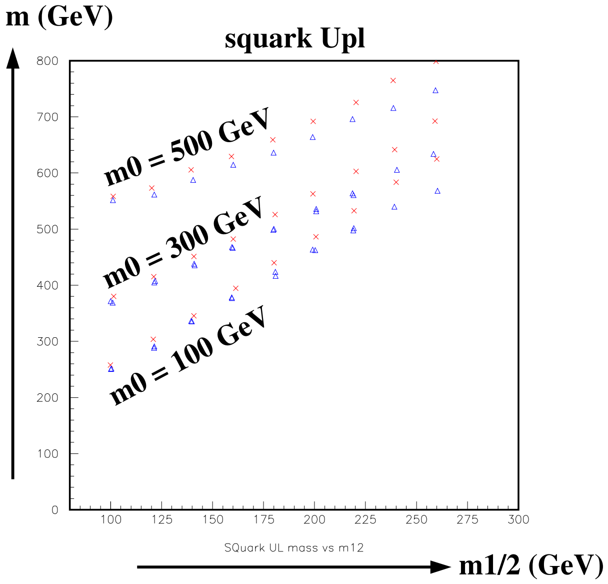


FIG. *4.16 – Susygen/Isajet : masse du squark* $\tilde{u}_L$ *(GeV) en fonction de* $m_{1/2}$ *(GeV). Susygen (croix) et Isajet (triangles).* m_0*=100 (bas), 200 (milieu), 300 (haut) ;* $\tan\beta$ *= 5 ;* A_0 *= 0.*

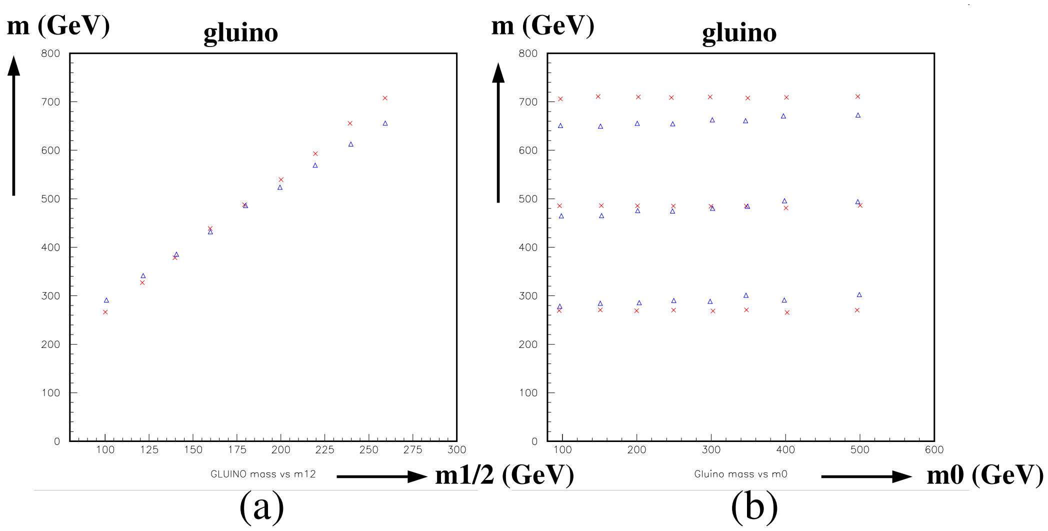


FIG. *4.17 – Susygen/Isajet : (a) masse du gluino (GeV) en fonction de* $m_{1/2}$ *(GeV). Susygen (croix) et Isajet (triangles).* m_0*= 300 ;* $\tan\beta$ *= 5 ;* A_0 *= 0. ;*
(b) masse du gluino en fonction de m_0*. Susygen (croix) et Isajet (triangles).* $m_{1/2}$*= 100 (bas), 200 (milieu), 300 (haut) ;* $\tan\beta$ *= 5 ;* A_0 *= 0.*

Susygen a tendance à prévoir des sections efficaces plus élevées qu'*Isajet*, de l'ordre de 10%. Ce désaccord ne provient pas du calcul des masses des charginos et des neutralinos. En effet, les particules produites sont essentiellement des $\tilde{\chi}_1^0$ et des $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ [125], pour

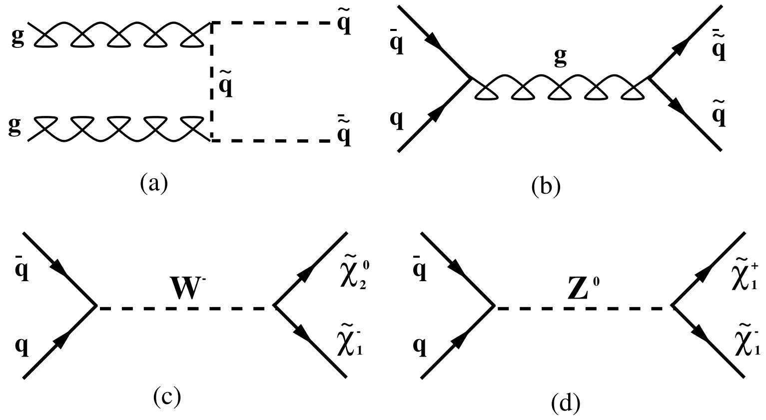


FIG. *4.18 – SUSY : principaux diagrammes de production de paires de particules supersymétriques. (a) paire de squarks dans la voie t. (b) paire de squarks dans la voie s. (c) paire de chargino 1 - neutralino 2. (d) paire de charginos 1.*

lesquelles les deux générateurs prévoient des masses très proches (fig. 4.15).

Production de paires de squarks

Le paramètre déterminant de la section efficace de paires de squarks est la masse des squarks [126], [127]. Cette remarque est valable également pour les stops et les gluinos. La figure 4.20 montre l'évolution de la section efficace de paire de squarks et de squarks-antisquarks (stop excepté) en fonction de la masse du squark $\widetilde{u}_L$. Il y a un bon accord entre les deux générateurs. Une section efficace de 0.1 pb correspond à une masse de 380 GeV.

Production de paires de stops

Comme on l'a vu, le stop peut être beaucoup plus léger que les autres squarks, du fait du fort couplage de Yukawa du quark top. La figure 4.21 montre l'évolution de la section efficace [128] de production de paires de stops en fonction de la masse du $\widetilde{t}_1$.

Production de paires de gluinos

La figure 4.22 représente l'évolution de la section efficace de production de paires de gluinos en fonction de leur masse [127]. Celle-ci tombe à 0.1 pb pour une masse de 300 GeV.

Courbes d'isomasses et processus dominants

Il est intéressant de connaître la nature du processus dominant selon l'endroit où l'on se place dans l'espace des paramètres, entre la production de paires de jauginos,

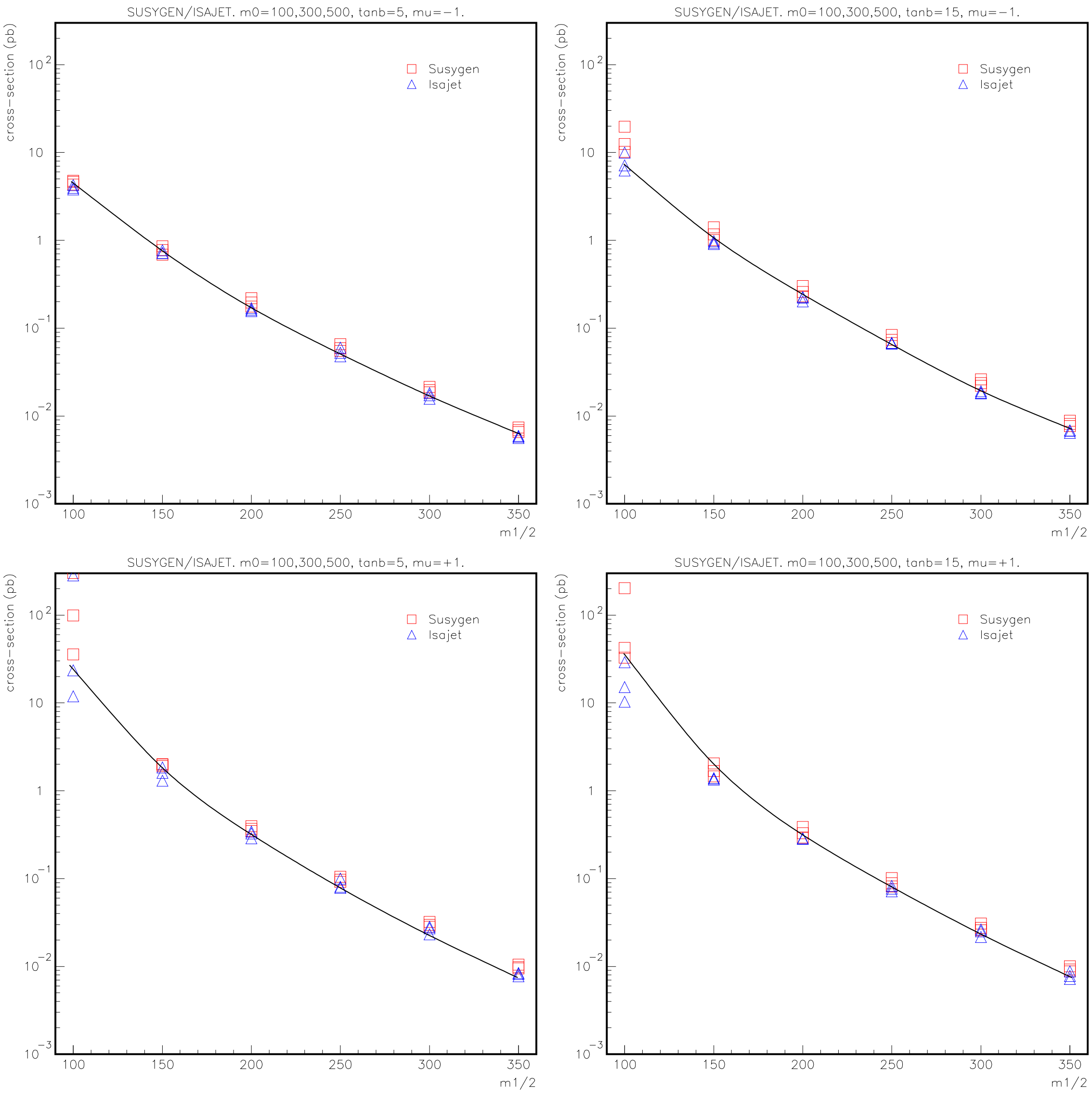


FIG. *4.19 – Susygen/Isajet : sections efficaces (pb) de production de paires de neutralinos et charginos ($\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$; $\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^\pm$; $\tilde{\chi}^\pm\tilde{\chi}^\pm$) en fonction de $m_{1/2}$ (GeV). m_0= 100, 300, 500 ; $\tan\beta$=5 (gauche) et =15 (droite) ; μ <0 (haut) et >0(bas) ; A_0=0. Susygen (carrés) et Isajet (triangles).*

de squarks, de gluinos ou de sleptons. Contrairement à une idée reçue, la production de squarks et de gluinos est rarement dominante dans l'espace des paramètres.

La figure 4.23 représente les lignes de niveau des squarks et des $\tilde{\chi}_1^0$ dans le plan (m_0-$m_{1/2}$), pour $\tan\beta$=5 ; μ <0 ; A_0=0. Comme nous le montrent les équations 3.161 et 3.165-3.175, ainsi que les figures 4.14 et 4.16, les masses des jauginos dépendent essentiellement de $m_{1/2}$ alors que la masse des squarks dépend à la fois m_0 et de $m_{1/2}$. Or comme le montre la figure 4.20, la section efficace de production de paires de squarks dépend prin-

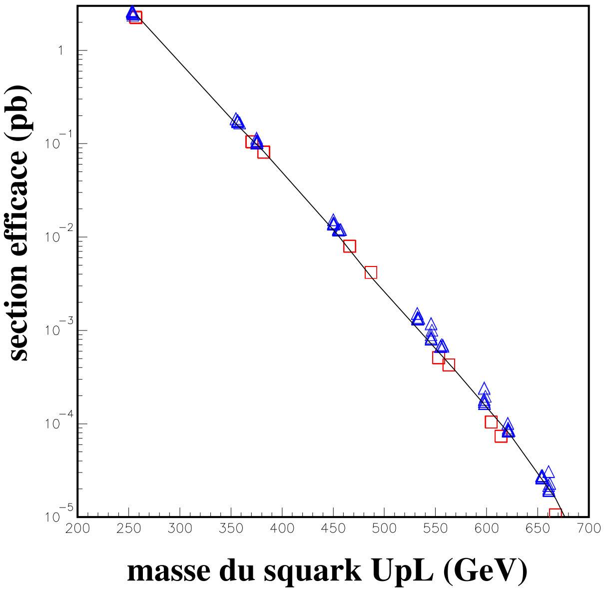


FIG. *4.20 – Susygen/Isajet : sections efficaces (pb) de production de paires de squarks et de squarks-antisquarks en fonction de la masse du squark* $\widetilde{u}_L$ *(GeV). Susygen (carrés) et Isajet (triangles).* m_0*= 100, 300, 500 ;* $m_{1/2}$*= 100, 150, 200, 250, 300, 350 ;* μ *<0, >0 ;* $\tan\beta$ *= 2, 5, 7 ,10, 15, 20, 30 ;* A_0 *= 0.*

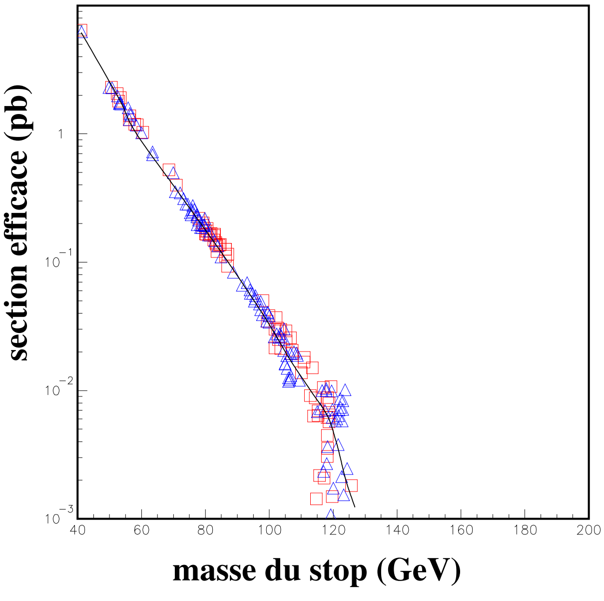


FIG. *4.21 – Susygen/Isajet : sections efficaces (pb) de production de paires stops en fonction de la masse du stop* $\widetilde{t}_1$ *(GeV). Susygen (carrés) et Isajet (triangles).* m_0*= 100, 300, 500 ;* $m_{1/2}$*= 100, 150, 200, 250, 300, 350 ;* μ *<0, >0 ;* $\tan\beta$ *= 2, 5, 7 ,10, 15, 20, 30 ;* A_0 *= 0.*

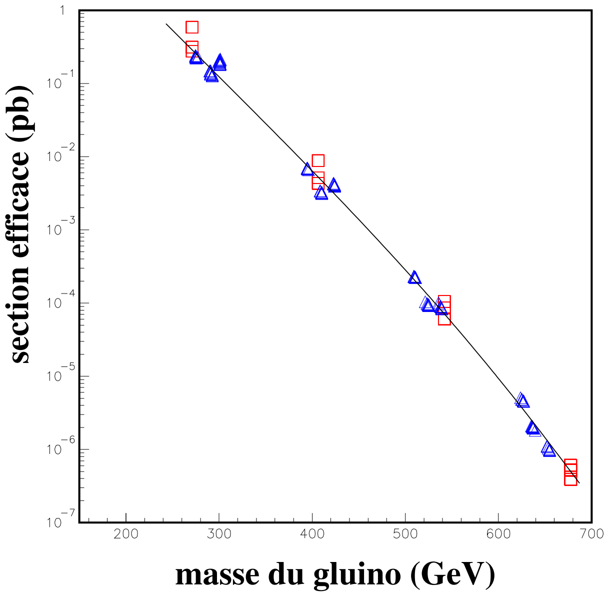


FIG. *4.22 – Susygen/Isajet : sections efficaces (pb) de production de paires de gluinos en fonction de la masse du gluino $\tilde{g}$ (GeV). Susygen (carrés) et Isajet (triangles). m_0= 100, 300, 500 ; $m_{1/2}$= 100, 150, 200, 250, 300, 350 ; μ <0, >0 ; $\tan\beta$ = 2, 5, 7 ,10, 15, 20, 30 ; A_0 = 0.*

cipalement de leur masse. Autrement dit, les courbes d'isomasses des squarks possèdent une section efficace de paire de squarks constante. Donc les régions où la production de squarks peut dominer par rapport à celles des jauginos, se trouvent à bas m_0.

La figure 4.24 représente les lignes de niveau des masses du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$, du $\tilde{\chi}_1^0$, du Higgs h et du $\tilde{e}_R$. Les limites de masses du LEP sur ces particules (en R.P.V. avec un couplage λ') ont été représentées.

La figure 4.25 représente les sections efficaces (obtenues avec *Susygen*) de production des différentes paires de particules SUSY ($\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$, $\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^{\pm}$, $\tilde{\chi}^{\pm}\tilde{\chi}^{\pm}$, $\tilde{t}\bar{\tilde{t}}$, $\tilde{q}\bar{\tilde{q}}$ et $\tilde{q}\tilde{q}$, $\tilde{q}\tilde{g}$, $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{l}\bar{\tilde{l}}$), en fonction de $m_{1/2}$, pour $m_0 = 100$ GeV, pour différentes valeurs de $\tan\beta$ et μ. La figure 4.26 représente les mêmes courbes, mais pour $m_0 = 300$ GeV. Ces courbes appellent quelques remarques :

- $m_{1/2}$ est le paramètre le plus significatif ; Au delà de $m_{1/2} \gtrsim 350$ GeV, la section efficace totale est toujours inférieure à 0.01 pb, rendant toute exploration de cette région extrêmement difficile au TeVatron ;
- la production de $\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^{\pm}$ est pratiquement toujours dominante (fig. 4.25 et 4.26) ; viennent ensuite la production de $\tilde{\chi}^{\pm}\tilde{\chi}^{\pm}$, puis celle de $\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$;
- la production de squarks peut être significative à bas m_0 ($m_0 \lesssim 100$ GeV), et est favorisée à bas $\tan\beta$ et μ négatif ;
- la production de sleptons est pratiquement négligeable devant les autres processus, à l'exception des régions à bas m_0 ($m_0 \lesssim 100$ GeV) et grand $m_{1/2}$ ($m_{1/2} \gtrsim 350$ GeV) ;

- Les régions avec $\mu > 0$ ont toujours une section efficace totale supérieure à celles avec $\mu < 0$;
- La valeur de $\tan\beta$ n'est pas déterminante par rapport aux autres paramètres mSugra.

Par ailleurs, on remarquera que toutes ces courbes de sections efficaces restent vraies que la R-parité soit conservée ou non, si l'on excepte les productions résonantes en RPV.

De plus, puisqu'on considère un état final en 2 électrons de même signe, il faut aussi tenir compte du rapport de branchement du $\tilde{\chi}_1^0$ en lepton chargé (cf. fig. 4.3).

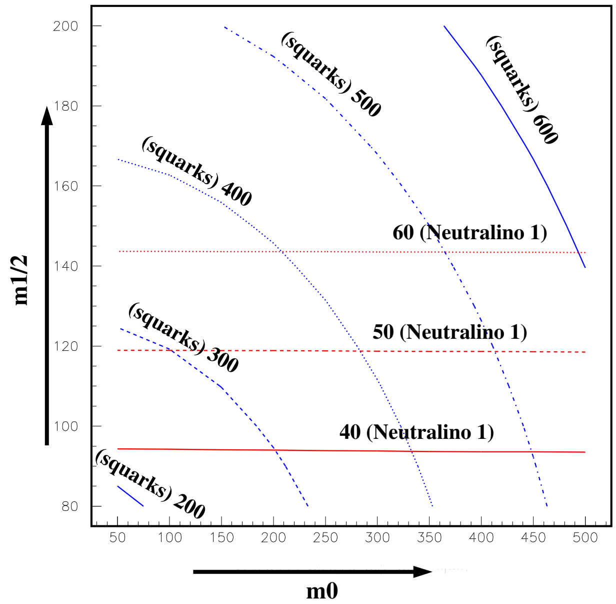


FIG. 4.23 – *Susygen : lignes de niveau des masses des squarks (GeV) et du $\tilde{\chi}_1^0$ dans le plan m_0-$m_{1/2}$ (GeV).* $\tan\beta$*=5 ; μ <0 ; A_0=0.*

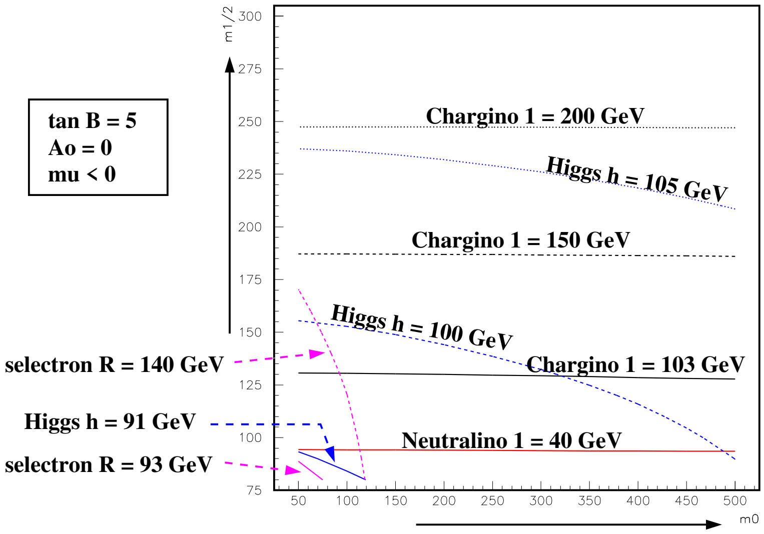


FIG. 4.24 – *Susygen : lignes de niveau des masses du* $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ *(GeV), du* $\tilde{\chi}_1^0$*, du Higgs* h *et du* $\tilde{e}_R$ *dans le plan* m_0*-*$m_{1/2}$ *(GeV).* $\tan\beta$*=5 ;* μ *<0 ;* A_0*=0.*
Les lignes $m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} = 103$ *GeV,* $m_h = 91$ *GeV,* $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 40$ *GeV et* $m_{\tilde{e}_R} = 93$ *GeV représentent les limites L.E.P. en R.P.V. avec un couplage* λ*' [120].*

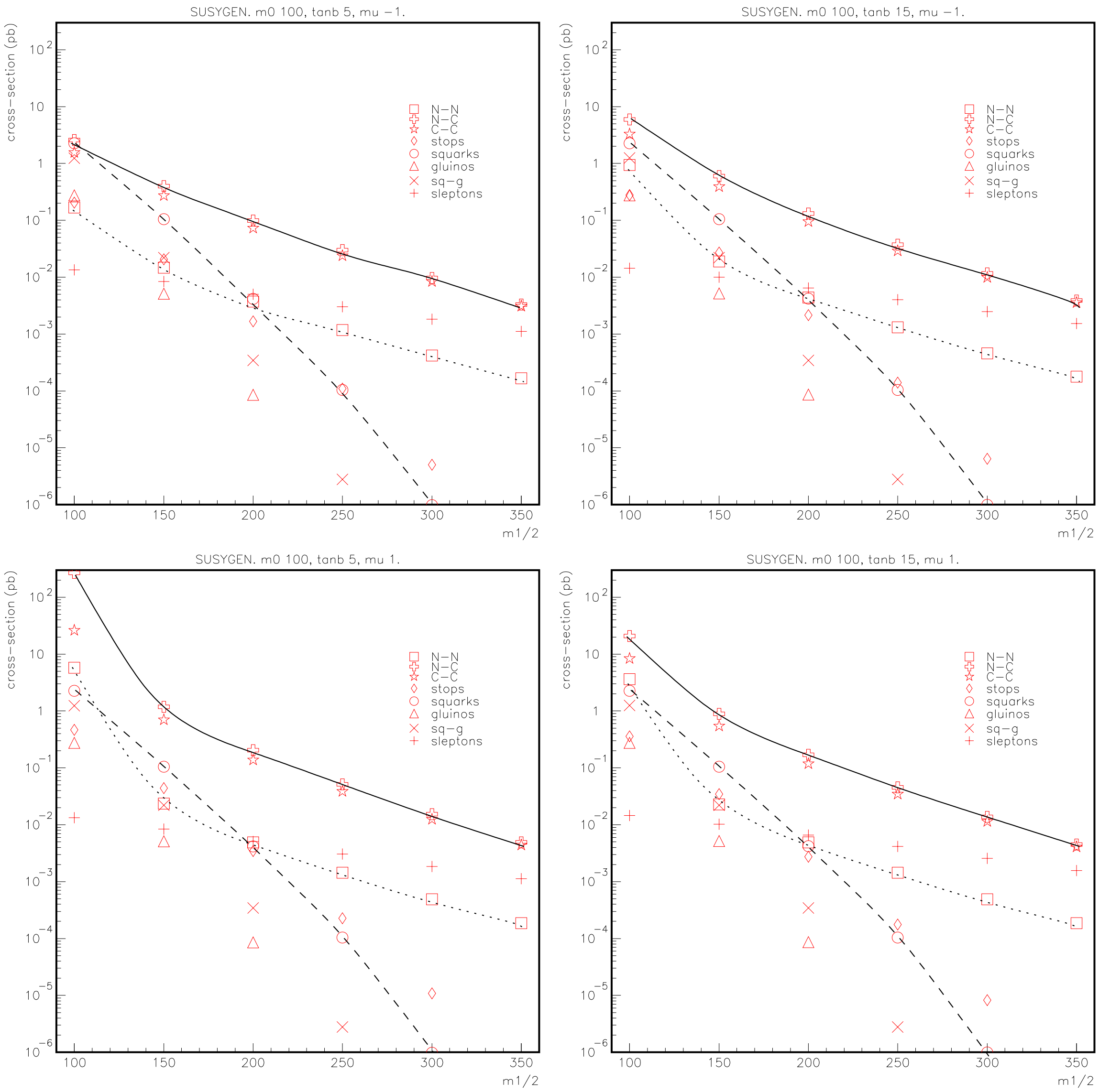


FIG. 4.25 – *Susygen : sections efficaces (pb) de production de paires de particules supersymétriques en fonction de $m_{1/2}$. m_0=100 GeV ; $\tan\beta$=5 (gauche) et =15 (droite) ; μ <0 (haut) et >0(bas) ; A_0=0.*
Neutralinos (NN, carrés et pointillés) ;
Neutralino-chargino (NC, croix et traits pleins) ;
Charginos (CC, étoiles) ;
stops (losanges) ;
squarks exceptés stops (cercles et tirets) ;
gluinos (triangles) ;
squark-gluino (signes ×) ;
sleptons (signes +).
Les courbes sont destinées à aider le lecteur.

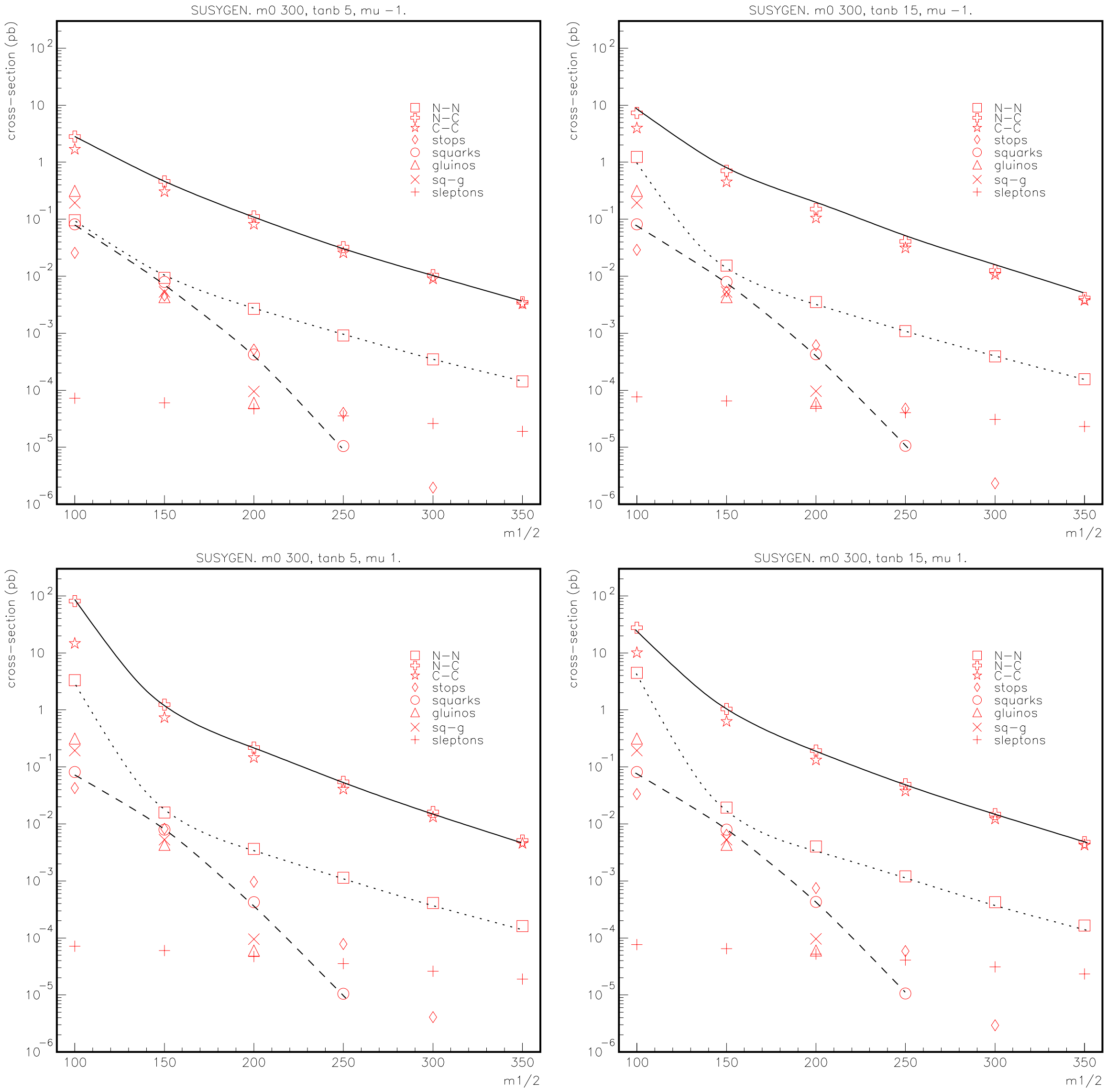


FIG. *4.26 – Susygen : sections efficaces (pb) de production de paires de particules supersymétriques en fonction de* $m_{1/2}$*.* m_0*=300 GeV ;* $\tan\beta$*=5 (gauche) et =15 (droite) ;* μ *<0 (haut) et >0(bas)* A_0*=0.*
Neutralinos (NN, carrés et pointillés) ;
Neutralino-chargino (NC, croix et traits pleins) ;
Charginos (CC, étoiles) ;
stops (losanges) ;
squarks exceptés stops (cercles et tirets) ;
gluinos (triangles) ; squark-gluino (signes $\times$*) ;*
sleptons (signes +).
Les courbes sont destinées à aider le lecteur.

4.3.7 Contraintes du LEP

Avant d'aborder les possibilités effectives de D$\emptyset$, il est intéressant de se pencher sur les dernières limites du LEP sur les masses et les domaines d'exclusion dans l'espace des paramètres.

Le tableau 4.27 résume les limites sur les squarks et les sleptons apportées par le LEP pour les différents couplages R.P.V. La limite la plus contraignante est celle de la masse du chargino 1 : $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 103$ GeV [164].

La figure 4.28 montre les domaines d'exclusions obtenus selon le signe de μ en **R-parité conservée**. La limite la plus importante provient de la limite sur la masse du Higgs h. Par exemple, dans le cas $\mu < 0$, pour $m_0 < 400$ GeV, on a $m_{1/2} \gtrsim 300$ GeV. Même si elle n'est pas encore disponible, cette limite devrait être tout a fait comparable en R-parité violée. Néanmoins, d'autres régions sont moins contraintes comme dans le cas $A_0 > 300$.

sfermion	λ (dd)			λ'(dd)	λ''(dd)	λ (id)				λ'(id)		λ''(id)		
$\tilde{e}_R(\tilde{e}_L)$	96	69	(89)	(89)	96	96	79	99	95	93	92	94	96	92
$\tilde{\mu}_R(\tilde{\mu}_L)$	87	61	(74)	(81)(77)	86	96	87	92	90	90	87	85	86	87
$\tilde{\tau}_R,(\tilde{\tau}_L)$	87	61	(74)	(76)	75	95	86	90	90	76	-	-	75	-
$\tilde{\nu}_e$	100	95	90	90	99	98	99	95	98	91	88	88	99	-
$\tilde{\nu}_\mu$	90	65	76	79 | 75	70	89	78	81	85	78	-	65	70	-
$\tilde{\nu}_\tau$	-	65	76	75	70	89	78	81	85	78	-	65	70	-
$\tilde{t}\ (\tilde{t}_L)$	-	-	-	(97)	-	(91)				(85)		(71.5)		(87)
$\tilde{b}\ (\tilde{b}_L)$	-	-	-	-	-	(90)				(80)		(71.5)		(78)
$\tilde{u}_R(\tilde{u}_L)$	-	-	-	-	(82.5) 80 (87)	-				-		79 (87)		
$\tilde{d}_R(\tilde{d}_L)$	-	-	-	-	(77) 56 (86)	-				-		55 (86)		

FIG. *4.27 – Limites du LEP des masses SUSY en RPV, à 95% de degré de confiance [164].*

4.4 Étude du signal avec λ'_{122} et courbes d'exclusion en simulation rapide

Cette section présente les résultats d'une étude réalisée avec une simulation rapide en vue d'obtenir des courbes d'exclusion dans l'espace des paramètres mSugra, en fonction de la luminosité intégrée dans l'hypothèse où la R-parité est violée pas le couplage λ'_{122}. Les particules supersymétriques sont produites en R-parité conservée (donc par paires). Toutes les paires peuvent être produites.. La R-parité est violée par le couplage λ'_{122} au niveau des désintégrations des particules SUSY. Le couplage λ'_{122} est choisi égal à 0.01. Les désintégrations directes en R.P.V. des particules autres que la L.S.P. sont autorisées

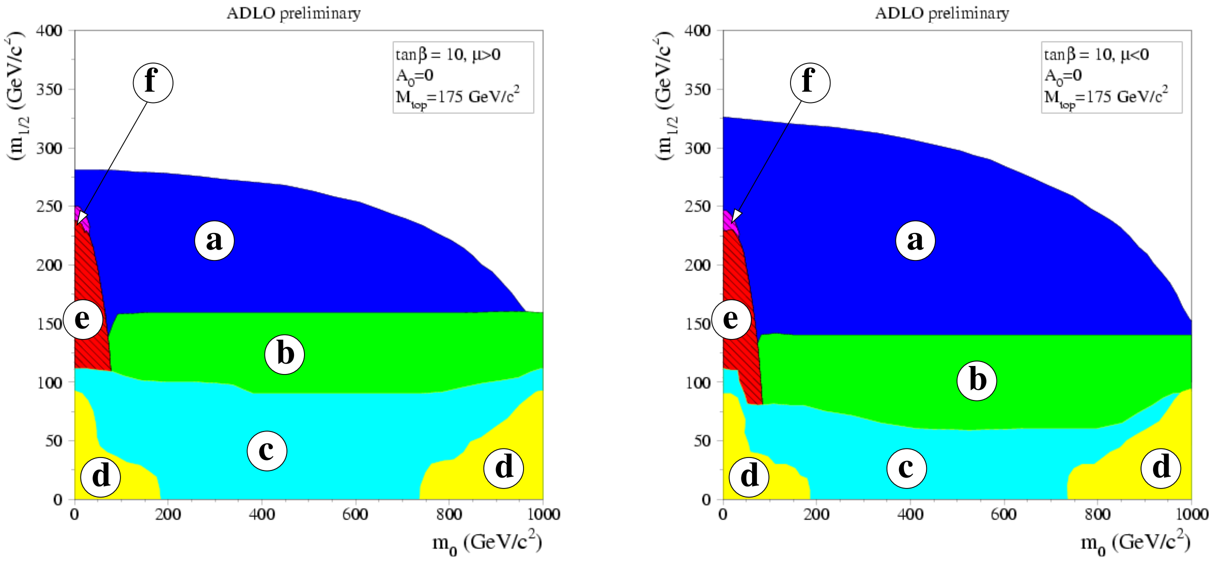


FIG. 4.28 – *Limites du LEP dans le plan* $(m_0, m_{1/2})$, $tan\beta = 10$, $A_0 = 0$, $\mu > 0$, $m_{top} = 175 GeV$ *; en* **R-parité conservée**. *(I)* $\mu < 0$ *; (II)* $\mu < 0$.
(a) Région exclue par la recherche de h-Z.
(b) Région exclue par la recherche de chargino.
(c) Région exclue par les mesures des paramètres électrofaibles.
(d) Pas d'E.W.S.B.
(e) Région exclue par la recherche de $\tilde{e^{\pm}}$ *et de* $\tilde{\tau^{\pm}}$.
(f) Région exclue par la recherche de particules lourdes chargées stables appliquée au $\tilde{\tau}$. *[120].*

(quoique négligeables, cf. fig. 4.1). L'état final correspond aux désintégrations des 2 $\tilde{\chi}_1^0$, c'est-à-dire à 2 électrons de même signe et 4 jets.

La recherche est dite **inclusive** puisqu'elle inclut toutes les productions de paires possibles. En effet, la nature des particules supersymétriques produites dans le processus primaire n'influe pratiquement pas sur l'état final (à part éventuellement des produits de désintégrations supplémentaires dus aux cascades de désintégrations des particules SUSY).

4.4.1 La simulation rapide P.G.S.

Le programme P.G.S. [182] (anciennement S.H.W.) est un programme de simulation rapide conçu pour D∅ et C.D.F. La simulation est rudimentaire, mais a l'avantage d'être très rapide et constitue l'outil idéal pour une recherche préliminaire.

J'ai donc repris ce programme pour l'interfacer avec *Susygen*, l'adapter plus spécifiquement à D∅, Cette version disponible en ligne [183] fonctionne avec *Herwig*, *Isajet*, *Pythia*, *Susygen* et pour la simulation de particules seules (électron, γ, etc.).

4.4.2 Ajustement de P.G.S.

La reconstruction dans P.G.S. est assez sommaire. La réponse des différents détecteurs est simulée en dispersant les mesures avec une résolution choisie par l'utilisateur (*smearing*).

Vertex primaire

La position en z du vertex primaire est déterminée avec la dispersion suivante :

$$\Delta z_{vertex} \quad = \quad 28 \text{ cm} \tag{4.11}$$

Calorimètre

La résolution du calorimètre central est définie de la manière suivante :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 \quad = \quad C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} \tag{4.12}$$

avec, pour les particules électromagnétiques :

$$\begin{aligned} C &= 0.003 \\ S &= 0.170 \\ N &= 0.140 \end{aligned} \tag{4.13}$$

et pour le calorimètre hadronique :

$$\begin{aligned} C &= 0.032 \\ S &= 0.500 \\ N &= 1.28 \end{aligned} \tag{4.14}$$

À noter que les *cracks* en ϕ sont pris en compte.

Traces

Les traces sont reconstruites avec une acceptance de $|\eta| < 1.1$ et une efficacité de 98%.

Reconstruction des électrons

Un candidat électron est retenu avec les critères de sélection suivants :

$$pT \quad > \quad 5 \text{ GeV} \tag{4.15}$$
$$|\eta| \quad < \quad 1.1 \tag{4.16}$$
$$\text{isolation} \quad < \quad 0.10 \tag{4.17}$$
$$0.5 \quad < E/p < \quad 1.5 \tag{4.18}$$
$$EM_{frac} \quad > \quad 90\% \tag{4.19}$$
$$\tag{4.20}$$

On a choisi une efficacité de reconstruction de 85 % (les variables sont définies dans la section 5.2.2). Par ailleurs une probabilité de mauvaise attribution du signe de la charge de l'électron est introduite. Elle a été choisie à 4%, en accord avec les premières données du Run II (cf. chapitre suivant).

Reconstruction des jets

C'est l'algorithme de cône ($\Delta R = 0.7$) (cf. une définition dans la référence [185]) avec graine initiale d'au moins 3 GeV qui est utilisé. On demande également que la fraction électromagnétique du jet vérifie :

$$EM_{frac} \quad < \quad 90\% \tag{4.21}$$

(4.22)

4.4.3 Sélection

Bruit de fond

Les différents types de bruit de fond ont été engendrés avec *Isajet* (de 20 000 à 50 000 événements, suivant le bruit de fond). Les bruit de fond pris en compte sont les suivants :

— Zee avec différentes masses invariantes (2-60, 60-120, 120-400 GeV), $\sigma \simeq 754pb$,

— $Z\tau\tau$ (2-60, 60-120, 120-400 GeV), $\sigma \simeq 754pb$,

— ZZ, $\sigma \simeq 1.07pb$,

— ZW, $\sigma \simeq 2.4pb$,

— WW, $\sigma \simeq 8.0pb$,

— $t\bar{t}$, $\sigma \simeq 6.02pb$,

Signal

Un balayage dans l'espace des paramètres a été réalisé :

$$\begin{aligned} m_0 &= \text{De 50 à 550, tous les 50 GeV} \\ m_{1/2} &= \text{De 80 à 300, tous les 10 GeV} \\ sign\mu &= +1,\ -1 \\ \tan\beta &= 5\ 10 \\ A_0 &= 0 \end{aligned} \tag{4.23}$$

1000 événements par point ont été générés puis reconstruits par P.G.S., soit $1000 \times 11 \times 23 \times 2 \times 2$ = 1 012 000 événements. La taille d'un événement reconstruit est d'environ 6 ko.

Coupures

La sélection, basée sur une analyse similaire du Run I [151], requiert 2 électrons de grand pT et 4 jets. Les coupures sur les électrons sont les suivantes :

$$pT_{el1} > 15 \text{ GeV} \tag{4.24}$$
$$pT_{el2} > 10 \text{ GeV} \tag{4.25}$$
$$|\eta_{el}| < 1.1 \tag{4.26}$$
$$M_{ee} \not\subset 81 - 101 \text{ GeV} \tag{4.27}$$

On demande également que les deux électrons soient de même signe. Les jets doivent également être isolés des électrons :

$$pT_{jet} > 20 \text{ GeV} \tag{4.28}$$
$$|\eta_{jet}| < 2.5 \tag{4.29}$$
$$\Delta R(jet - el) > 0.7 \tag{4.30}$$

4.4.4 Courbes d'exclusion attendues en fonction de la luminosité

Les exclusions à 90% de degré de confiance sont obtenus grâce à une routine [184], prenant en compte le nombre d'événements observés, le bruit de fond attendu, les erreurs sur l'acceptance (choisie à 10%) et les erreurs sur le bruit de fond (erreurs statistiques seulement). Elle se base sur une distribution de Poisson du signal et du bruit de fond [186]. Une fois la sélection effectuée, on peut donc établir des contours d'exclusion pour différentes luminosité.

Cas $\mu < 0$

La figure 4.29 (a) représente la section efficace totale de production de paires de particules supersymétriques, dans le plan $(m_0, m_{1/2})$, avec $tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$. Elle chute à environ 0.1 pb^{-1} à $m_{1/2} = 240$ GeV. La figure 4.30 montre les contours d'exclusion attendues à 90% de degré de confiance, pour différentes luminosités (200 pb^{-1}, 500 pb^{-1}, 1 fb^{-1}, 2 fb^{-1}). L'amélioration par rapport au Run I (en grisé) est significative, même avec 200 pb^{-1}, essentiellement grâce à la détermination du signe des électrons, permettant de ne sélectionner que les événements avec des électrons de mêmes signes. Ces résultats peuvent être comparés aux courbes d'exclusion du Run I (fig. 4.33 et 4.34, [151],[133]).

En outre, les lignes de niveau des masses des squarks et du $\tilde{\chi}_1^0$ permettent d'obtenir des limites sur les masses de ces particules. Le tableau 4.4 résume les limites en masses que l'on peut espérer obtenir selon la luminosité. À l'issue du Run IIa, on devrait pouvoir exclure les squarks avec une masse inférieure à environ 650 GeV et le $\tilde{\chi}_1^0$ avec une masse inférieure à 95 GeV (dans le cas $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$).

Luminosité	$m_{\tilde{u}_L}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$
200 pb^{-1}	$\gtrsim$ 300 GeV	$\gtrsim$ 40 GeV
500 pb^{-1}	$\gtrsim$ 400 GeV	$\gtrsim$ 60 GeV
1 fb^{-1}	$\gtrsim$ 500 GeV	$\gtrsim$ 70 GeV
2 fb^{-1}	$\gtrsim$ 650 GeV	$\gtrsim$ 95 GeV

TAB. *4.4 – Limites en masses des squarks et du $\tilde{\chi}_1^0$ pour différentes luminosités, avec $tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$.*

Cas $\mu > 0$

Les courbes d'exclusion pour $\mu > 0$ sont représentées figure 4.31 pour une luminosité de $2fb^{-1}$. On notera que dans le cas $\mu > 0$, les courbes d'exclusion sont beaucoup moins compétitives à cause du rapport de branchement du $\tilde{\chi}_1^0$ en neutrino + 2 jets qui domine. En effet, pour $m_{1/2} < 150$ GeV, le rapport de branchement reste inférieur à 10 % (cf. fig. 4.3). Dans la région ($150 \lesssim m_{1/2} \lesssim 250$), le rapport de branchement en électron + 2 jets remonte et cette zone peut être exclue.

Par ailleurs, on notera que pour $m_{1/2} \lesssim 90$ GeV, la section efficace devient très grande ($\sigma > 1000$ pb). Cette zone devrait donc pouvoir être exclue également. Cependant, la statistique nous limite ici puisqu'il faudrait générer près d'un million d'événements par points pour obtenir une luminosité équivalente de 1 fb^{-1}. Avec 1000 événements générés par points, on peut seulement obtenir une limite sur l'efficacité qui est inférieure à un pour mille (aucun événement ne passant la sélection). Cela explique pourquoi, aucune exclusion n'a été portée sur la figure à très bas $m_{1/2}$. La figure 4.31 comporte également la limite du L.E.P. (en R.P.V, couplage λ', $\mu > 0$) la plus contraignante provenant de la limite sur la masse du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$. On constate que cette limite recouvre pratiquement entièrement la région difficile à exclure dans notre analyse.

Cas $\tan\beta = 10$

La figure 4.32 montre les domaines que l'on peut espérer exclure avec 1 et 2 fb^{-1}, dans le cas $\tan\beta = 10$. La sensibilité n'est pas significativement différente par rapport au cas $\tan\beta = 5$.

4.5 Conclusion

Ce chapitre a montré que la recherche de particule supersymétrique avec désintégration en R-parité violée par le couplage λ'_{122} constituait un canal prometteur pour le Run II de D$\emptyset$.

Toutefois, les contraintes du L.E.P. peuvent amener à moins d'optimisme. Comme on l'a vu, la limite sur le boson de Higgs le plus léger ne favorise pas une valeur de

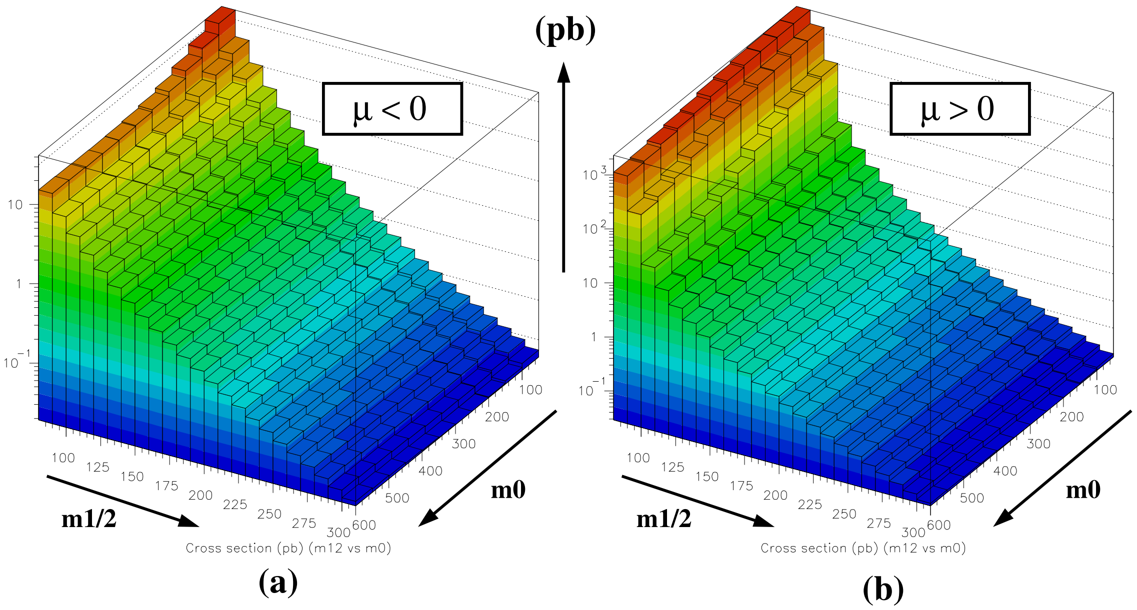


FIG. *4.29 – Section efficace totale de production (pb), dans le plan* $(m_0, m_{1/2})$*,* $tan\beta = 5$*,* $A_0 = 0$*,*
(a) $\mu < 0$ *; (b)* $\mu > 0$.

$m_{1/2}$ inférieure à 200 GeV. Il reste tout de même une large zone à explorer. De plus, la simulation rapide, reste à considérer avec prudence. Une étude approfondie en simulation complète est indispensable.

Par ailleurs, les limites sur les couplages λ'_{ijk} laissent encore une large région d'exploration (jusqu'à λ'_{ijk} de l'ordre de 10^{-4}).

Les résultats présentés ici semblent assurer un gain important par rapport au Run I, grâce à la coupure exigeant des électrons de même signe. Néanmoins, cette analyse paraît compétitive dans le cas de $\mu < 0$ seulement.

On peut toutefois espérer exclure des valeurs maximum de $m_{1/2}$ de l'ordre de 220, une masse de squark à $m_{\tilde{u}_L} \simeq 650$ GeV, et une masse de la L.S.P. à $m_{\tilde{\chi}^0_1} \simeq 95$ GeV pour $tan\beta = 6$, $A_0 = 0$,et $\mu < 0$.

On notera enfin que, suivant les couplages, d'autres topologies peuvent être également étudiées, avec des μ (λ'_{2jk}) ou des τ (λ'_{3jk}) dans l'état final.

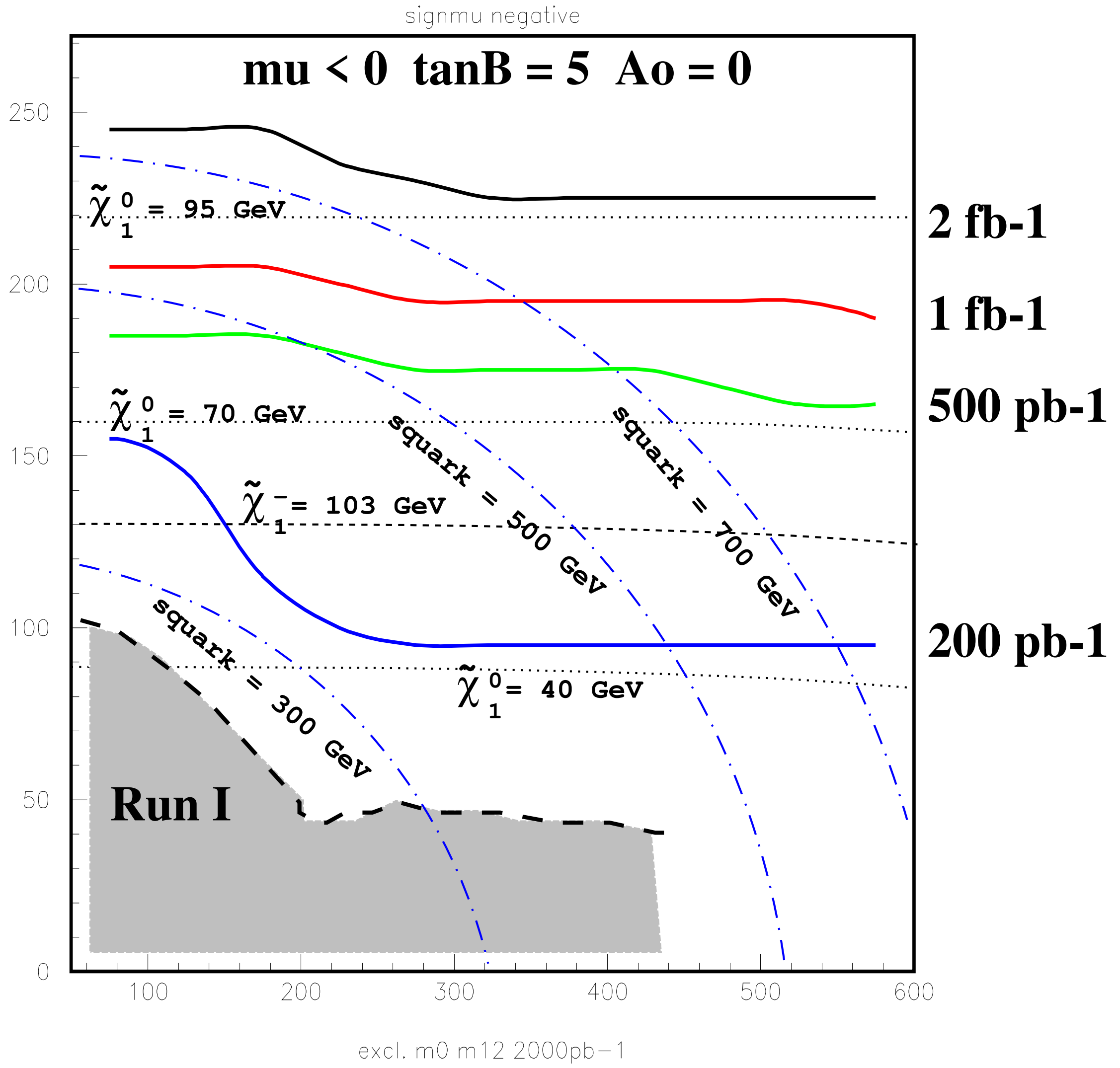


FIG. *4.30 – Contours d'exclusion à 90% de degré de confiance, dans le plan* $(m_0, m_{1/2})$*,* $tan\beta = 5$*,* $A_0 = 0$*,* $\mu < 0$*, pour différentes luminosités (200* pb^{-1}*, 500* pb^{-1}*, 1* fb^{-1}*, 2* fb^{-1}*).*
Les limites du Run I (pour $tan\beta = 6$*) sont indiquées en grisé.*
Lignes de niveau de la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ *(pointillés, 40, 70 et 95 GeV).*
Ligne de niveau de la masse du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ *(tirets, 103 GeV).*
Lignes de niveau de la masse du squark $\tilde{u}_L$ *(tirets-points, 300, 500 et 700 GeV).*

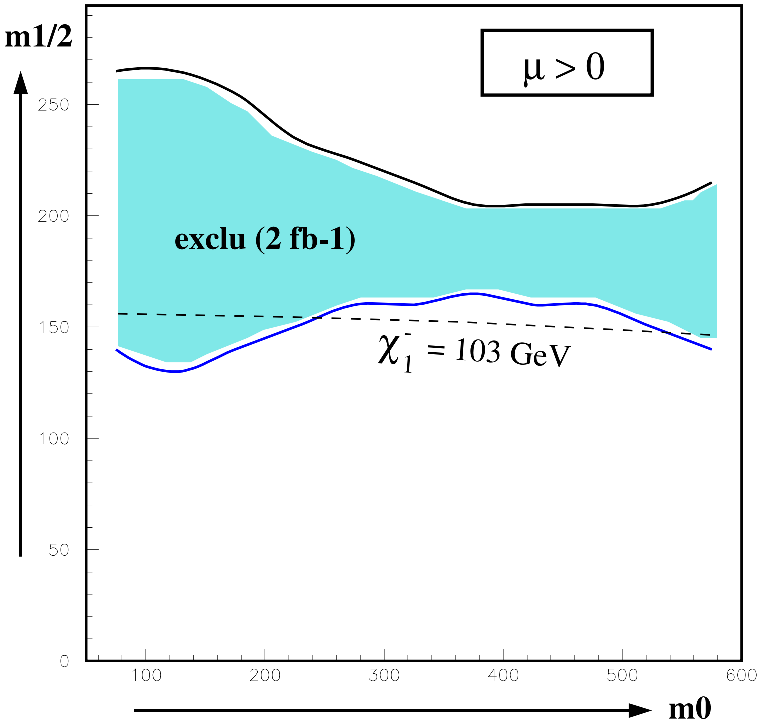


FIG. *4.31 – Contours d'exclusion à 90% de degré de confiance, dans le plan* $(m_0, m_{1/2})$*,* $tan\beta = 5$*,* $A_0 = 0$*,* $\mu > 0$*, pour une luminosité de 2* fb^{-1}*.*
Ligne de niveau de la masse du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ *(tirets, 103 GeV).*

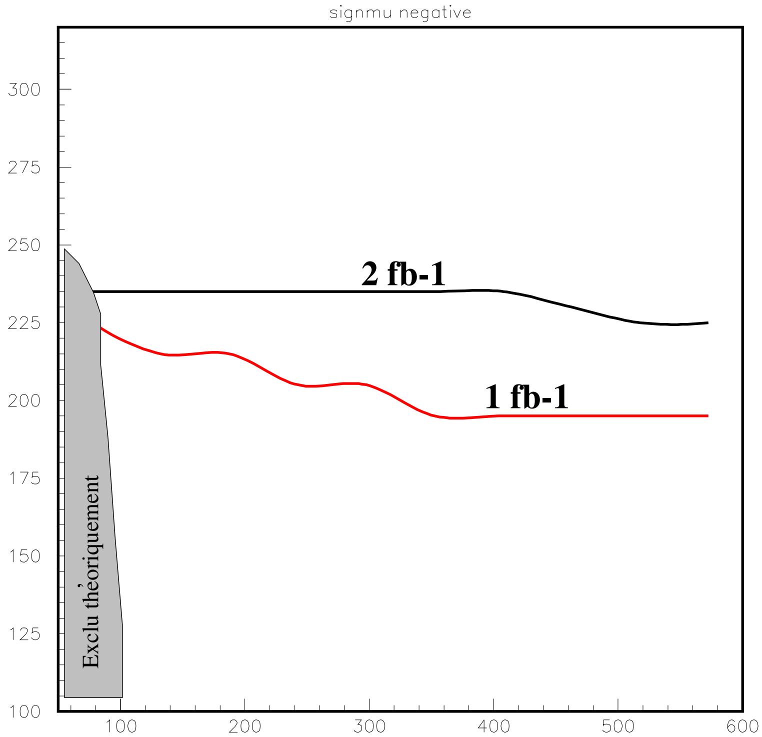


FIG. *4.32 – Contours d'exclusion à 90% de degré de confiance, dans le plan* $(m_0, m_{1/2})$*,* $tan\beta = 10$*,* $A_0 = 0$*,* $\mu < 0$*, pour une luminosité de 2* fb^{-1}*.*
Ligne de niveau de la masse du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ *(tirets, 103 GeV).*

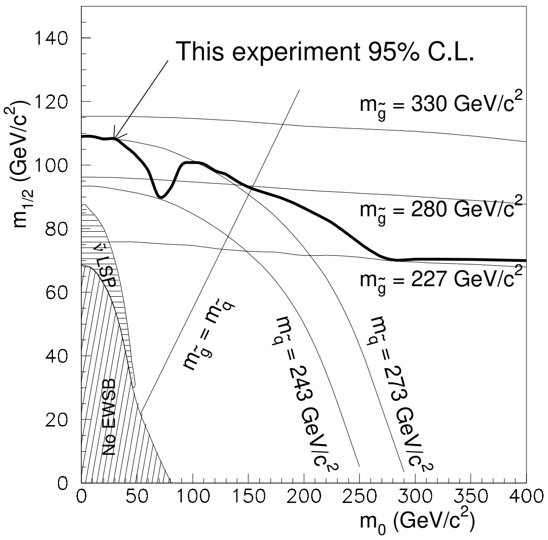


FIG. 4.33 – **Run I** *: Contours d'exclusion dans le plan* $(m_0, m_{1/2})$*,* $tan\beta = 2$*,* $A_0 = 0$*,*
$\mu < 0$*, pour le couplage* λ'_{122} *[151],[133].*

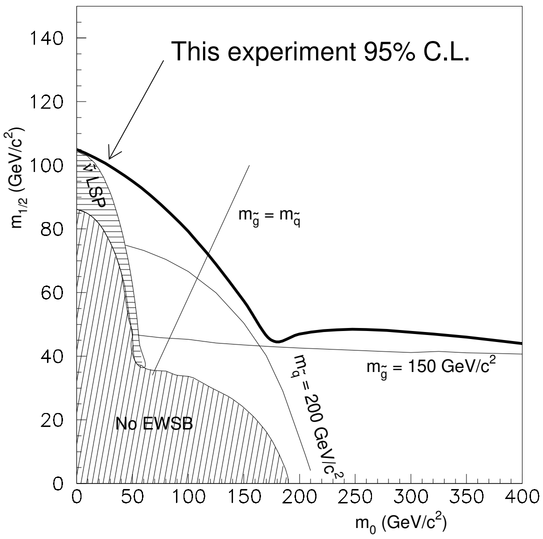


FIG. 4.34 – **Run I** *: Contours d'exclusion dans le plan* $(m_0, m_{1/2})$*,* $tan\beta = 6$*,* $A_0 = 0$*,*
$\mu < 0$*, pour le couplage* λ'_{122} *[151],[133].*

Chapitre 5

Analyse des données collectées à 1.96 TeV et 9.7 pb^{-1} de luminosité intégrée

Dans ce chapitre, je présenterai mon travail sur les données du Run II, enregistrées du mois de février au mois de juin 2002. Je commencerai par détailler les critères de sélection des objets physiques (électrons, jets, etc.). Par la suite je présenterai mes résultats sur la sélection di-électrons + jets.

Il va de soi, qu'avec une luminosité réduite (environ $10pb^{-1}$, soit 10 % de la luminosité du Run I) on ne pourra pas obtenir de courbes d'exclusions compétitives.

Il s'agit donc dans ce chapitre, de montrer que les outils indispensables à l'analyse ont été mis en place, que les données sont suffisamment comprises, que le Monte-Carlo reproduit correctement les données dans l'état final recherché (2 électrons + jets), et enfin que les perspectives du Run II sont tout à fait prometteuses dans ce canal.

5.1 Données analysées

L'échantillon de données considéré pour cette étude est constitué de tous les *runs* comportant le *trigger* global_CalMuon, version 3.3 ou plus. Les numéros de *runs* s'étendent de 145 035 à 155 281. Les données ont été reconstruites avec la version p10.15.01 du programme de reconstruction. Du fait que le $\tilde{\chi}_1^0$ est une particule de Majorana, et à la condition que le $\tilde{\chi}_1^0$ se désintègre en lepton chargé, les deux leptons de l'état final ont une probabilité égale d'être de même signe (L.S. pour *like sign*) ou de signe opposé (O.S. pour *opposite sign*). Le bruit de fond standard, très bas dans l'état final L.S., nous amène à étudier ce canal en détail.

5.1.1 Luminosité

La luminosité est mesurée à partir du nombre d'interactions inélastiques détectées dans deux hodoscopes, constitués de "pétales" de scintillateurs plastiques, situés sur la face avant des calorimètres N.E.C. et S.E.C. (à environ 135 cm du centre du détecteur

[187], couvrant une région en $|\eta|$ de 2.7 à 4.4). À chaque interaction, les particules rémanentes du proton et de l'antiproton laissent un signal de chaque côté dans les scintillateurs, ces signaux (*hits*) étant corrélés en temps. La différence en temps de ces 2 mesures permet de reconstruire très rapidement la position du vertex selon l'axe des faisceaux avec une précision d'environ 3 cm. Le nombre de paires de signaux corrélés en temps est enregistré pendant les périodes où le système d'acquisition est prêt à accepter des données (*live time*). Chaque minute, ce nombre est lu et un autre nombre appelé *luminosity block number* (L.B.N.) est attribué. Il est incrémenté de 1 chaque minute [188]. Un "état" (*good or bad luminosity block*) est attribué à chaque bloc permettant de rejeter les blocs pour lesquels il y a eu des problèmes dans le système d'acquisition de la luminosité [188].

Il reste ensuite à calculer la luminosité.

Pour l'extraire des données, il faut connaître :

— la section efficace inélastique (qui n'a pas encore été mesurée à cette énergie au Run II mais que l'on peut extrapoler à partir des mesures à plus basse énergie),

— l'acceptance géométrique des compteurs (qui repose sur l'alignement),

— l'efficacité des compteurs à scintillation.

La luminosité est reliée à la constante de luminosité σ_{L_0} qui s'écrit [189] :

$$\sigma_{L_0} = eff_{L_0}(eff_{sd} \times \sigma_{sd} + eff_{dd} \times \sigma_{dd} + eff_{hc} \times \sigma_{hc}) \tag{5.1}$$

où sd signifie *single diffractive*, dd, *double diffractive*, hc, *hard core inelastic*, eff_i est l'acceptance du processus considéré, σ_i, la moyenne mondiale de la section efficace du processus i, et où eff_{L_0} est l'efficacité des luminomètres déterminée à partir des événements "zéro bias".

Au Run I, les sections efficaces (en mb) utilisées étaient les suivantes :

— section efficace totale = 75.01 $\pm$ 2.85 mb

— section efficace élastique = 17.67 $\pm$ 1.33 mb

— section efficace inélastique = 57.55 $\pm$ 1.56 mb

— section efficace sd = 9.57 $\pm$ 0.43 mb

— section efficace dd = 1.29 $\pm$ 0.20 mb

— section efficace hc = 49.69 $\pm$ 1.63 mb

avec les acceptances suivantes :

— eff_{sd} = 0.151 $\pm$ 0.05

— eff_{dd} = 0.716 $\pm$ 0.03

— eff_{hc} = 0.971 $\pm$ 0.02

— eff_{L_0} = 0.907 $\pm$ 0.02

La constante de luminosité était donc 43.36 $\pm$ 2.07 (mb). Pour le Run II, elle est pour l'instant estimée à 43 +- 4 (mb). L'erreur relative de 10% est conservative. La luminosité totale de l'échantillon analysé dans cette thèse est évaluée à 9.7 ± 1.4 pb^{-1}. Une erreur conservative de 15% est supposée, ce qui prend en compte les éventuels mauvais fichiers reconstruits. La figure 5.1 montre la luminosité délivrée par l'accélérateur, utilisée, et enregistrée pour la physique, le 13 juillet 2002.

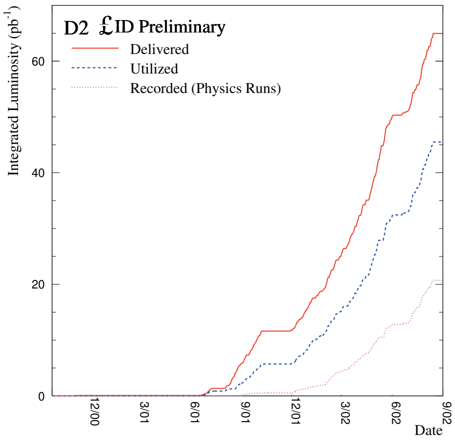


FIG. *5.1 – Luminosité délivrée, utilisée et enregistrée par DØ (au 13 juillet 2002).*

5.1.2 Déclenchement

Afin d'évaluer correctement la luminosité correspondant aux données analysées, la sélection des données se restreint aux événements où le *trigger* de niveau 3, EM_HI s'est déclenché.

Le trigger appelé EM_HI est construit à partir de CEM(1,15) au niveau 1 auquel on ajoute la reconstruction d'un *cluster* EM dit *loose* (cf. section 5.2.2) d'énergie supérieure à 15 GeV. Il existe un autre *trigger* assez proche, EM_HI_SH, où le seuil en énergie est abaissé à 12 mais où s'ajoute une condition sur la répartition longitudinale de l'énergie électromagnétique dans les 3 premières couches du calorimètre. Il n'a pas été considéré dans ce travail car sa mise en service est intervenue tardivement. La mise en route des *triggers* de niveau 3 s'est faite au cours de la prise des données analysées dans cette thèse et les seuils en énergie des différents *triggers* ont évolué au cours du temps.

Il reste à obtenir l'efficacité de ce *trigger* si l'on veut pouvoir comparer les données au Monte-Carlo.

5.1.3 Prescale

Afin de ne pas saturer le taux maximal d'écriture des données sur bandes, certains *triggers* comportent un facteur de réduction (*prescale*) qui peut varier selon les *runs* de prises de données. Ce facteur a été pris en compte lors du calcul de la luminosité intégrée.

5.1.4 Efficacité du *trigger* EM_HI à partir des données

Il est nécessaire de définir d'abord un échantillon de contrôle non biaisé par rapport au *trigger* EM_HI. Pour cela, on utilise les *triggers* muons qui servent de sélection indépendante. On exige également que ce *trigger* ne soit pas préscalé. C'est le *trigger* m1ptxatxx_CJT5 qui a été utilisé. À partir de cet échantillon, on peut obtenir un spectre en p_T des candidats électromagnétiques passant les coupures de qualité. En connaissant la proportion de ces événements ayant aussi déclenché le *trigger* EM_HI, on peut obtenir la fonction d'efficacité de EM_HI en fonction du pT.

Pour cela, on utilise la méthode suivante :

— sélectionner les événements déclenchés par mu1ptxatxx_CJT5,

— sélectionner les candidats électromagnétiques en appliquant les critères de qualités des électrons détaillés dans la section 5.2.2,

— obtenir la proportion de ces candidats qui ont déclenché le *trigger EM_HI*.

$$\epsilon(p_T^{em-candidate}) = \frac{N_{\text{mu1ptxatxx\_CJT5 AND EM\_HI}}(p_T^{em-candidate})}{N_{\text{mu1ptxatxx\_CJT5}}(p_T^{em-candidate})} \tag{5.2}$$

En fonction de p_T, les résultats ont été ajustés par la fonction suivante :

$$\epsilon(p_T^{em-candidate}) = \frac{1}{1 + ae^{b(p_T^{em-candidate} - c)}} \tag{5.3}$$

Les paramètres de l'ajustement sont présentés dans le tableau 5.1. L'accord avec les résultats du groupe EM Id est excellent [192].

trigger	a	b	c
EM_HI	1.5 $\pm$ 1.5	-0.44 $\pm$ 0.10	19.7 $\pm$ 2.0

TAB. 5.1 – Ajustement des 3 paramètres de la courbe d'efficacité du *trigger* EM_HI.

La figure 5.2 [204] montre la courbe d'efficacité obtenue par cette méthode [205]. L'efficacité est supérieure à 99% pour $p_T > 30$ GeV.

5.2 Sélection des données

5.2.1 Critères de sélection de qualité

Il convient de ne sélectionner que des données répondant à certains critères de qualité. On rejette les *runs*, pour diverses raisons (mauvais fonctionnement d'un détecteur, de l'acquisition, etc.) :

- les *runs* répertoriés comme ayant eu des problèmes avec certains détecteurs (*D0 Offline Run Quality Database*) :
  - — mauvais *runs* du calorimètre ;
  - — mauvais *runs* du S.M.T. ;
  - — mauvais *runs* du C.F.T. ;
- Les *runs* rejetés par le groupe *Jet Missing E_T Identification* Ces rejections se basent sur l'uniformité des spectres de ME_T et SE_T d'un *run* à l'autre [190].

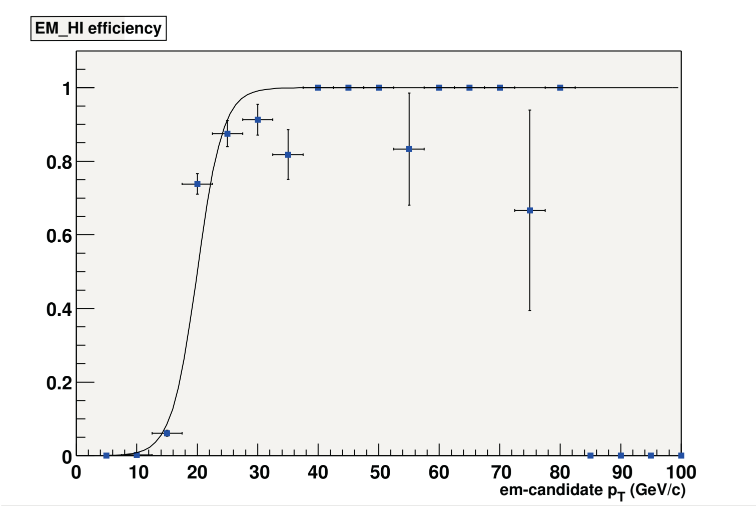


FIG. *5.2 – Fonction d'efficacité du trigger EM_HI en fonction du pT [204], [205].*

- les mauvais *runs* répertoriés par le *D0 Shift Captain* ayant la mention *bad*, *useless* ou *uncertain*.
- les *runs* ayant la mention *prescale panic* pour les *triggers* niveaux 1 qui sont utilisés par EM_HI au niveau 3 ;
- les *runs* avec moins de 1000 événements.

5.2.2 Sélection des électrons

Clusters électromagnétiques

Les tours du calorimètre sont d'abord regroupées par *cluster* suivant l'algorithme de cône simple [194], à partir d'une "graine" d'un p_T minimal de 1.5 GeV. Ses caractéristiques sont alors stockées dans le bloc du root-tuple EMPART_S.

Critères de sélection

Les critères de sélections (officiellement recommandés par D∅) ci-dessous ont été obtenus en optimisant les coupures à partir des données e^-e^+ afin de maximiser la significance $Signal/\sqrt{Bruit}$ du $(Z \to e^-e^+)$, tout en conservant une efficacité du signal raisonnable. Les électrons doivent donc satisfaire les critères de qualité certifiés, à savoir :

- Pour chaque *cluster* un numéro id est attribué, suivant ses caractéristiques [194]
  - — id $=$ 10 : signifie que le candidat passe les coupures f_{EM}, p_T et d'isolation mais n'a pas de trace associée ;
  - — id $= \pm 11$: idem avec une trace associée ;

— id $= \pm 10011$: signifie que le candidat possède une trace associée et quíl passe les coupures d'isolation ; le cluster électromagnétique est celui du bloc SEMparticle (candidat de bas p_T) ;

— id $= \pm 20011$: signifie que le candidat possède un candidat SEMparticle associé mais quíl ne passe pas les coupures d'isolation ;

— id $= \pm 30011$: signifie que le candidat possède une trace associée mais quíl ne passe pas les coupures d'isolation ; le cluster électromagnétique est celui du bloc SEMparticle ;

Les électrons doivent correspondre aux id suivants :

$$\text{id} = 10 \text{ OU } |\text{id}| = 11 \tag{5.4}$$

• Fraction électromagnétique.

On définit la fraction électromagnétique comme le rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique et l'énergie totale (fig. 5.3).

$$f_{EM} = \frac{EM}{E} > 0.9 \tag{5.5}$$

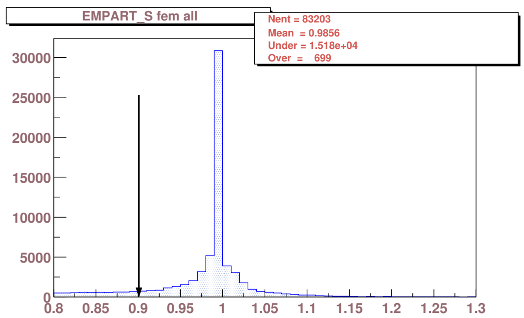


FIG. *5.3 – Fraction électromagnétique des candidats électromagnétiques avant la sélection (bloc EMPART_S).*

• χ^2 de la H-matrice [153] [195].

La H-matrice est définie comme étant l'inverse de la matrice de covariance, elle même calculée à partir d'un certain nombre de variables caractérisant l'électron. Son intérêt par rapport à des coupures séquentielles est qu'elle prend en compte les corrélations entre les variables. Pour un candidat électron donné, on lui associe d variables mesurées x_i ($i = 1, 2, ..., d$). La matrice de covariance est alors définie par :

$$M_{ij} = 1/N \sum_{n=1}^{N} (x_i^n - \bar{x_i})(x_j^n - \bar{x_j}) \;\; i, j = 1 \cdots d, \tag{5.6}$$

où N est le nombre d'électrons de l'échantillon, x_i^n, la valeur de la i^e variable n^e particule, et $\bar{x_i}$, la valeur moyenne de la variable x_i. Pour un candidat électron donné, associé à d mesures x_i ($i = 1, 2, ..., d$), on définit le χ^2 de la H-matrice :

$$\chi^2 = \sum_{ij}^{N} (x_i - \bar{x_i}) M_{ij}^{-1} (x_j - \bar{x_j}), \tag{5.7}$$

La matrice utilisée $HMx8$ est construite à partir des variables suivantes : les fractions d'énergies dans chaque couche du calorimètre électromagnétique (EM1, EM2, EM3, EM4), η détecteur, ϕ détecteur, le logarithme de l'énergie totale ($\log E_{tot}$), et la position en z du vertex (Z_vertex/28).
On définit également deux types d'électrons selon la sévérité de la coupure sur χ^2_{HMx8}, (fig. 5.4)

— d'une part des électrons de qualité standard *(loose)* :

$$HMx8 \quad < \quad 20 \tag{5.8}$$

— d'autre part des électrons de qualité supérieure *(tight)* :

$$HMx8 \quad < \quad 15 \tag{5.9}$$

Ces deux définitions sont encore susceptibles d'évoluer.

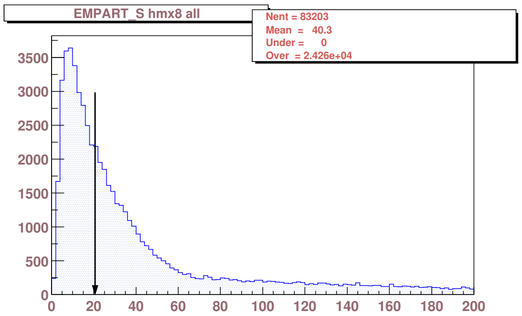


FIG. *5.4 – χ^2 de la H-matrice 8 des candidats électromagnétiques avant la sélection (bloc EMPART_S).*

- Isolation.
  On définit d'abord $Eiso_{tot}$ (respectivement $Eiso_{core}$) comme l'énergie déposée dans un cône centré selon la direction de la gerbe et de rayon $\Delta R \equiv \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.4$ (respectivement $\Delta R < 0.2$).
  L'isolation est alors définie par :

$$f_{iso} \quad = \quad \frac{Eiso_{tot} - Eiso_{core}}{Eiso_{core}} \tag{5.10}$$

Du fait de la forme étroite de la gerbe électromagnétique d'un électron par rapport à une gerbe hadronique, la coupure de qualité des électrons est (fig. 5.5) :

$$-0.05 \quad < f_{iso} < \quad 0.15 \tag{5.11}$$

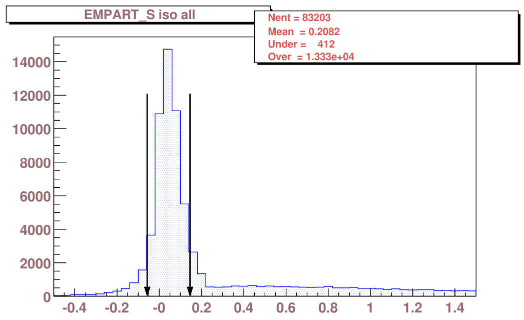


FIG. *5.5 – isolation des candidats électromagnétiques avant la sélection (bloc EMPART_S).*

- Coupures fiducielles.

  Des coupures fiducielles peuvent être appliquées en $\eta - \phi$ pour les zones du calorimètre où la résolution est moindre. Pour cela, on définit x_{EM3}, y_{EM3} et z_{EM3} comme les positions en x, y et z du *cluster* au niveau de la couche 3 du calorimètre électromagnétique :

  — si $|z_{EM3}| > 150$, c'est-à-dire si le cluster se situe dans le calorimètre avant ou arrière, on peut imposer la condition suivante :

$$r_{EM3} \equiv \sqrt{x_{EM3}^2 + y_{EM3}^2} \quad < \quad 85\ cm \tag{5.12}$$

  — si $|z_{EM3}| < 150$, c'est-à-dire si le cluster se situe dans le calorimètre central (C.C.), on exige que :

$$z_{EM3} \quad < \quad 115\ cm \tag{5.13}$$

  Cela correspond à une coupure en η :

$$|\eta| < 1.1 \quad ou \quad |\eta| > 1.5 \tag{5.14}$$

  Pour les *clusters* dans le C.C., on coupe également ceux dont la position correspond aux zones entre les modules (*cracks*) de ± 0.02 rad tous les 0.2 rad.

- Association d'un candidat électromagnétique avec une trace *(matching)*

  L'association des traces (S.M.T.+C.F.T., C.F.T. seulement, S.M.T. seulement) prend en compte :

— les $\Delta\phi$ et Δz entre la position du *cluster* sur la couche 3 et l'extrapolation de la trace,

— E_T/p_T, où E_T est l'énergie transverse obtenue par le calorimètre et p_T l'impulsion transverse obtenue par la courbure de la trace,

— les résolutions combinées sur ces grandeurs.

Un χ^2 est ensuite calculé pour déterminer la meilleure trace que l'on puisse associer [196] sur la position du faisceau.

- Coupures en p_T Dans un premier temps, on demande que le p_T des électrons vérifie :

$$p_{T el} > 10 \text{ GeV} \tag{5.15}$$

La figure 5.6 montre la distribution en p_T des candidats électromagnétiques ayant un numéro id de 10, 11 ou -11.

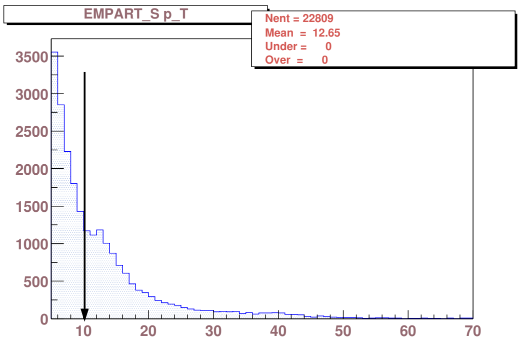


FIG. *5.6 – p_T des candidats électromagnétiques (GeV) avant la sélection (bloc EMPART_S) ayant un numéro id de 10, 11 ou -11.*

- Calibration : toutes les corrections en énergie sont prises en compte (cf. sections 1.5.2 et 1.5.3).

5.2.3 Critères de sélection des jets

Il existe plusieurs définitions de jets suivant l'algorithme utilisé. L'algorithme de cône, d'une taille $\Delta R = 0.7$ a été choisi car il permet une meilleure mesure de l'énergie transverse manquante. Les critères de qualité sont les suivants :

- Fraction d'énergie dans le C.H. (*Coarse hadronic*, cf. fig. 5.7)

$$CH_{frac} \quad < \quad 0.4 \tag{5.16}$$

- Fraction électromagnétique (fig. 5.8)

$$0.05 \quad < EM_{frac} < \quad 0.95 \tag{5.17}$$

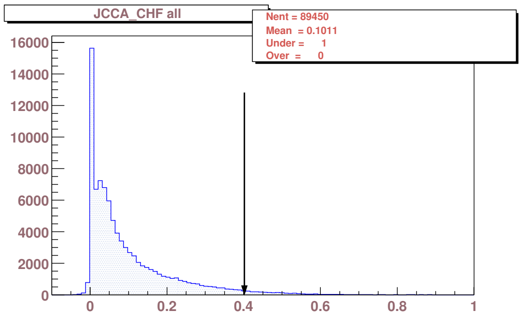


FIG. *5.7 – Fraction hadronique des candidats jets avant la sélection (bloc JCCA).*

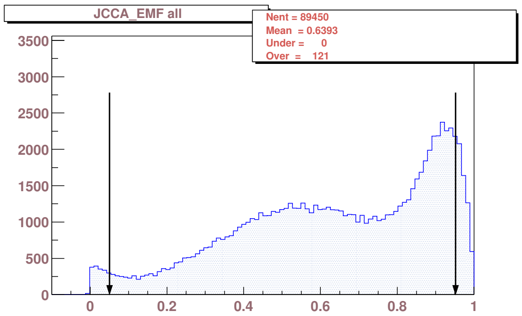


FIG. *5.8 – Fraction électromagnétique des candidats jets avant la sélection (bloc JCCA).*

- Fraction des 2 cellules les plus énergétiques (*hot cell*).
  On définit *HotF* par le rapport des énergies transverses entre la cellule la plus chaude et la deuxième cellule la plus chaude (fig. 5.9) :

$$HotF \quad < \quad 10 \tag{5.18}$$

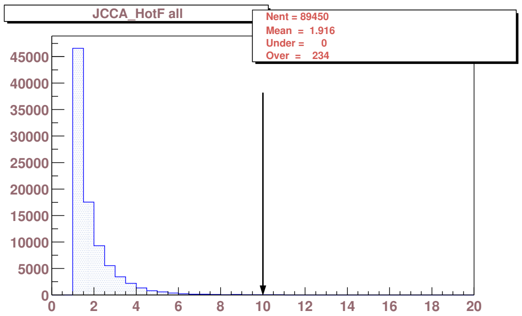


FIG. *5.9 – Rapport des 2 cellules chaudes des candidats jets avant la sélection (bloc JCCA).*

- Nombre de tours énergétiques.
  On définit *n90* par le nombre de tours nécessaires pour obtenir 90% de l'énergie transverse des jets (fig. 5.10) :

$$n90 > 1 \tag{5.19}$$

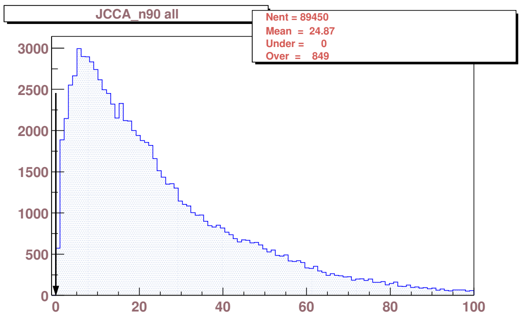


FIG. *5.10 – n90 des candidats jets avant la sélection (bloc JCCA).*

- Coupures fiducielles.
  La géométrie du détecteur impose, pour qu'un jet de cône $\Delta R = 0.7$ soit mesuré correctement (fig. 5.11) :

$$\eta_{jet} < 2.6 \tag{5.20}$$

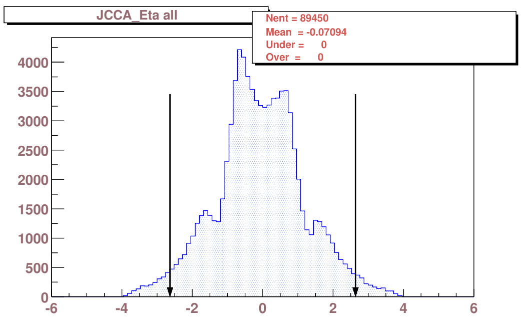


FIG. *5.11 – Distribution en η des candidats jets avant la sélection (bloc JCCA).*

- ΔR jet-électron.
  Pour éviter qu'un électron soit également reconstruit comme jet, on demande que tout jet reconstruit soit à une certaine distance ΔR_{jet-el} des électrons :

$$\Delta R_{jet-el} > 0.7 \tag{5.21}$$

- Efficacité de reconstruction des jets.

  La figure 5.12 montre l'efficacité de reconstruction de jets simulés en fonction du p_T, pour un cône de 0.7. L'incertitude sur l'efficacité pour un p_T entre 10 et 20 GeV est relativement importante (de l'ordre de 5%).

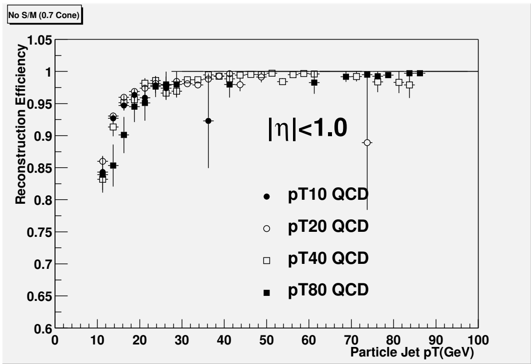


FIG. *5.12 – Efficacité de reconstruction de jets simulés en fonction du p_T, pour $|\eta| < 1.0$ [198].*

5.2.4 Correction en énergie des jets

Le but des ces corrections est d'obtenir, à partir de l'énergie des jets mesurée dans le calorimètre, leur énergie initiale avant leur traversée dans le calorimètre [199]. Ces corrections sont de 3 types :

- soustraction de l'énergie *d'offset* ;
- correction de la réponse du calorimètre des particules constituant le jet ;
- correction pour la partie du jet en dehors du cône (0.5 ou 0.7)

En ce qui concerne les jets de b contenant un muon provenant de la désintegration semi-leptonique, une correction supplémentaire est appliquée, qui tient compte de la véritable énergie du muon (mesurée dans les chambres) ainsi que de l'énergie emportée par le neutrino.

Pour un jet non-b, l'énergie corrigée $E_{jet}^{particle}$ s'écrit :

$$E_{jet}^{particle} = \frac{E_{jet}^{calor} - E_{offset}}{R_{jet}.F_S} \tag{5.22}$$

où E_{jet}^{calor} est l'énergie mesurée dans le calorimètre, E_{offset}, l'énergie *d'offset*, R_{jet}, la réponse du calorimètre aux jets, et F_S, la fraction du jet contenue dans le cône.

L'énergie *d'offset* peut provenir du bruit de l'uranium, des interactions multiples, de l'empilement des événements (*pile-up*), de l'énergie des partons spectateurs. Elle est déterminée à partir de la densité d'énergie dans les données *min-bias*.

La réponse en énergie est déterminée à partir des événements γ + jet. L'énergie du photon est d'abord corrigée par les corrections standards des objets électromagnétiques.

Celle-ci permet alors de recalculer une énergie transverse manquante corrigée $\not{E}_T$. La réponse R_{jet} est alors exprimée de la manière suivante :

$$R_{jet} = 1 + \frac{\not{E}_T.\hat{n}_{T\gamma}}{E_{T\gamma}} \tag{5.23}$$

La figure 5.13 représente R_{jet} en fonction de l'énergie du jet dans les données.

La correction pour la partie du jet en dehors du cône est déterminée elle aussi à partir des données, en sommant l'énergie des inter-cônes par de tranche de $\Delta R = 0.1$. On définit alors F_S par :

$$F_S = \frac{E_{cone}}{E_{jet\ limit}} \tag{5.24}$$

où E_{cone} est l'énergie dans un cône de 0.7 (ou 0.5 suivant la définition du jet), et $E_{jet\ limit}$ est l'énergie contenue dans ce qui est appelé la taille réelle du jet et qui a été determiné par des études du Run I. La figure 5.14 représente la densité d'énergie du jet en fonction de R ($\eta \times \phi$).

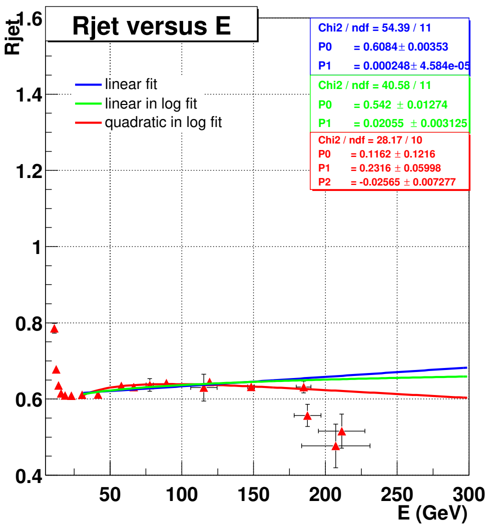


FIG. 5.13 – R_{jet} *en fonction de l'énergie du jet, (données) [199].*

5.2.5 Variables cinématiques

Différentes variables cinématiques sont définies pour distinguer le signal du bruit de fond.

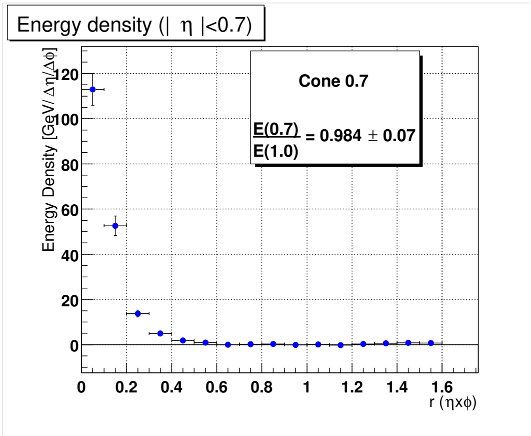


FIG. *5.14 – Densité d'énergie des jets, en fonction de R, dans le C.C. après la soustraction de l'offset [199].*

Énergie transverse manquante $\not\!\!E_T$

On définit l'énergie transverse manquante $\not\!\!E_T$ selon la formule suivante :

$$\vec{\not\!\!E}_T = \left(\sum_i \vec{E}_i \times \hat{z} \right) \times \hat{z} \tag{5.25}$$

où i représente la i^e cellule du calorimètre (EM+FH+CH), $\hat{z}$ est le vecteur unitaire selon l'axe des faisceaux. Seules les cellules ayant recueilli une énergie supérieure à un seuil de 200 MeV sont retenues. L'énergie de la i^e cellule $\vec{E}_i$ est définie par rapport à l'eventuel vertex primaire sélectionné ou à défaut le centre géométrique du calorimètre. Rappelons, qu'en R-parité violée, le signal est caractérisé par une basse énergie transverse manquante ($\not\!\!E_T \lesssim 20$ GeV), du fait de la désintégration de la L.S.P. dans le détecteur.

Sphéricité

On définit le tenseur 3×3 de sphéricité :

$$S^{ab} \equiv \frac{\sum_i p_i^a p_i^b}{\sum_i \vec{p_i}^2} \tag{5.26}$$

où la somme porte sur les objets reconstruits ($e^{\pm}$, γ, $\mu^{\pm}$, jets). On définit la sphéricité [174] d'un événement par :

$$\text{Sphéricité} \equiv \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) \tag{5.27}$$

où λ_2 et λ_3 sont deux des trois valeurs propres du tenseur de sphéricité S^{ab} telles que $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$.

On peut définir la sphéricité de manière équivalente par :

$$\text{Sphéricité} \equiv \frac{3\,(\sum \vec{p}_S^{\,2})_{min}}{2\sum \vec{p}^{\,2}} \tag{5.28}$$

Le numérateur est défini par la somme des carrés des projections de toutes les impulsions selon l'axe S qui minimise cette valeur. La sphéricité varie de 0 à 1. Une valeur proche de zéro caractérise un événement pour lequel il existe un axe selon lequel la somme des impulsions transverses est minimale. Une valeur proche de 1 signifie que l'événement possède une distribution isotropique des particules émises.

Aplanarité

L'aplanarité [174] mesure l'impulsion transverse par rapport au "plan" de l'événement :

$$\text{Aplanarité} \equiv \frac{3\lambda_2}{2} \tag{5.29}$$

A est compris entre 0 et 1/2. Un événement de basse aplanarité (< 0.1) est caractérisé par une distribution des impulsions essentiellement sur un même plan.

5.2.6 Association trace-candidat électromagnétique

L'association d'un candidat électromagnétique avec une trace permet de réduire le fond Q.C.D., de différencier photons et électrons, de déterminer le signe de la charge de la particule et de mesurer l'impulsion de l'électron. Au niveau de la reconstruction on distingue différents types de traces, classés dans différents blocs [196] [197] :

- Traces S.M.T. seulement (bloc 230) : on demande au moins 4 *hits*.
- Traces C.F.T. axial (bloc 113) : on demande 8 hits.
- Traces C.F.T. stéréo (bloc 101) : on demande 16 hits.
- Traces S.M.T. + au moins 7 hits dans le C.F.T. (bloc 333)
- Traces C.F.T. stéréo + hits dans le S.M.T. (bloc 201)
- Traces de tous types (bloc 401) : regroupe tous les autres blocs. Si des traces sont en double, seule celle possédant le χ^2 le plus petit est conservée. Cette condition désavantage les traces longues qui peuvent posséder un χ^2 plus grand que des traces plus courtes correspondantes.

Pour chaque association trace-cluster, un χ^2 est calculé, défini selon le type de trace. Il prend en compte les largeurs expérimentales des distributions σ_ϕ, σ_z et σ_{E_T/p_T}, le rapport E_T/p_T entre l'énergie transverse du *cluster* et l'impulsion transverse de la trace, ainsi que les différences entre l'extrapolation de la trace et la position du *cluster* au niveau de la couche 3 du calorimètre électromagnétique en z et ϕ (cf. section 5.2.2). La figure 5.15 montre la répartition en η des traces de type 401 reconstruites pour un *run* quelconque. Ces traces se situent principalement dans la région $|\eta| < 2$.

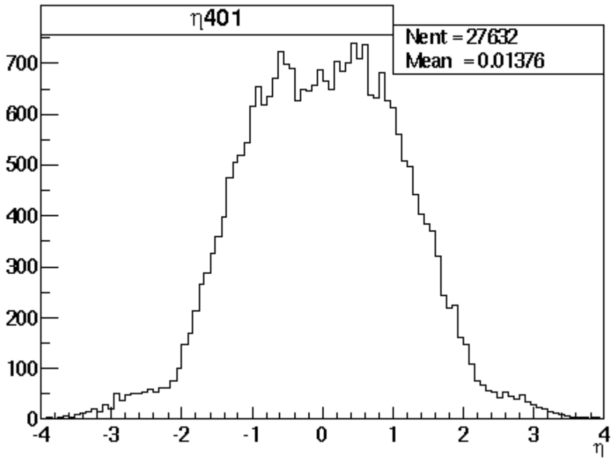


FIG. *5.15 – Distribution en η des traces C.F.T.+S.M.T. (401)*

5.2.7 Taux de faux électron

Principe

Pour évaluer correctement le bruit de fond, il est nécessaire de connaître le taux de faux électrons identifiés comme électrons(*e-fake*). Ceux-ci peuvent provenir de π^0 associés par erreur à une trace, de π^0 dont l'un des γ s'est converti, ou encore de $\pi^\pm$ dont la fraction électromagnétique mesurée est importante, etc. Ce bruit de fond instrumental peut être estimé à partir des données Q.C.D multi-jets.

Pour sélectionner cet échantillon enrichi en jets, on peut par exemple demander que les *triggers* jets soient déclenché tout en mettant un veto sur les *triggers* électromagnétiques. À partir de ces données sélectionnées, on projette l'ensemble des jets reconstruits en fonction du p_T dans un premier histogramme. On sélectionne ensuite l'ensembles des objets électromagnétiques passant les coupures de qualité pour obtenir leur distribution en p_T dans un deuxième histograme. Dans le cas présent on exige aussi une trace associée aux candidats électrons. Enfin, on divise les deux distributions *bin* par *bin* pour obtenir une probabilité de mauvaise identification *e-fake* en fonction du p_T.

La probabilité est évaluée séparément dans le C.C. et les E.C. :

$$p_{CC} = (1.5 \pm 0.2) \times 10^{-4} \tag{5.30}$$

$$p_{EC} = (1.4 \pm 0.7) \times 10^{-4} \tag{5.31}$$

La plus grande erreur dans les calorimètres avant provient de la faiblesse de la statistique. La figure 5.16 montre la dépendance en p_T de cette probabilité pour le C.C. Pour plus de détails on consultera l'annexe de la référence [204].

Évaluation du nombre d'événements e + *e-fake* + jets

Une fois ce résultat obtenu, on cherche à l'appliquer aux événements 1 électron + jets, de façon à calculer le nombre d'événements électron + *e-fake* + jets. En effet, pour notre

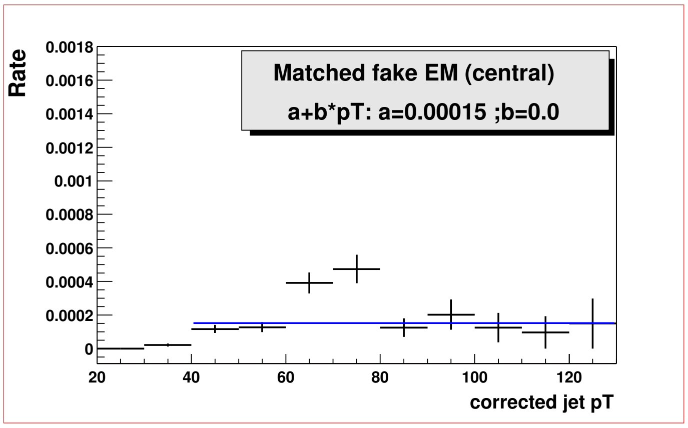


FIG. 5.16 – Taux de faux électron ayant une trace associée en fonction du p_T, dans le calorimètre central. [204].

analyse, on considère que les événements *e-fake* + *e-fake* + jets sont négligeables.

On procède de la manière suivante. On sélectionne des événements qui ont déclenché avec le *trigger* EM_HI pour lesquels un et un seul électron *loose* de $p_T > 15$ GeV, passe les coupures de qualité de l'électron. On applique pour chaque jet, la probabilité calculée dans le paragraphe précédent.

Une fois l'échantillon normalisé à la luminosité, on obtient un nombre d'événements attendu de type *électron* + *faux électron* en fonction du nombre de jets. La figure 5.17 montre le nombre d'événements *électron* + *faux électron* accompagné de (a) 0 jets, (b) 1 jet, (c) 2 jets, (d) 3 jets, (e) un nombre quelconque de jets. Il faut en effet retrancher 1 au nombre de jets puisque l'un d'entre eux est identifié comme électron.

Au total, on attend 0.94 évenements *électron* + *faux électron* pour une luminosité de 9.7 ± 1.4 pb^{-1}.

5.2.8 Probabilité de mauvaise attribution de la charge

Certains événements comprenant 2 électrons de même signe (L.S.) peuvent provenir d'événements avec deux électrons de signes opposés (O.S.) dont la charge de l'un des deux électrons a été mal déterminée. Il convient donc d'évaluer la probabilité de mauvaise attribution de la charge. Cette probabilité est obtenue à partir (entre 81 et 101 GeV de masse invariante) des événements O.S. et L.S. dans le pic de masse invariante du Z au-dessus du bruit de fond (on considère que dans le bruit de fond, essentiellement Q.C.D., les probabilités des événements O.S. et L.S. sont égales). Les nombres d'événements L.S. et O.S. donnent la probabilité $prob_{ws}$ de mauvaise identification du signe (en tenant compte du fait que le signe de chaque électron peut être mal identifié). On définit N_{LS}, N_{OS}, N_{total} respectivement comme le nombre d'événements L.S., O.S., et total dans le

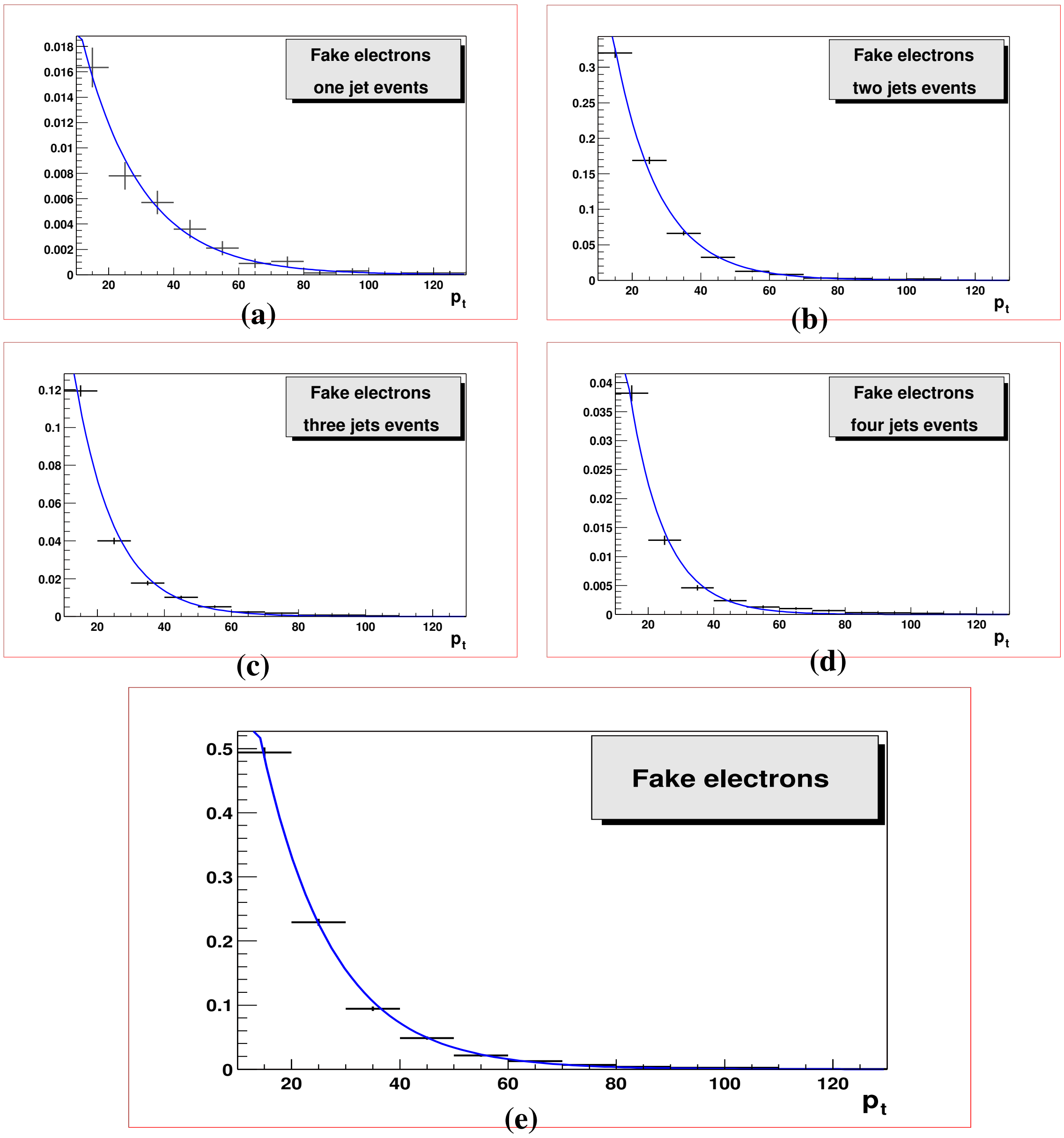


FIG. *5.17 – Nombre de faux électron pour une luminosité de 9.7* ± 1.4 *pb*$^{-1}$*, en fonction du* p_T *du faux candidat, pour les événement 1 électrons + jets.*
(a) el + 1 jet ; (b) el + 2 jets ; (c) el + 3 jets ; (d) el + 4 jets ; (e) el + jets.

pic du Z au dessus du bruit de fond. On a :

$$N_{LS} = N_{total} \times 2 \times prob_{ws} \times (1 - prob_{ws}) \tag{5.32}$$
$$N_{OS} = N_{total} \times (1 - prob_{ws}) \times (1 - prob_{ws}) \tag{5.33}$$

On obtient :

$$prob_{ws} = 4 \pm 1\% \tag{5.34}$$

Il est clair que cette probabilité dépend fortement de l'impulsion transverse de l'électron puisque le rayon de courbure de la particule due au champ magnétique est proportionnel à p_T. Mais la statistique de l'échantillon est insuffisante pour estimer cette probabilité en fonction du p_T. La plupart des électrons du pic du Z ayant un p_T autour de 40-50 GeV (fig. 5.25 et 5.26), la probabilité $prob_{ws}$ sera plus faible pour un p_T inférieur à 40 GeV et plus forte pour un p_T supérieur à 50 GeV.

Cette probabilité est utilisée pour déterminer le bruit de fond attendu pour les événements L.S.

5.2.9 Bruit de fond standard

Les bruits de fonds standards ont été engendrés avec *Pythia 6.1* et reconstruits avec la version p10.11 de D0reco. (sauf le $t\bar{t}$, reconstruit avec p10.15) avec une géométrie à plaque (*plate*). Certains processus ($\gamma^*/Z \to ee$ et $\gamma^*/Z \to \tau\tau$) ont été divisés en différentes plages de masse invariante pour tenir compte des grandes variations de sections efficaces.

Le tableau 5.2 résume les différents processus pris en compte, le nombre d'événements simulés, la section efficace et la luminosité équivalente. Pour tous les processus, on dispose d'au moins deux fois la luminosité totale (à par $W \to e\nu$).

Tous ces processus standard subissent ensuite la même sélection que les données. Comme l'effet des *triggers* n'est pas simulé, on applique en plus la fonction d'efficacité de *trigger* calculée précédemment (cf. section 5.1.4).

5.3 Analyse

Une fois les données présélectionnées, on peut procéder à une analyse plus fine des données. On se base d'abord sur une sélection des deux électrons de qualité *loose* (cf. section 5.2.2).

- On demande que l'événement ait déclenché le *trigger* EM_HI, ce qui implique qu'au moins un électron soit dans l'acceptance de ce *trigger* c'est-à-dire à $|\eta| < 0.8$.
- Toutes les coupures de qualité décrites dans les sections 5.2.1 et 5.2.2 sont appliquées, y compris les coupures fiducielles en η et ϕ.
- Si une trace est associée, on demande que $E_T/p_T < 3.0$.
- Pour l'électron de plus grand p_T, on demande : $p_{Tel1} > 15$ GeV.
- Pour le deuxième électron de plus grand p_T, on demande : $p_{Tel2} > 10$ GeV.
- On demande également au moins un vertex primaire sélectionné de $|z_{vertex}| < 0.25$ cm.

On dénombre ensuite les jets qui passent les coupures suivantes :

- toutes les coupures de qualité décrites dans la section 5.2.3,
- distance ΔR_{jj} entre les jets, par défaut $\Delta R_{jj} > 0.7$,

Processus	N evt.	Section efficace (pb)	Erreur (pb)	L (pb^{-1})
$\gamma^*/Z \to ee$ (2 – 60)	11 000	569	29	19.3
$\gamma^*/Z \to ee$ (60 – 130)	15 000	184	9	81.5
$\gamma^*/Z \to ee$ (130 – 250)	13 000	1.36	0.07	9 560
$\gamma^*/Z \to ee$ (250 – 500)	22 500	0.115	0.006	186 000
$\gamma^*/Z \to ee$ (500+)	5 500	0.0046	0.0005	186 000
$\gamma^*/Z \to \tau\tau$ (2 – 60)	10 000	569	29	17.6
$\gamma^*/Z \to \tau\tau$ (60 – 130)	15 000	184	9	81.5
$\gamma^*/Z \to \tau\tau$ (130 – 250)	10 000	1.36	0.07	7 350
$\gamma^*/Z \to \tau\tau$ (250 – 500)	10 000	0.12	0.006	87 000
$\gamma^*/Z \to \tau\tau$ (500+)	5 000	0.0046	0.0005	1 087 000
WZ	20 250	2.4	1.0	8 400
WW	37 750	8.0	3.0	4 720
ZZ	21 250	1.07	0.5	19 800
γZ	9 750	36.5	7.5	267
γW	10 000	44.8	9.0	223
$W \to e\nu$	20 000	1920	170	10.4
$t\bar{t} \to l\nu + l\nu$	5 000	0.62	0.16	1 630

TAB. 5.2 – *Contribution des événements S.M. Monte-Carlo au bruit de fond du canal di-électrons.*

• p_T des jets, par défaut $p_{Tjet} > 20$ GeV.

Du fait de la faiblesse de la statistique, il sera nécessaire de relâcher indépendamment certaines coupures si l'on veut pouvoir observer leur effet. Les coupures qui ont été examinées en détails sont (et qui ne sont pas appliquées par défaut) :

• les traces associées aux candidats électrons,

• le nombre de jets,

• la masse invariante des deux électrons, comprise ou non entre 81 et 101 GeV,

• signe de la charge des électrons, même signe ou signe opposé.

5.3.1 Calcul des erreurs

En ce qui concerne les données, seules les erreurs statistiques sont prises en compte. Les erreurs sur le bruit de fond, quant à elles, tiennent compte des erreurs statistiques (à partir du nombre brut d'événements retenus, c'est-à-dire avant de normaliser à la luminosité équivalente) des erreurs sur la luminosité ($\pm 15\%$) et des erreurs sur la section efficace. Sur les figures qui suivront, seules les erreurs statistiques des données seront représentées.

5.3.2 Sélection avec au moins une trace associée (# 1)

On réalise une première sélection # 1, où le but est de maximiser la statistique. En conséquence, on ne demande qu'une seule trace associée (au moins une) à l'un des deux électrons. Cette sélection est réalisée en vue de comparer essentiellement les jets. Les résultats sont résumés dans le tableau 5.3.

coupures #1 : coupures de qualité ; p_{Tel1} > 15 ; p_{Tel1} > 10 ; p_{Tjet} > 20 ; 1 trace						
1 trace	total	0 jet	1 jet	2 jets	3 jets	≥ 4 jets
Données	579 ± 24.0	491 ± 22.2	75 ± 8.7	12 ± 3.5	1 ± 1	0
SM Monte-Carlo	416.4 ± 66.0	343.0 ± 54.5	61.8 ± 10.1	10.4 ± 2.0	1.1 ± 0.4	0.02 ± 0.01

TAB. *5.3 – Sélection #1 : résultats de la recherche d'événements di-électrons avec au moins une trace associée à l'un des leptons.*

L'inconvénient de cette sélection est qu'elle favorise le bruit de fond Q.C.D. qui n'a pas été pris en compte. Sur la figure de masse invariante (5.18), on constate clairement que la simulation du bruit de fond standard ne reproduit pas les données pour $M_{ee} < 60$ GeV. On retrouve ce problème sur la figure 5.19 représentant le nombre de jets sélectionnés. La encore le bruit de fond Q.C.D. peut expliquer le déficit de la simulation pour le nombre d'événements avec 0 jet. Comme ce bruit de fond est principalement composé d'événements dijets, le désaccord diminue à mesure que l'on augmente la multiplicité en jets.

Cependant, si l'on compare les propriétés des jets, on constate que les données et la simulation sont en excellent accord pour le spectre en p_T des jets (fig. 5.20). Les distributions ΔR_{jj} entre les jets (fig. 5.21) et ΔR_{ej} électron-jet (fig. 5.22), bien que de faible statistique, semblent également raisonnables. Aucun événement avec 4 jets n'a été observé.

Un autre fait connu [203] est que la simulation de Zee + jets par *Pythia* ne reproduit pas correctement les données au niveau de la distribution en p_T des jets. À cela s'ajoute l'incertitude sur l'efficacité de reconstruction des jets de bas p_T (<20 GeV). L'étude de cette efficacité en est encore au stade préliminaire [198]. Ces raisons peuvent expliquer en partie les désaccords que l'on observe sur les figures 5.19 (sélection #1) et 5.24 (sélection #2).

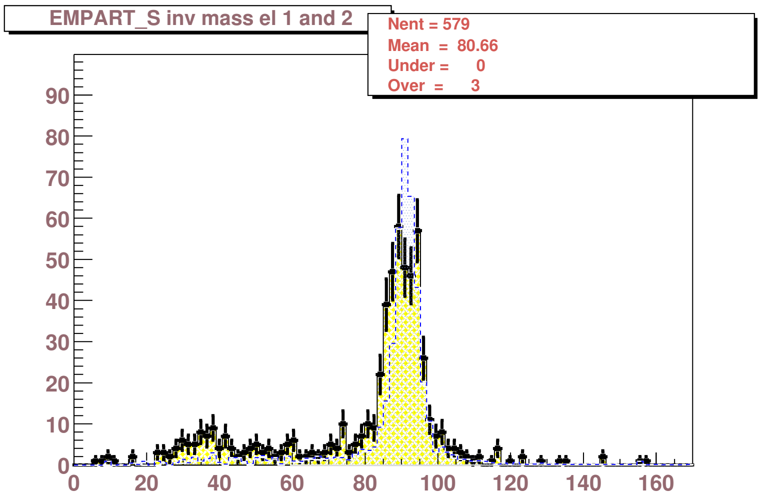


FIG. *5.18 – Sélection #1 : masse invariante des 2 électrons (GeV) .*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

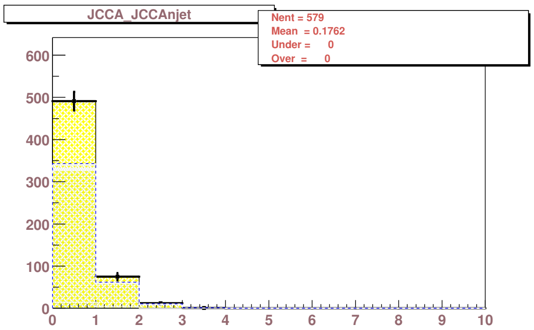


FIG. *5.19 – Sélection #1 : nombre de jets.*

Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

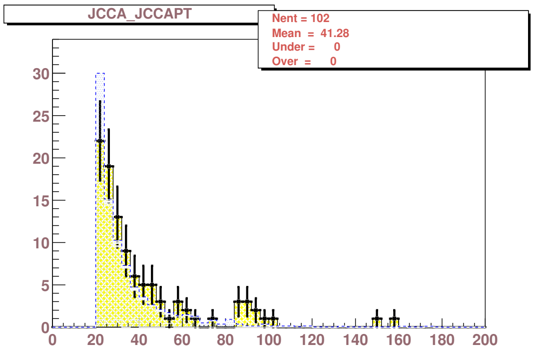


FIG. *5.20 – Sélection #1 : p_T des jets (GeV).*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

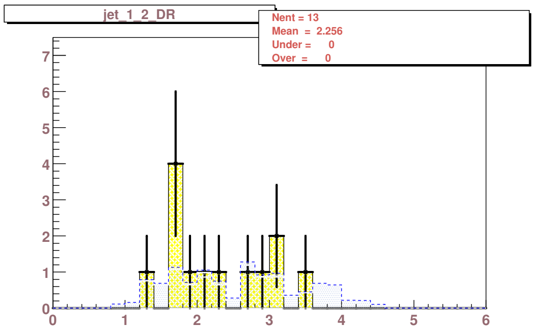


FIG. *5.21 – Sélection #1 : ΔR_{jj} entre les jets.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

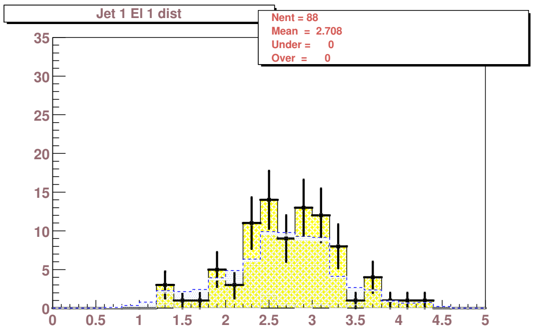


FIG. *5.22 – Sélection #1 : ΔR_{ej} entre le premier électron et le premier jet.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

5.3.3 Sélection avec 2 traces associées (# 2)

Il convient maintenant de s'intéresser aux propriétés des électrons. On effectue la même sélection mais l'on demande que chaque candidat électron ait une trace associée. Par rapport à la sélection précédente, cela réduit la statistique d'un facteur 4 (tab. 5.4). On a pris en compte les événements *électron + faux électron* (ligne *e-fake*). Les figures 5.23 et 5.24 représentent respectivement les multiplicité en électron et en jets des événements sélectionnés.

Les figures 5.25 et 5.26 représentent les distributions en p_T des électrons 1 et 2, coupés respectivement à 15 et 10 GeV. L'accord est de bonne qualité.

Les figures 5.27, 5.28, 5.29 et 5.30 décrivent les distributions de 4 variables de qualité des électrons, à savoir la fraction électromagnétique, l'isolation, le rapport E_T/p_T et le χ^2 de la H-matrice 8 des électrons. Pour ces 4 variables, la simulation semble idéalisée par rapport aux données. Certains défauts du détecteurs ne sont certainement pas pris en compte (inefficacités, canaux morts, etc.). Un réglage de la simulation, en se basant sur les données, paraît indispensable dans l'avenir. On observe le même effet sur l'énergie transverse manquante (fig. 5.31) et sur la masse invariante des électrons (fig. 5.32).

Enfin, sont également representées les distributions de la sphéricité (fig. 5.35), de l'aplanarité (fig. 5.36) (portant sur les électrons, les γ, les jets et le muons), du η des électrons et du signe de la charge des électrons.

5.3.4 Sélection avec 2 électrons de même signe (# 3)

On effectue maintenant une sélection identique à la précédente en demandant cette fois que les deux signes de la charge des deux électrons soient identiques. 10 événements passent les coupures.

Le tableau 5.5 résume le nombre d'événements des données et de la simulation en fonction de la multiplicité en jets. Le bruit de fond instrumental a été calculé selon la méthode de la section 5.2.8. Il est largement dominant devant le bruit de fond standard.

coupures #2 : coupures de qualité ; $p_{Tel1} > 15$; $p_{Tel1} > 10$; $p_{Tjet} > 20$; 2 traces						
2 traces	total	0 jet	1 jet	2 jets	3 jets	≥ 4 jets
Données	145 ± 12.0	127 ± 11.3	16 ± 4.0	2 ± 1.4	0	0
SM Monte-Carlo	156.0 ± 20.7	125.4 ± 19.6	26.0 ± 4.3	3.8 ± 0.7	0.6 ± 0.4	0.012 ± 0.01
e-fake	0.94 ± 0.3	0.04 ± 0.02	0.61 ± 0.2	0.20 ± 0.1	0.06 ± 0.02	0.03 ± 0.01
total BdF.	157	125.7	26.6	4.0	0.66	0.013

TAB. *5.4 – Sélection #2 : résultats de la recherche d'événements di-électrons avec 2 traces associées.*

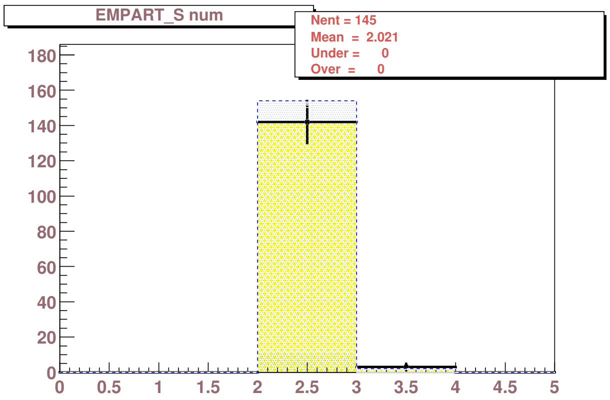


FIG. *5.23 – Sélection #2 : nombre d'électrons.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

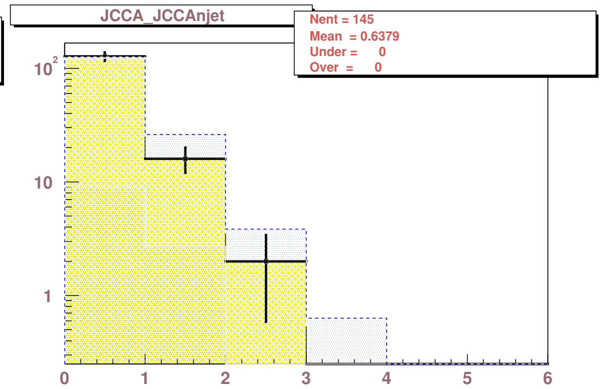


FIG. *5.24 – Sélection #2 : nombre de jets.*

Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

Parmi ces 10 événements, 8 possèdent une masse invariante proche de la masse du Z, entre 75 et 105 GeV (cf. tab. 5.6 et fig. 5.38). Les signes sont également répartis entre positifs et négatifs (5 événements chacun). Seulement 2 événements sont accompagnés de jets (fig. 5.37), mais ceux-ci se situent tous les deux dans le pic du Z. On s'intéressera tout de même à deux de ces événements dans la section suivante.

Même signe	total	0 jet	1 jet	2 jets	3 jets	≥ 4 jets
Données	10	8	1	1	0	0
SM Monte-Carlo	0.17 ± 0.16	0.16 ± 0.15	0.005	0.005	0	0
B.d.f. *e-fake*	0.47 ± 0.15	0.02 ± 0.01	0.3 ± 0.1	0.1 ± 0.05	0.03 ± 0.01	0.02 ± 0.01
B.d.f. *wrong sign*	12.00 ± 3.4	9.6 ± 3.2	2.0 ± 1.2	0.3 ± 0.2	0.05 ± 0.05	0.001 ± 0.001
Bruit de fond total	12.64 ± 3.4	9.8 ± 3.2	2.3 ± 1.2	0.4 ± 0.2	0.08 ± 0.1	0.02 ± 0.04

TAB. 5.5 – Sélection #3 : résultats de la recherche d'événements di-électrons de même signe.

Ces résultats montrent que, malgré la détermination du signe de la charge, il est indispensable de couper les événements dont la masse invariante est comprise entre 81 et

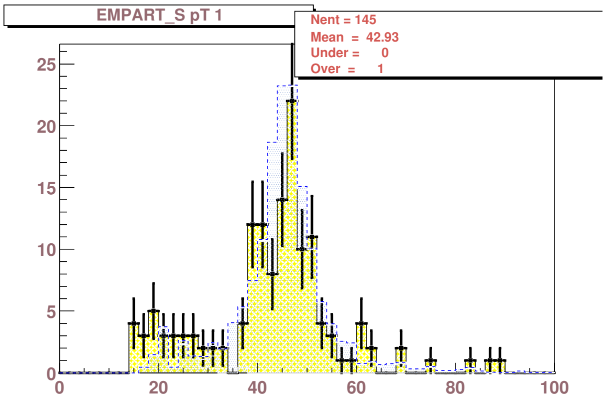


FIG. 5.25 – *Sélection #2 : événements avec 2 traces associées : pT de l'électron de plus grand pT.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

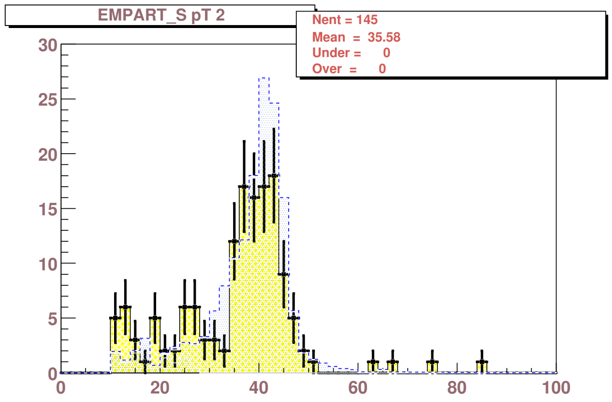


FIG. 5.26 – *Sélection #2 : événements avec 2 traces associées : pT du deuxième électron de plus grand pT.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

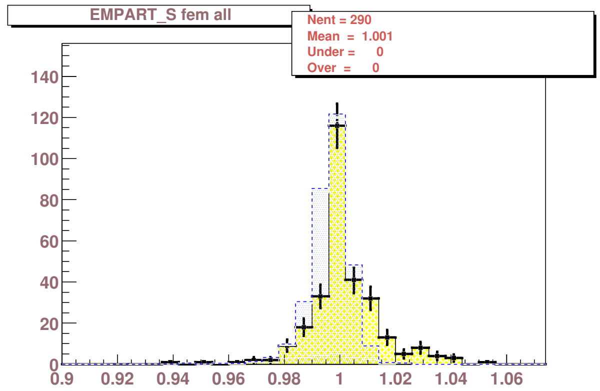


FIG. 5.27 – *Sélection #2 : fraction électromagnétique des électrons.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

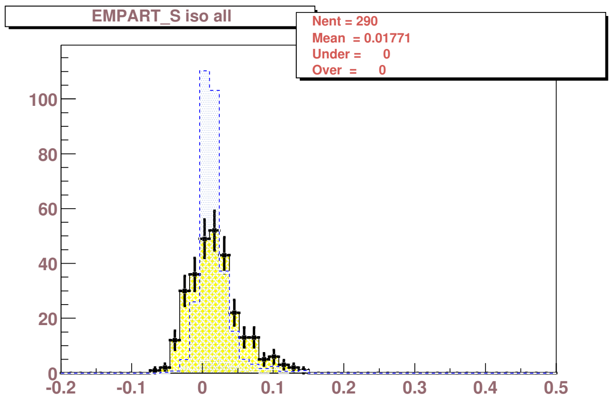


FIG. 5.28 – *Sélection #2 : isolation des électrons.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

101 GeV pour se débarrasser des événements Zee dont un des leptons a une mauvaise charge attribuée. En effet, dans le cadre d'une recherche avec un état final 2 électrons de même signe + jets, ce bruit de fond reste dominant.

Le p_T des électrons (fig. 5.39) et l'énergie transverse manquante (fig. 5.40) semblent compatibles avec la sélection #2.

Les électrons passant la sélection ne présentent pas de caractéristiques particulières (fig. 5.41, 5.42, 5.43, 5.44). Les distributions de l'isolation (fig. 5.41, du χ^2 (fig. 5.42) et de la fraction électromagnétique sont conformes aux distributions attendues pour des électrons (fig. 5.28, 5.30, 5.27). On peut toutefois observer une distribution de E_T/p_T (fig.

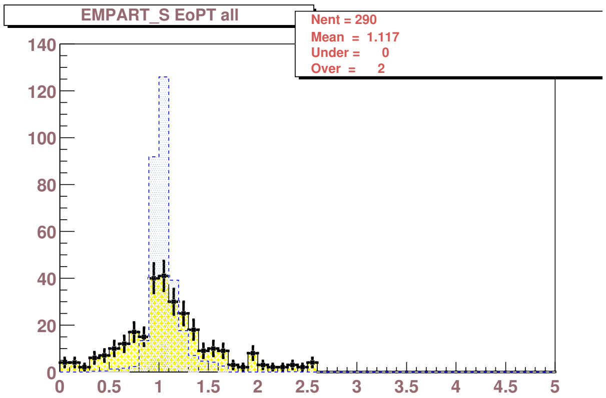


FIG. 5.29 – *Sélection #2 : rapport E_T/p_T des électrons.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

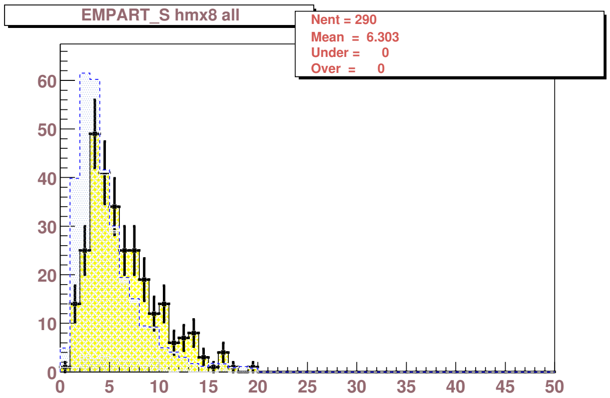


FIG. 5.30 – *Sélection #2 : χ^2 de la H-matrice 8 des électrons.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

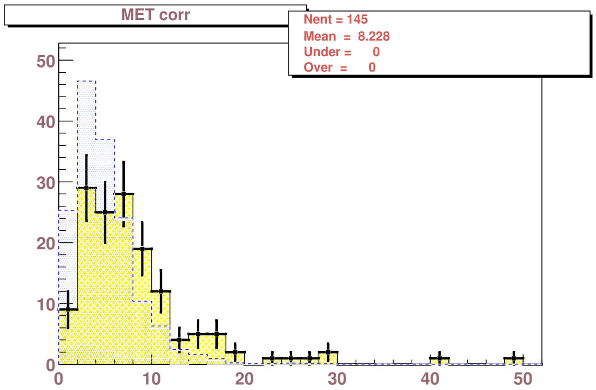


FIG. 5.31 – *Sélection #2 : $\not{E}_T$ des événements.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

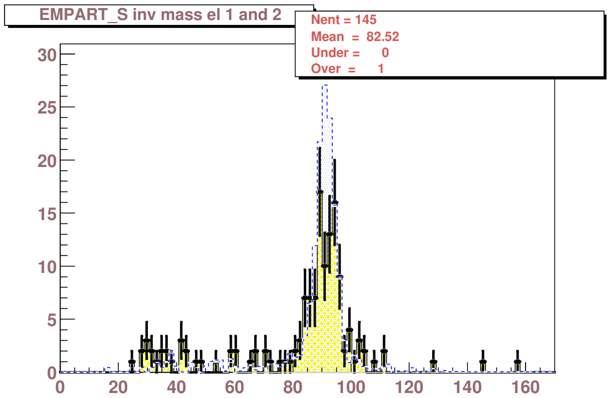


FIG. 5.32 – *Sélection #2 : masse invariante M_{ee}.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

5.43) un peu plus large que précédemment (fig. 5.29). Cela peut s'expliquer par le fait si une mauvaise trace est associée à la gerbe électromagnétique, on a plus de chance de se tromper sur le signe de la charge, et donc d'obtenir un rapport E_T/p_T loin de 1.

5.3.5 Étude de quelques événements significatifs

Événement 2 électrons L.S. de plus haute multiplicité en jets

Cet événement est le seul comportant 2 électrons L.S. et deux jets (fig. 5.48). Les rapport E_T/p_T des deux électrons sont raisonnables et inférieurs à 2. Toutefois, sa masse invariante se situe dans le pic du Z (M$_{ee}$ $= 87.2$ GeV) ce qui rend une interprétation de

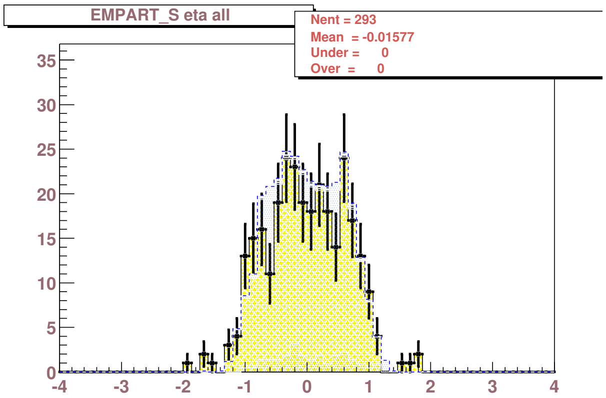


FIG. *5.33 – Sélection #2 : distribution en η des électrons.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

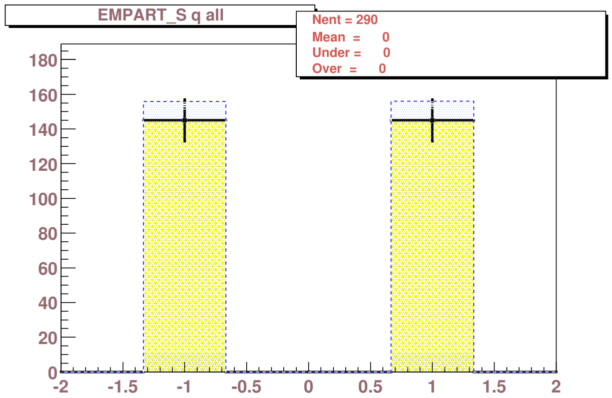


FIG. *5.34 – Sélection #2 : signe de la charge des électrons.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

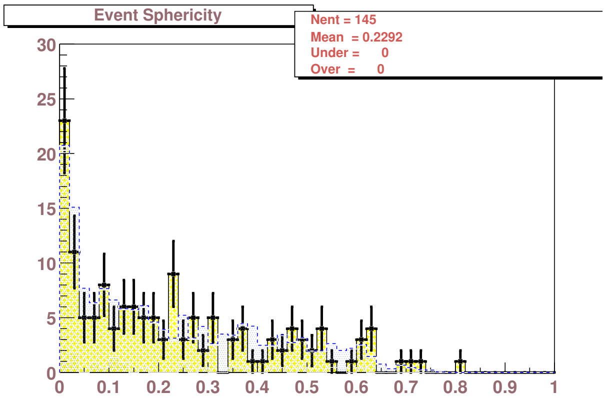


FIG. *5.35 – Sélection #2 : Sphéricité.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

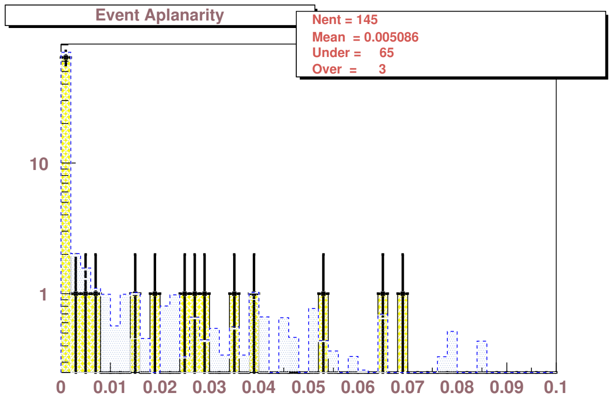


FIG. *5.36 – Sélection #2 : Aplanarité.*
Données en noir, trait plein, hachure jaune ; MC en bleu, tirets.

l'événement en Zee très probable.

Événement 2 électrons L.S. de grand p_T

La figure 5.52 représente un événement sélectionné avec différentes vue en $\eta - \varphi$, $R - z$ et $x - y$. Bien que ne possédant pas de jet de p_T supérieur à 20 GeV, cet événement est intéressant à plusieurs titres. D'abord, c'est celui de plus grand p_T qui ait passé la sélection # 3. Il possède deux électrons centraux de même signe dont la masse invariante est de M$_{ee}$ $= 157.5$ GeV (calculée à partir du calorimètre), soit très en dehors du pic du Z. L'énergie transverse manquante est basse $\not{E}_T = 3.6$ GeV. Toutefois, les rapports $E_T(\text{cal})/p_T(\text{CFT})$ sont respectivement de 1.96 et 2.04 pour les deux électrons, ce qui n'est pas excellent (cf. fig. 5.29 et 5.43). Par ailleurs, comme on l'a vu, avec un p_T élevé,

evt #	run #	# jets	M_{ee}	signes
5923572	145804	0	90.4	+ +
6623841	146452	2	87.2	- -
9113322	145904	0	91.1	- -
9306324	145904	1	88.5	- -
2716128	148829	0	89.1	+ +
2689575	149311	0	90.0	+ +
36803628	152300	0	157.6	- -
1352496	152420	0	60.7	- -
309024	153182	0	102.3	+ +
16189817	150408	0	92.8	+ +

TAB. 5.6 – Sélection #3 : masse invariante et signes des électrons.

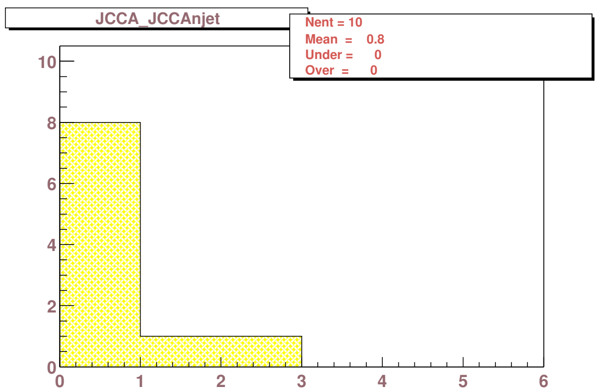


FIG. 5.37 – *Sélection #3 : nombre de jets (données).*

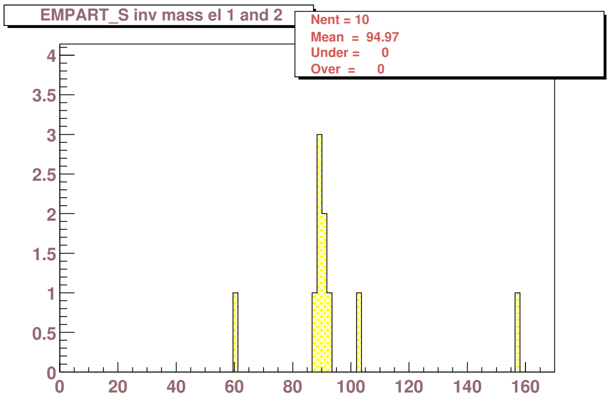


FIG. 5.38 – *Sélection #3 : masse invariante M_{ee} (en GeV) des électrons(données).*

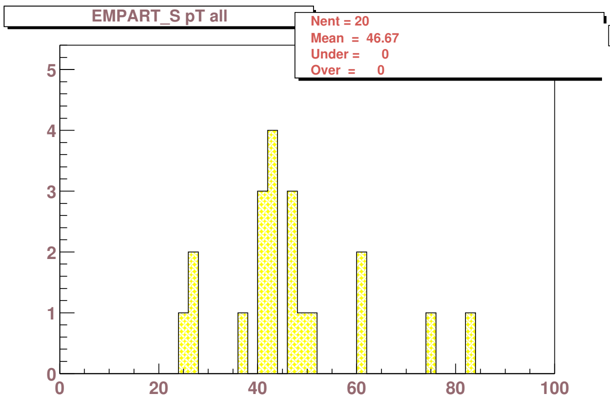


FIG. 5.39 – *Sélection #3 : p_T des électrons (données).*

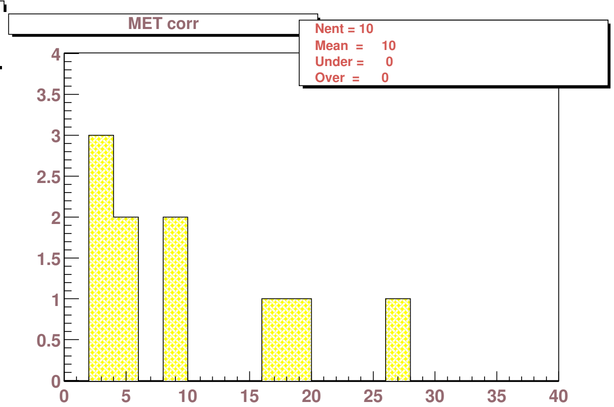


FIG. 5.40 – *Sélection #3 : $\not{E}_T$ (données).*

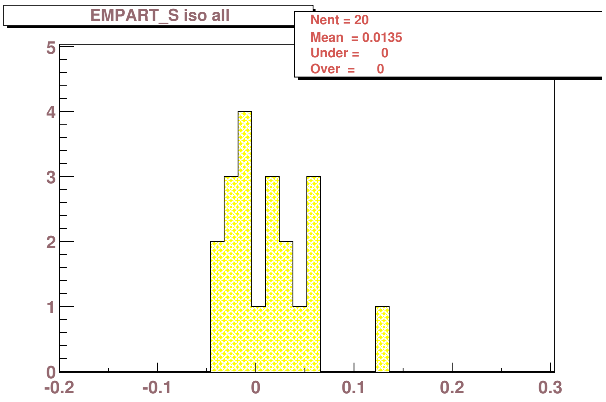


FIG. *5.41 – Sélection #3 : isolation des électrons (données).*

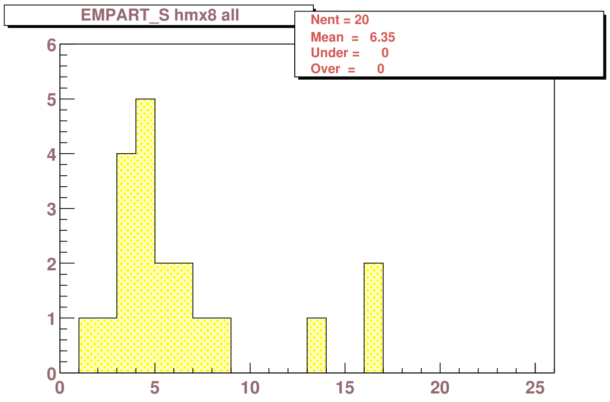


FIG. *5.42 – Sélection #3 : χ^2 de la H-matrice des électrons (données).*

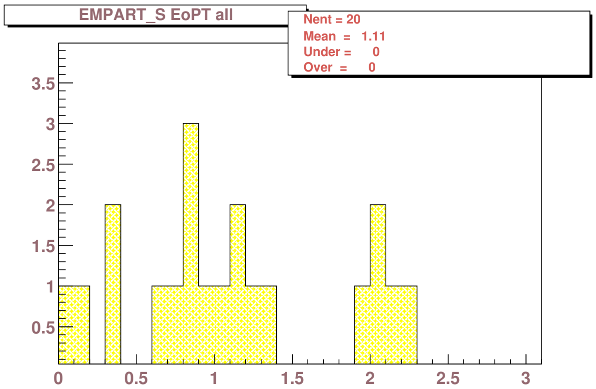


FIG. *5.43 – Sélection #3 : rapport E_T/p_T des électrons (données).*

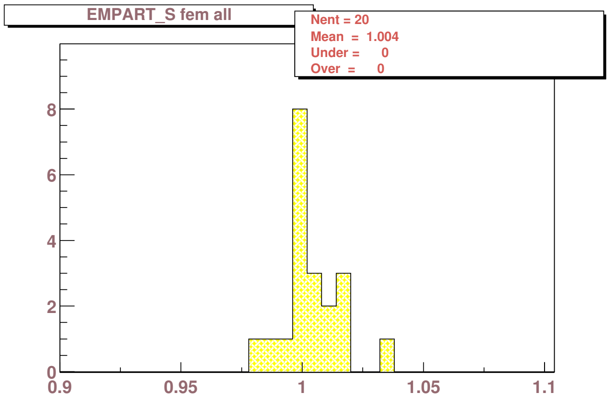


FIG. *5.44 – Sélection #3 : fraction électromagnétique des électrons (données).*

le taux de mauvaise attribution de la charge devrait être supérieur à 4% (cf. section 5.2.8). La statistique actuelle est insuffisante pour l'évaluer de manière plus précise. Enfin, le tableau 5.2 indique que le processus $\gamma^*/Z \rightarrow ee$ avec (130 GeV < M_{ee} < 250 GeV) possède une section efficace de $1.36 \pm 0.07 pb^{-1}$. Par ailleurs, 4 événements dans la région (130 < M_{ee} < 250) sont observés sans la coupure L.S. (fig. 5.32). Il n'est donc pas anormal d'observer un événement de ce type avec 9.7 pb^{-1} de luminosité intégrée.

Événement 2 électrons O.S. en dehors du pic du Z

La figure 5.56 représente l'événement comportant 2 électrons de signe opposé dont la masse invariante est en dehors du pic du Z, et qui possède la plus haute multiplicité en jets (de p_{Tjet} > 15 GeV). L'énergie transverse manquante est plutôt élevée ($\not{E}_T = 37.4$ GeV) et pointe dans une direction très proche de celle du deuxième électron (fig. 5.53). Ceci laisse penser que cet électron a sans doute été mal mesuré. On a probablement affaire à un événement Zee accompagné de 2 jets.

Événement 2 électrons avec 1 seule trace de plus haute multiplicité en jets

On relâche la coupure sur les traces associées et on recherche une nouvelle fois l'événement comportant le plus de jets. Cet événement comporte 3 jets (fig. 5.60), mais ceux-ci ont une impulsion transverse p_T inférieure à 20 GeV. L'électron 2 sans trace associée est situés très vers l'avant ($\eta = 2.40$) et possède une énergie de 122 GeV. Cet événement semble difficile à interpréter dans le cadre du bruit de fond standard Zee.

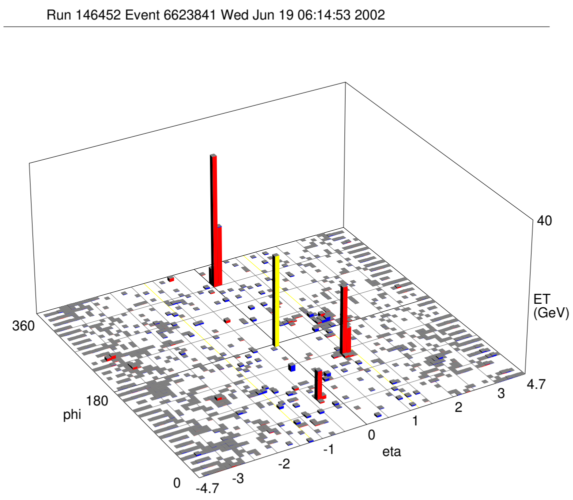


FIG. *5.45 – Vue en $\eta - \varphi$*

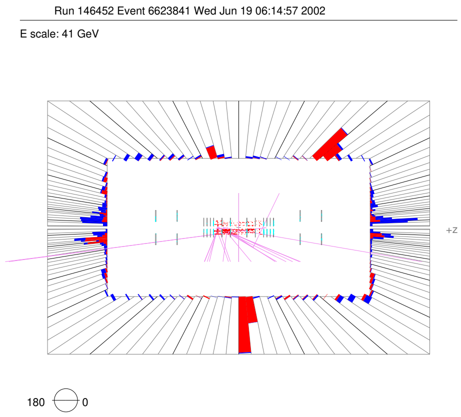
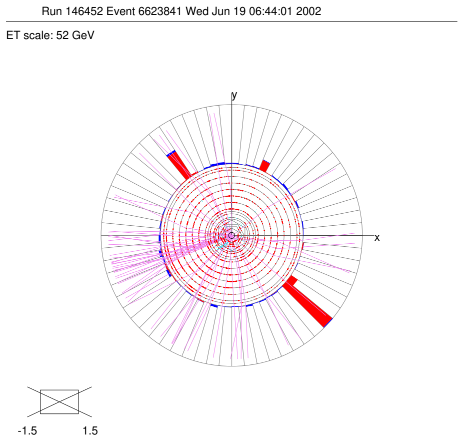


FIG. 5.46 – Vue en $R - z$



e_1	e_2
$p_T(\text{cal}) = 60.8$ GeV $p_T(\text{CFT}) = 68.4$ GeV $\eta = 0.39$ $\varphi = 5.58$ charge = -1	$p_T(\text{cal}) = 27.2$ GeV $p_T(\text{CFT}) = 36.7$ GeV $\eta = 1.18$ $\varphi = 2.19$ charge = -1
M$_{ee} = 87.2$ GeV ; $\not{E}_T = 16.1$ GeV	
2 jets $p_T(\text{cal}) = 27.5 \ / \ 24.8$ GeV $\eta = 1.44 \ / \ 0.07$ $\varphi = 3.43 \ / \ 1.21$	

FIG. 5.47 – Vue en $x - y$

FIG. *5.48 – Vue en $\eta - \varphi$, $R - z$ et $x - y$ et propriétés de l'événement 2 électrons L.S. de plus haute multiplicité en jets. Run 146452, événement 6623841.*

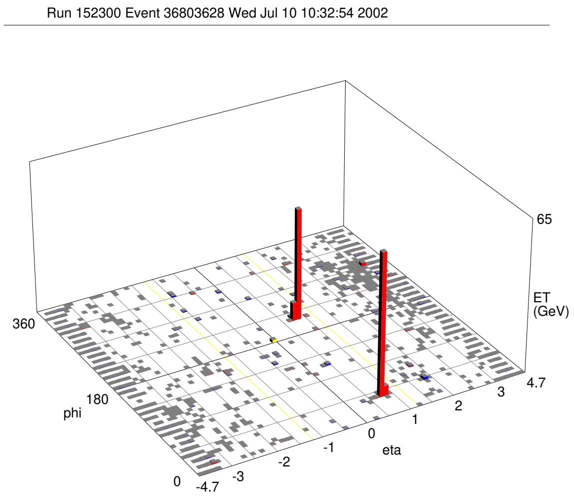


FIG. *5.49 – Vue en $\eta - \varphi$*

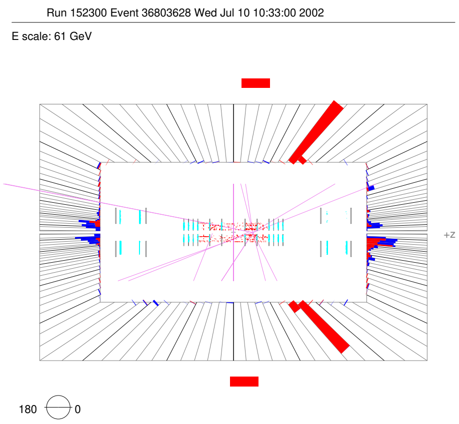
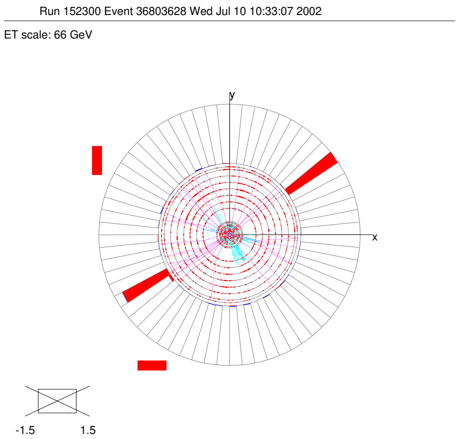


FIG. 5.50 – Vue en $R - z$



e_1	e_2	0 jet
$p_T(\text{cal}) = 83.8$ GeV $p_T(\text{CFT}) = 42.7$ GeV $\eta = 0.57$ $\varphi = 0.65$ charge = -1	$p_T(\text{cal}) = 74.2$ GeV $p_T(\text{CFT}) = 36.4$ GeV $\eta = 0.60$ $\varphi = 3.71$ charge = -1	
$\text{M}_{ee} = 157.5$ GeV ; $\not\!\!E_T = 3.6$ GeV		

FIG. 5.51 – Vue en $x - y$

FIG. *5.52 – Vue en $\eta - \varphi$, $R - z$ et $x - y$ et propriétés de l'événement di-électron L.S. de plus grand p_T. Run 152300, événement 36803628.*

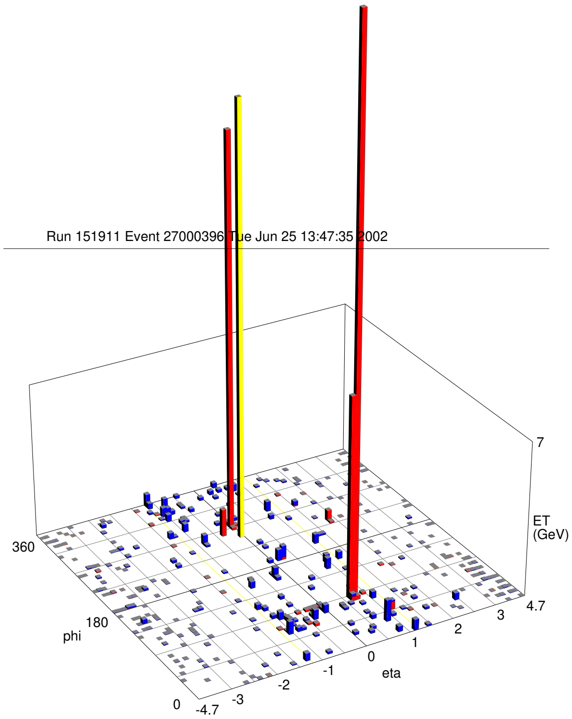


FIG. 5.53 – *Vue en $\eta - \varphi$*

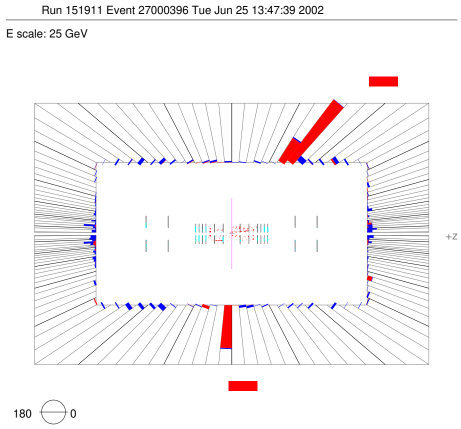


FIG. 5.54 – Vue en $R - z$

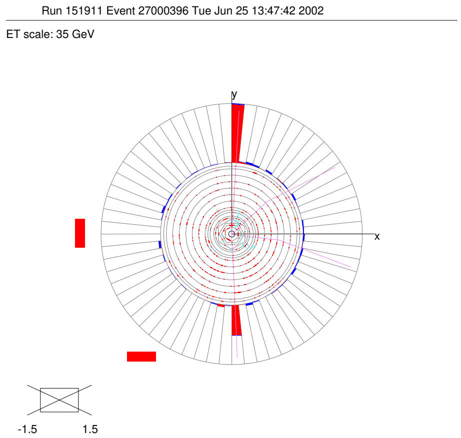


FIG. 5.55 – Vue en $x - y$

e_1	e_2
$p_T(\text{cal}) = 43.0$ GeV $p_T(\text{CFT}) = 22.2$ GeV $\eta = 0.57$ $\varphi = 1.50$ charge = +1	$p_T(\text{cal}) = 21.0$ GeV $p_T(\text{CFT}) = 19.8$ GeV $\eta = -0.23$ $\varphi = 4.76$ charge = -1
$\text{M}_{ee} = 64.9$ GeV ; $\not{E}_T = 37.4$ GeV	
2 jets $p_T(\text{cal}) = 19.9 \ / \ 17.7$ GeV $\eta = -0.72 \ / \ -0.79$ $\varphi = 1.29 \ / \ 5.85$	

FIG. 5.56 – *Vue en $\eta - \varphi$, $R - z$ et $x - y$ et propriétés de l'événement 2 électrons O.S., de plus haute multiplicité en jets, en dehors du pic du Z. Run 151911, événement 27000396.*

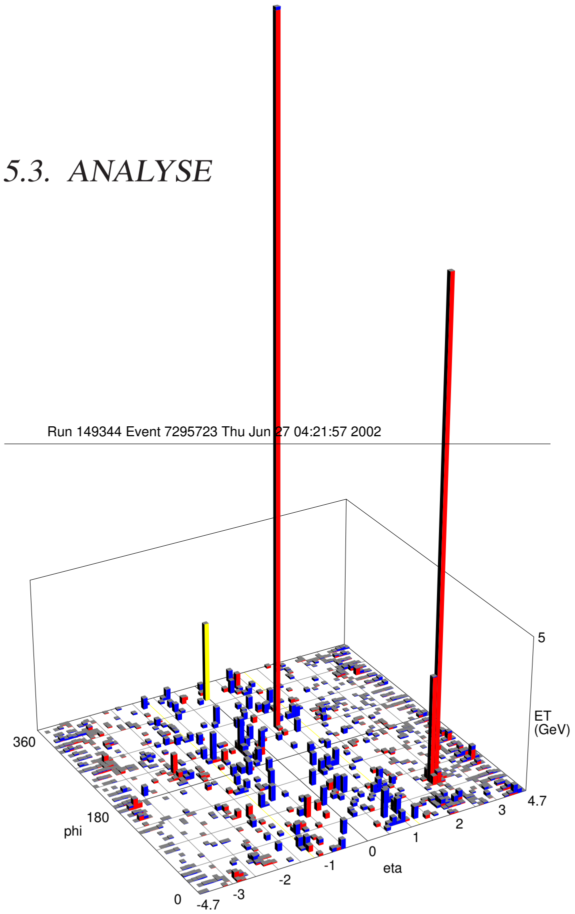


FIG. 5.57 – *Vue en* $\eta - \varphi$

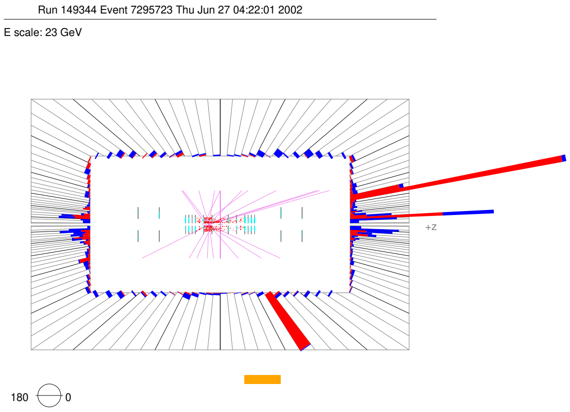


FIG. 5.58 – Vue en $R - z$

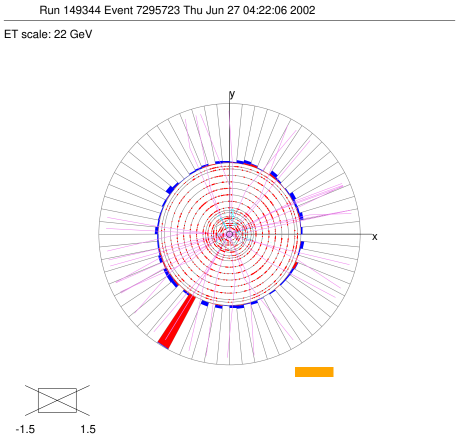


FIG. 5.59 – Vue en $x - y$

e_1	e_2
$p_T(\text{cal}) = 22.6$ GeV $\eta = 0.77$ $\varphi = 4.17$ charge = -1	$p_T(\text{cal}) = 22.0$ GeV $\eta = 2.40$ $\varphi = 1.13$ charge = 0
M$_{ee}$ $= 60.3$ GeV ; $\not{E}_T = 11.3$ GeV	
3 jets $p_T(\text{cal}) = 17.1$ / 16.7 / 15.9 GeV $\eta = -0.49$ / -0.79 / 0.94 $\varphi = 3.57$ / 0.73 / 1.12	

FIG. 5.60 – *Vue en* $\eta - \varphi$*,* $R - z$ *et* $x - y$ *et propriétés de l'événement 2 électrons, une seule trace, de plus haute multiplicité en jets. Run 149344, événement 7295723.*

5.4 Discussion et perspectives

Cette analyse préliminaire des données s'intègre dans les premiers résultats du groupe *New Phenomena* de D∅ [204]. Son but n'était pas de déduire des limites mais de permettre de comprendre le bruit de fond standard pour une recherche comportant des électrons de même signe et des jets dans l'état final. Une première estimation du bruit de fond instrumentale a pu être calculée (taux de faux électrons, et taux de mauvaise attribution du signe de la charge). Malgré la détermination du signe de la charge des électrons, il apparaît indispensable de couper les événements dont la masse invariante M_{ee} se situe dans le pic du Z.

Parmi les améliorations à apporter, on retiendra :

- une meilleure compréhension du bruit de fond standard nécessaire, en particulier au niveau de la multiplicité des jets ;
- la nécessité d'un ajustement de la simulation afin qu'elle reproduise correctement les variables cinématiques comme les variables discriminantes des électrons (isolation, fraction électromagnétique, E_T/p_T, χ^2 de la H-matrice), l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$, la résolution en énergie et donc la masse invariante, etc.
- la prise en compte d'autres *triggers* ;
- le taux de mauvaise attribution de la charge en fonction de p_T et de η.
- une meilleure estimation du taux de mauvaise identification de l'électron ;
- un bruit de fond Q.C.D. simulé de grande statistique.

On notera que l'augmentation future de la statistique réglera en grande partie ces problèmes. À l'avenir, les erreurs sur le calcul de la luminosité devraient également baisser.

Il restera ensuite à réaliser un balayage dans l'espace des paramètres SUSY en simulation complète pour établir des limites. On peut noter qu'il est possible de considérer d'autre couplages λ'_{ijk}, et d'étudier d'autres états finals du type di-leptons de même signe + jets, avec des muons par exemple.

Enfin, grâce à la détermination du signe de la charge des électrons, la luminosité à la fin de l'année 2002 ($\simeq 150pb^{-1}$) sera suffisante pour améliorer les limites du Run I.

Processus	Coupure #1		Coupure #2		Coupure #3	
	total	# jets ≥ 1	total	# jets ≥ 1	total	# jets ≥ 1
$\gamma^*/Z \to ee$ (2 – 60)	18.5	3.6	11.7	2.7	~ 0	~ 0
$\gamma^*/Z \to ee$ (60 – 130)	376.9	71.9	140.0	26.6	0.1	~ 0
$\gamma^*/Z \to ee$ (130 – 250)	3.5	0.81	1.3	0.29	0.007	0.001
$\gamma^*/Z \to ee$ (250 – 500)	0.31	0.079	0.15	0.037	0.001	4×10^{-5}
$\gamma^*/Z \to ee$ (500+)	2.1×10^{-3}	5.0×10^{-4}	7.0×10^{-4}	1.5×10^{-4}	~ 0	~ 0
$\gamma^*/Z \to \tau\tau$ (2 – 60)	~ 0	~ 0	~ 0	~ 0	~ 0	~ 0
$\gamma^*/Z \to \tau\tau$ (60 – 130)	3.21	0.86	0.96	0.21	~ 0	~ 0
$\gamma^*/Z \to \tau\tau$ (130 – 250)	0.062	0.015	0.021	2.4×10^{-3}	~ 0	~ 0
$\gamma^*/Z \to \tau\tau$ (250 – 500)	9.5×10^{-3}	2.6×10^{-3}	3.3×10^{-3}	7.1×10^{-4}	0.0001	~ 0
$\gamma^*/Z \to \tau\tau$ (500+)	4.3×10^{-4}	1.3×10^{-4}	1.7×10^{-4}	2.42×10^{-5}	~ 0	~ 0
WZ	0.20	0.13	0.090	0.061	0.009	0.007
WW	0.28	0.04	0.14	0.018	~ 0	~ 0
ZZ	0.16	0.12	0.079	0.056	0.003	0.001
γZ	2.86	0.51	~ 0	~ 0	~ 0	~ 0
γW	2.81	0.62	0.98	0.16	0.03	~ 0
$W \to e\nu$	6.71	~ 0	~ 0	~ 0	~ 0	~ 0
$t\bar{t} \to l\nu + l\nu$	0.82	0.81	0.43	0.42	0.005	0.003
TOTAL M.C.	416.4 ± 66	73.3 ± 12	156.0 ± 21	30.5 ± 5	0.17 ± 0.16	0.011 ± 0.10
B.d.F. *e-fake*	-	-	0.94	0.90	0.47 ± 0.15	0.45 ± 0.15
B.d.F. *wrong sign*	-	-	-	-	12.00 ± 3.4	2.4 ± 1.3
TOTAL B.d.F.	416.4 ± 66	73.3 ± 12	156.9 ± 21	31.4 ± 5	12.6 ± 3.4	2.86 ± 1.4
DATA	579 ± 24.0	88 ± 9.3	145 ± 12.0	18 ± 4.2	10	2

TAB. *5.7 – Nombres d'événements attendus pour les bruits de fond S.M. pour les différentes coupures.*

Conclusion

Deux grecs sont en train de discuter : Socrate peut-être et Parménide. Il convient que nous ne sachions jamais leur nom ; l'histoire, ainsi, sera plus mystérieuse et plus tranquille. Le thème du dialogue est abstrait. Ils font parfois allusion à des mythes, auxquels aucun d'eux ne croit. Les arguments qu'ils donnent peuvent être fallacieux et interminables. Ils ne polémiquent pas. Et ils ne veulent ni persuader ni être persuadés, ils ne pensent pas à gagner ou à perdre. Ils sont d'accord sur une seule chose ; ils savent que la discussion est le non-impossible chemin pour arriver à une vérité. Libres de mythe et de métaphore, ils pensent ou essaient de penser. Nous ne saurons jamais leurs noms. Cette conversation entre deux inconnus dans un lieu de Grèce est le fait capital de l'Histoire. Ils ont oublié la prière et la magie.

Jorge Luis Borges.

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué de septembre 1999 à juillet 2002. Pendant ces trois années, se sont déroulés la mise en place du détecteur D∅ et le démarrage du Run II du TeVatron. Cela m'a donné l'occasion de participer à la préparation de l'expérience et également de contribuer à l'analyse des premières données. Cette période où les choses évoluent sans cesse, où rien n'est acquis, où chaque étape comporte son lot de problèmes et de solutions, est sans doute la plus enrichissante du point de vue de l'élaboration d'une thèse. J'ai en effet pu aborder des aspects très différents du travail de l'expérimentateur que ce soit au niveau du *hardware*, de la compréhension de la théorie de la Supersymétrie, de la simulation ou de l'analyse de données.

J'ai contribué à la mise en service du détecteur D∅ en travaillant sur la mesure de la pureté de l'argon liquide du calorimètre. On a pu voir que le taux de pollution en O_2-équivalent conditionnait les performances de tout calorimètre à argon liquide. Ce projet a été entièrement mené à bien à l'I.S.N. dans des délais relativement courts. Cela incluait l'installation des sources α et β, la cryogénie et la révision du cryostat, toute la chaîne d'acquisition de l'électronique au programme d'acquisition en LabWindows, l'étalonnage du système et l'interprétation des données. Plusieurs campagnes de mesures ont été effectuées, avant et après le remplissage des calorimètres. La pollution des 3 trois calorimètres a été mesurée avec une précision de $\pm$ 0.12 ppm et est de l'ordre de 0.15 ppm. Ce travail a en outre permis de mesurer le paramètre α, une constante qu'il est indispensable de connaître précisément pour des mesures sans étalonnage.

Une autre partie de ce document a traité de mon travail sur la phénoménologie en R-parité violée à D$\emptyset$, en particulier en production de paires suivi de la désintégration des particules SUSY par le couplage λ'_{122}, conduisant à une signature de type 2 électrons de même signe et 4 jets. J'ai dû d'abord me familiariser avec la théorie de la supersymétrie. J'ai également travaillé sur le générateur *Susygen*, pour tester sa version pour les collisionneurs hadroniques, l'interfacer avec l'environnement de D$\emptyset$, comparer ses prédictions avec d'autres générateurs. Pour cela, un balayage dans l'espace des paramètres *mSugra* a été réalisé, en utilisant la simulation rapide P.G.S. Il a été montré que le processus principal que l'on peut attendre dans une large mesure sera la production de paires de charginos/neutralinos.

Il apparaît que grâce à l'installation d'un champ magnétique permettant la détermination de la charge des leptons chargés, les domaines d'exclusion dans l'espace des paramètres de *mSugra* seront grandement améliorés par rapport au Run I. Il faut toutefois nuancer ces perspectives de résultats, si on les compare aux résultats du LEP. Dans ce cas, une luminosité de l'ordre de 2 fb^{-1} sera nécessaire pour concurrencer les dernières limites du LEP, en particulier à cause de la limite sur la masse du Higgs. Au terme du Run IIa, on peut tout de même espérer exclure des masses de squarks de l'ordre de 700 GeV et des masses de neutralinos de l'ordre de 95 GeV pour $tan\beta = 5$, $A_0 = 0$ et $\mu < 0$. On ajoutera que d'autres couplages λ'_{ijk} pourraient être étudiés avec une topologie du même type (2 leptons chargés + 4 jets). Les recherches en R-Parité violée se poursuivront également au collisionneur HERA. D'ores et déjà, pour certains modèles, leur limites s'étendent au delà de celles obtenues au Run I du TeVatron [150].

Enfin, au cours de la dernière année, j'ai eu l'opportunité de procéder à l'analyse des premières données ($\sim$ 10 pb^{-1}). La luminosité délivrée fin juillet 2002 était bien entendu trop limitée pour obtenir des résultats compétitifs, mais suffisante pour commencer à comparer les données aux simulations Monte-Carlo. L'accent a donc été mis sur la compréhension des données avec une étude sur les différentes variables cinématiques des événements et sur l'effet des différentes coupures. En outre, il a fallu estimer le taux de mauvaise identification des électrons et les taux de mauvaise attribution de la charge. Le principal désaccord réside dans la multiplicité des jets pour les événements di-électrons. Cet effet est cependant diminué si la coupure sur le p_T des jets est augmentée à 20 GeV. De plus, compte tenu de l'incertitude sur la luminosité et l'efficacité des *triggers*, les données et la simulation Monte-Carlo restent compatibles. Par ailleurs, quelques événements intéressants ont pu même être sélectionnés, mais aucun ne possède toutes les caractéristiques d'un événement SUSY (2 électrons de même signe et 4 jets).

La luminosité attendue à la fin de l'année 2002 est d'environ 150 pb^{-1}. Elle sera suffisante pour améliorer les résultats du Run I. À l'issue du Run II, environ 15 fb^{-1} de luminosité par expérience sont attendus. Le TeVatron restera le collisionneur hadronique le plus puissant du monde jusqu'au démarrage du L.H.C. D'ici là, D∅ propose un programme de physique très varié et de très haute qualité. Les résultats concernant la physique du top, la mesure de la masse du $W^{\pm}$, ou la recherche du boson de Higgs par exemple seront très attendus. Les perspectives sont donc enthousiasmantes.

Enfin, la R-parité violée, bien qu'étudiée de manière moins systématique, représente une alternative à ne pas négliger par rapport aux autres modèles supersymétriques. Si la SUSY n'est pas découverte au TeVatron, il sera indispensable d'effectuer une étude systématique au L.H.C. en R.P.V. et ce, pour tous les couplages.

Annexes

Annexe A

Abréviations et mots anglais

- A.M.S.B. : *Anomaly Mediated Symmetry Breaking*.
- A.P.V. : *Atomic Parity Violation*, violation de parité atomique.
- A.T.C. : *Argon Test Cell*, cellule test de pureté de l'argon liquide.
- *Booster* : synchrotron accélérant les protons de 400 MeV à 8 GeV.
- C.C. : *Central Calorimeter*, Calorimètre Central.
- C.D.F. : *Collider Detector at Fermilab*.
- C.F.T. : *Central Fiber Tracker*, détecteur de traces à fibres scintillantes.
- C.H. : *Coarse Hadronic*, calorimètre hadronique "rustique".
- *Cluster* : Regroupement ou amas de cellules du calorimètre, provenant d'un même objet physique (électron, jet, etc.).
- C.K.M. : *Cabbibo Kobayashi Maskawa*, matrice de saveur des quarks.
- C.P. : *Charge Parité*.
- C.P.S. : *Central Preshower*, détecteur de pied de gerbe central.
- DAQ : *Data Acquisition*.
- *Debuncher Ring* : anneau de refroidissement des antiprotons.
- E.D.M. : *Electric Dipole Moment*, moment dipolaire électrique.
- E.M.# : énergie déposée dans la couche # (1,2,3,4).
- E.W.S.B. : *Electro-Weak symmetry Breaking*, brisure de symétrie électroFaible.
- F.C.N.C. : *Flavour Changing Neutral Current*, courant neutre changeant la saveur.
- F.H. : *Fine Hadronic*, calorimètre hadronique "fin".
- *Fit* : ajustement d'une fonction à des points expérimentaux.
- F.N.A.L. : *Fermi National Accelerator Laboratory*, Fermilab.
- F.P.S. : *Forward Preshower*, détecteur de pied de gerbe avant.
- F.S.R. : *Final State Radiation*, radiations dans l'état final.

- Gap : zone située entre deux électrodes.
- G.D.R. : groupement de recherche.
- G.M.S.B. : *Gauge Mediated Symmetry Breaking*.
- GUT : *Great Unification Theory*, Théorie de Grande Unification.
- I.C.D. : *Inter-cryostat Detector*, détecteur inter-cryostat.
- I.S.N. : Institut des sciences nucléaires.
- I.S.R. : *Initial State Radiation*, radiations dans l’ŕtat initial.
- L.B.N. : *Luminosity Block Number*, numéro de bloc de la luminosité.
- LEP : *Large Electron Positron Collider*.
- LIC : *Level Indicator Controler*, contrôleur de niveau de l’azote liquide.
- Linac : *Linear Accelerator*, accélérateur linéaire.
- LN2 : *Liquid Nitrogen*, azote liquide.
- L.S. : *Like Sign*, leptons de mêmes signes.
- L.S.P. : *Lightest Supersymmetric Particle*, particule supersymétrique la plus légère.
- *Main Ring* : anneau principal. Utilisé au Run I.
-*Main Injector* : injecteur principal. Remplace le *Main Ring*.
- $\not{E}_T$: *Missing Transverse Energy*, énergie transverse manquante.
- M.F.D.R.V. : mise en forme à durée et retard variable.
- M.S. : Modèle Standard.
- MSSM : *Minimal Supersymmetric Standard Model*, modèle standard supersymétrique minimal.
- N.E.C. : *North End Cap*, Calorimètre Nord.
- O.S. : *Opposite Sign*, leptons de signes opposés.
- P.D.F. : *Parton Distribution Fonction*, fonction de distribution des partons.
- P.D.T. : *Proportionnal Drift Tube*, tube à dérive.
- P.G.S. : *Pretty Good Simulation*, programme de simulation rapide de D∅ et C.D.F., anciennement S.H.W.
- ppm : partie par million.
- *Preshower* : détecteur de pied de gerbe.
- P.S.I : Pound per Squared Inch, 14.51 P.S.I. = 1 bar.
- *Recycler* : recycleur, anneau de stockage des antiprotons.
- Q.V.C. : *Charge to Voltage Convertor*, convertisseur charge-tension.
- R.F. : radio-fréquence.
- R.G.E. : *Renormalisation Group Equations*, équations du groupe de renormalisation.

- R.P.V. : *R-parity violation*, violation de la R-parité.
- S.E.C. : *South End Cap*, Calorimètre Sud.
- S.M.T. : *Silicon Microstrip Tracker*, détecteur de vertex au silicium.
- S.P.S. : *Super Proton Synchrotron*, au CERN.
- Sugra : *Supergravity*, Supergravité.
- SUSY : Supersymétrie.
- *Trigger* : système de déclenchement.
- V.E.V. : *Vacuum Expectation Value*, valeur attendue dans le vide.
- V.L.P.C. : *Visible Light Photon Counter*, compteur de photon dans la lumière visible.

Annexe B

Conventions et définitions

B.1 Notations

- De manière générale, les indices en lettres latines *i,j,k,l* prennent les valeurs {1,2,3} tandis que les indices en lettres grecques μ, ν, λ, ρ prennent les valeurs {0,1,2,3} à l'exception des indices α, β qui concernent les spineurs et qui peuvent valoir {1,2}.
- Le symbole † signifie conjugué hermitique (rappelons qu'une matrice est dite hermitique si elle est égale à sa transposée conjuguée).
- Les commutateurs et les anticommutateurs sont définis par :

$$\begin{aligned} [A, B] &= AB - BA && \text{(B.1)} \\ \{A, B\} &= AB + BA && \text{(B.2)} \end{aligned}$$

- En se plaçant en 4 dimensions d'espace-temps, on utilise la métrique suivante :

$$\eta_{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu} = diag(-1, +1, +1, +1) \tag{B.3}$$

- Les matrices de Pauli sont définies par :

$$\begin{aligned} \sigma^0 = \bar{\sigma}^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \sigma^1 = -\bar{\sigma}^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma^2 = -\bar{\sigma}^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma^3 = -\bar{\sigma}^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{B.4}$$

- Avec les propriétés suivantes :

$$(\sigma^i)^2 = \mathbf{I}; \quad \sigma^1\sigma^2 = i\sigma^3 = -\sigma^2\sigma^1, \ etc. \tag{B.5}$$

$$\begin{aligned} [\sigma^\mu \bar{\sigma^\nu} + \sigma^\nu \bar{\sigma^\mu}]_\alpha^\beta &= -2\eta^{\mu\nu}\delta_\alpha^\beta \\ [\bar{\sigma^\mu} \sigma^\nu + \bar{\sigma^\nu} \sigma^\mu]_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}} &= -2\eta^{\mu\nu}\delta_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}} \end{aligned} \tag{B.6}$$

• On a également :

$$\sigma^{ij} \;\; = \bar{\sigma}^{ij} \;\; = \epsilon^{ijk}\sigma^{k} \tag{B.7}$$

• Avec :

$$\begin{aligned} (\sigma^{\mu\nu})_{\alpha}{}^{\beta} &= \frac{i}{2}\left[\sigma^{\mu}\bar{\sigma^{\nu}} + \sigma^{\nu}\bar{\sigma^{\mu}}\right]_{\alpha}{}^{\beta} \\ (\bar{\sigma}^{\mu\nu})_{\dot{\alpha}}{}^{\dot{\beta}} &= \frac{i}{2}\left[\bar{\sigma}^{\mu}\sigma^{\nu} + \bar{\sigma}^{\nu}\sigma^{\mu}\right]^{\dot{\alpha}}{}_{\dot{\beta}} \end{aligned} \tag{B.8}$$

• On peut alors définir les matrices γ (toujours en 4 dimensions d'espace-temps) :

$$\gamma^{0} = \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{I} \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix};\; \gamma^{i} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma^{i} \\ -\sigma^{i} & \mathbf{0} \end{pmatrix} \tag{B.9}$$

$$\gamma^{5} = i\gamma^{0}\gamma^{1}\gamma^{2}\gamma^{3} = \begin{pmatrix} -\mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I} \end{pmatrix} \tag{B.10}$$

• Dérivée :

$$\partial_{\mu}\partial_{\nu} \;\; \equiv \;\; \partial_{\nu}\partial_{\mu} \tag{B.11}$$

• Le symbole $\not{\partial}$ est défini par :

$$\not{\partial} \;\; \equiv \;\; \partial_{\mu}\gamma^{\mu} \tag{B.12}$$

• On définit les opérateurs de projection gauche et droit (*Left* et *Right*) :

$$P_{L,R} \equiv (1 \pm \gamma^{5})/2 \tag{B.13}$$

• On définit P_{μ}, le générateur des translations par :

$$P_{\mu} \;\; \equiv \;\; \partial_{\mu} \tag{B.14}$$

• On définit $M_{\mu\nu}$, le générateur des transformations de Lorentz par :

$$M_{\mu\nu} \;\; \equiv \;\; (x_{\mu}\partial_{\nu} - x_{\nu}\partial_{\mu}) \tag{B.15}$$

B.2 Spineurs

B.2.1 Spineurs de Dirac et de Majorana

• Un spineur de **Dirac** (Ψ_D) est un objet complexe à 4 composantes.
• Par définition, un spineur de **Majorana** Ψ_M vérifie :

$$\Psi_{M}^{c} = \Psi_{M} \tag{B.16}$$

Autrement dit, il est égal à son conjugué de charge.

B.2.2 Spineurs de Weyl

- Les spineurs de **Weyl** (ψ_α) ont 2 composantes, avec $\alpha = 1, 2$.
- Les indices pointés comme $\dot{\alpha}$ sont utilisés par conventions pour les spineurs conjugués hermitiques.
- Il est utile de définir le tenseur $\epsilon^{\alpha\beta}$:

$$\epsilon^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & +1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \tag{B.17}$$

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ +1 & 0 \end{pmatrix} \tag{B.18}$$

- Soient ξ et χ deux spineurs de Weyl. Les indices spinoriels peuvent être levés ou abaissés suivant les règles suivantes :

$$\xi_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta}\xi^\beta \ ; \ \xi^\alpha = \epsilon^{\alpha\beta}\xi_\beta \ ; \ \chi^\dagger_{\dot{\alpha}} = \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\chi^{\dagger\dot{\beta}} \ ; \ \chi^{\dagger\dot{\alpha}} = \epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\chi^\dagger_{\dot{\beta}} \tag{B.19}$$

- En général, on supprime les indices sommés du type ${}^{\alpha}{}_{\alpha}$ ou ${}_{\bar{\alpha}}{}^{\bar{\alpha}}$. On peut donc écrire indifféremment :

$$\begin{aligned} \xi\chi &\equiv \xi^\alpha\chi_\alpha \\ &= \xi^\alpha\epsilon_{\alpha\beta}\chi^\beta = -\chi^\beta\epsilon_{\alpha\beta}\xi^\alpha = \chi^\beta\epsilon_{\beta\alpha}\xi^\alpha \\ &= \chi^\beta\xi_\beta \equiv \chi\xi \end{aligned} \tag{B.20}$$

(Les spineurs anticommutent et $\epsilon^{\alpha\beta}$ est antisymétrique).

- De même :

$$\xi^\dagger\chi^\dagger = \chi^\dagger\xi^\dagger = \chi^\dagger_{\dot{\alpha}}\xi^\dagger_{\dot{\alpha}} = (\xi\chi)^* \tag{B.21}$$

$$\xi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\chi = -\chi\sigma^\mu\xi^\dagger = \left(\chi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\xi\right)^* = \left(\xi\sigma^\mu\chi^\dagger\right)^* \tag{B.22}$$

$$\xi^\dagger\bar{\sigma}^{\mu\nu}\chi^\dagger = (\chi\sigma^{\mu\nu}\xi)^* \tag{B.23}$$

- Identité de Fierz : soient χ, ξ et η 3 spineurs de Weyl. On a :

$$\chi_\alpha(\xi\eta) + \xi_\alpha(\eta\chi) + \eta_\alpha(\chi\xi) = 0 \tag{B.24}$$

B.3 Éléments de théorie des groupes

Le Modèle Standard s'appuie fortement sur la théorie des groupes et plus particulièrement sur les groupes U(1)×SU(2)×SU(3).

La notion de groupe, jalonnant le Modèle Standard, est si importante qu'il n'apparaît pas inutile d'en rappeler les principales propriétés.

B.3.1 Définition d'un groupe

Un groupe est un ensemble muni d'une loi de composition vérifiant les propriétés suivantes :

- la loi est interne,

- il existe un élément neutre,

- tout élément possède un symétrique,

- la loi est associative.

De plus, le groupe est dit abélien ou commutatif si pour tous éléments x_i et x_j, on a : $x_i x_j = x_j x_i$.

B.3.2 Représentation irréductible

Soit x_i et x_j deux éléments d'un groupe G (par exemple 2 rotations). Soit $T(x_i)$ et $T(x_j)$ les deux transformations correspondantes agissant sur une grandeur physique du système (le champ électrique par exemple).

Tous les $T(x_i)$ et $T(x_j)$ doivent vérifier :

$$T(x_i.x_j) = T(x_i).T(x_j) \tag{B.25}$$

L'ensemble des $\{T(x_i)\}$ forme alors une représentation de G.

Une représentation donnée n'est rien d'autre qu'un ensemble d'opérateurs linéaires agissant dans un espace vectoriel (i.e. les grandeurs physiques).

Soit E cet espace vectoriel, dit *espace de représentation* La représentation est dite réductible s'il existe au moins un sous-espace E_1, non trivial et laissé invariant par tous les $\{T(x_i)\}$.

Dans le cas contraire, c'est-à-dire s'il n'existe pas de sous-espace invariant, on parle de représentation **irréductible**.

B.3.3 Algèbre de Lie et de Poincaré

Groupes de Lie

- Un groupe continu (i.e. possédant une infinité continue d'éléments) est dit *topologique* si sa loi de composition interne et l'inversion sont des applications continues. Autrement dit, si g_1, g_2, g_3 sont des éléments du groupe et si g_1 est proche de g_2, alors $g_3.g_1$ est proche de $g_3.g_2$ et g_1^{-1} est proche de g_2^{-1}.
- Un groupe G topologique est dit groupe de *Lie* si
  — Pour tout x de G : $[x, x] = 0$
  — Pour tout triplet (x,y,z) de G :
  $[[X, Y], Z] + [[Y, Z], X] + [[Z, X], Y] = 0$ (**identité de Jacobi**).

- Algèbre : structure qui détermine les relations de commutations entre les générateurs du groupe correspondant.
- Algèbre de Lie : $\simeq$ algèbre des commutateurs entre les générateurs du groupe de Lie.
- Algèbre de Lie graduée $\simeq$ algèbre comportant des règles d'**anticommutation**.

Transformation de Poincaré

Une transformation de Poincaré P est définie comme une transformation de Lorentz Λ suivie d'une translation a. Si x^μ définit les coordonnées de l'espace-temps ($\mu = 0, 1, 2, 3$), le résultat $x^{'\mu}$ d'une transformation de Poincaré est donné par :

$$x^{'\mu} = \Lambda^\mu_\nu x^\nu + a^\mu \tag{B.26}$$

Le groupe de Poincaré est le groupe de toutes les transformations réelles dans l'espace de Minkowski.

Algèbre de Poincaré

L'algèbre de Poincaré est définie par :

$$[P_\mu, P_\nu] = 0 \tag{B.27}$$
$$[M - \mu\nu, P_\lambda] = (\eta_{\nu\lambda}P_\mu - \eta_{\mu\lambda}P_\nu) \tag{B.28}$$
$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = (\eta_{\nu\rho}M - \mu\sigma + \eta_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - \eta_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} + \eta_{\mu\sigma}M_{\nu\rho}) \tag{B.29}$$

P_μ et $M_{\mu\nu}$ sont respectivement les générateurs des translations et des transformations de Lorentz.

B.3.4 Les groupes $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$

Le groupe $SU(2)$

Le groupe Spécial Unitaire $SU(2)$ est le groupe de toutes les matrices 2×2 unitaires (c'est-à-dire : $AA^\dagger = A^\dagger A = I$) de déterminant égal à 1.

Tout élément A de $SU(2)$ peut s'écrire sous la forme :

$$A = exp(iH) \tag{B.30}$$

Où H est une matrice 2×2 hermitique, de trace nulle, qui peut s'exprimer linéairement en fonction des matrices σ^k de Pauli :

$$H = \sum_{k=1}^{3} \alpha_k \sigma^k \tag{B.31}$$

Où les α_k sont des paramètres réels. Les matrices de Pauli σ^k sont appelées les *générateurs* du groupe $SU(2)$.

Le groupe $SU(3)$

De même, le groupe Spécial Unitaire $SU(2)$ est le groupe de toutes les matrices 3×3 unitaires de déterminant égal à 1.

Tout élément A de $SU(3)$ peut s'écrire sous la forme :

$$A = exp(iH) \tag{B.32}$$

Où H est une matrice hermitique, de trace nulle, qui peut s'exprimer linéairement en fonction des matrices λ_i de Gell-Mann :

$$H = \sum_{i=1}^{8} \alpha_i \lambda_i \tag{B.33}$$

avec :

$$\begin{array}{lll} \lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \; ; & \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \; ; & \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \; ; & \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \; ; & \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \; ; & \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} & \end{array} \tag{B.34}$$

Les λ_i sont les générateurs de $SU(3)$. De plus, les λ_i obéissent à la relation de commutation :

$$[\lambda_a, \lambda_b] = 2i \sum_{c=1}^{8} f_{abc} \lambda_c \tag{B.35}$$

Où les f_{abc} sont des nombres appelés *constantes de structure*. Ces coefficients sont impairs par permutations des indices, et les seuls termes non nuls sont donnés par les permutations de :

$$\begin{aligned} f_{123} &= 1 \\ f_{147} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = f_{516} = f_{637} &= 1/2 \\ f_{458} = f_{678} &= \sqrt{3}/2 \end{aligned} \tag{B.36}$$

Annexe C

Plan du Préamplificateur

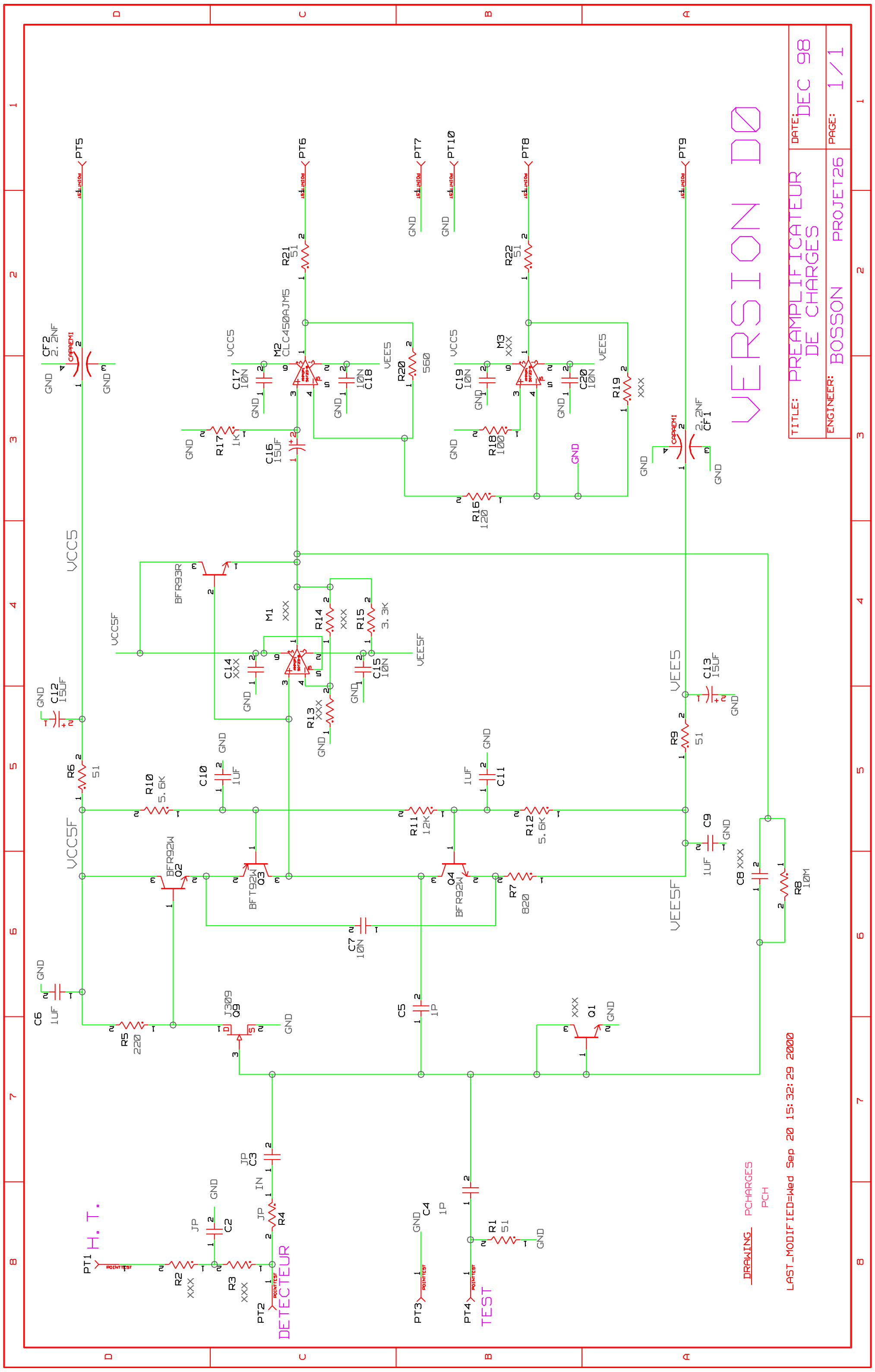


FIG. *C.1 – Schéma du Préamplificateur de charge utilisé dans l'A.T.C. (réalisé par G.Bosson, ISN-Grenoble).*

Bibliographie

Fermilab, le TeVatron et D∅

[1] S. W. Herb et al., *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett. **39** 252-255 (1977).

[2] D∅ Collaboration : S. Abachi et al., *Observation of the top quark*, hep-ex/9503003, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).

[3] CDF Collaboration : F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 225 (1994).
CDF Collaboration : F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).

[4] DONUT Collaboration : B. Baller et al., *Direct observation of the tau neutrino*, Nucl. Phys. **98**, 43 (2001)

[5] Fermilab Beam Division, *A report of the design of the Fermi National Accelerator Laboratory supeconducting accelerator*, Note FNAL, (1979).
Fermilab Beam Division, *Design Report TeVatron 1 project*, Note FNAL, (1984).

[6] D∅ Collaboration : S. Abachi et al., Nucl. Instrum. Meth. **A338**, 185 (1994).

[7] M. Witherell, *Director's adress on Run 2b*, Ohklahoma D0 workshop (2002).

[8] D. McGinnis, Run II Handbook, `http://www-bd.fnal.gov/runII/index.html`.

[9] A. Lucotte, *La recherche du Higgs au TeVatron*, École de GIF, (2001) et références citées dans le cours.

[10] D∅ collaboration, *The D∅ upgrade, the detector and its physics*, `http://higgs.physics.lsa.umich.edu/dzero/d0doc96/d0doc.html` (1996).

[11] D∅ Collaboration, S. Abachi et al., Nucl. Instrum. Meth. **A408**, 103 (1998).

[12] P. Petroff, *D0 upgrade for Run II*, Mumbai 1999, Hadron collider physics 384-390, hep-ex/9910028, (1999).

[13] J.D. Cockcroft et T.S. Watson, Cavendish Laboratory (1932).

[14] G. I. Budker Proceedings, *Int. Symposium on electron and positron storage rings*, Saclay (1966).

[15] D∅ Silicon
`http://d0server1.fnal.gov/projects/Silicon/www/silicon.html`

[16] D∅ Collaboration, *D∅ silicon Tracker Technical Design Report*, D∅ note 2169, (1994).

[17] Vertex ID Group web page,
`http://www-d0.fnal.gov/~d0upgrad/d0_private/software/vertexid/`

[18] D∅ Collaboration : *The D∅ upgrade central Fiber Tracker Technical Design Report*, D∅ note, 2169, (1997).

[19] D0 Central Fiber Tracker Home Page
`http://d0server1.fnal.gov/projects/SciFi/cft\_home.html.`

[20] D∅ Collaboration, *Calorimeter Electronics Upgrade, (Technical Design Report).*
`http://www-d0.fnal.gov/~d0upgrad/calelec/intro/tdr`
`/tdrformat.htm#Introduction`

[21] P. Cornebise et al., *Run II Calorimeter Calibration System*, D0 note 3731
`http://d0-france.in2p3.fr/WORKING_GROUPS/CALORIMETRY/CALO_CAL/calo_cal.html`

[22] R. Chiche, C. de La Taille, Y. Jacquier, G. Martin, P. Petroff, M. Ridel, *Optimisation of the D0 Online Calorimeter Calibration for Run II*, D0-note 3914, (2001).

[23] R. Wigmans, *Calorimetry in high energy physics*, Academic training, CERN, (1989).

[24] R. Zitoun, *Study of the non linearity of the D0 calorimeter readout*, D0 note 3997.

[25] P. A. Delsart, Présentations aux meetings *Online/Offline Calorimeter Software*
`http://www-d0.fnal.gov/~d0upgrad/d0_private/software/calorimeter/meetings.ht`

[26] A. Cothenet et M-C. Cousinou, *Update on EM scale*, EM-ID Meeting, 10 juillet, (2002).

[27] S. Crépé, communication privée.

[28] D ∅ Collaboration, L. Sawyer et al., *Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for D0 Run 2*, D∅ note, 2686, (1997).

[29] *DØ Trigger Meister Work Pages*
`http://www-d0.fnal.gov/trigger_meister/private/www/`

Mesure de pureté de l'argon liquide

[30] A. Besson et al., *Argon purity measurements of the CC and North EC with the Argon Test Cell*, D∅ note, 3827, janvier 2001.

[31] A. Besson et al., *Argon purity measurements with the Argon Test Cell for Run II*, D∅ note, 3799, décembre 2000.

[32] Cf. la page web de l'A.T.C à l'ISN : `http://isnwww.in2p3.fr/d0/cryostat.html`

[33] C. Brassard, *Liquid ionization detectors*, NIM **162**, 29 (1979).

[34] G. Blazey for the D0 collaboration, *Monitoring liquid argon purity at DZERO*, Proceedings of the first Conference on Calorimetry in high energy physics, World Scientific October 29th - November 1st 1990.

[35] G. Blazey, *D0 Liquid Argon Monitoring Hardware*, D0 Note 000940, 3/1/91.

[36] E. Barrelet et al., *A Purity Monitoring System for the H1 Liquid Argon Calorimeter*, hep-ex/0111066 DESY-01-188 (Nov 2001).

[37] E. Barrelet et T. P. Yiou, *Analysis of purity probes H1 Liquid Argon Calorimeter*, hep-ex/0110063 LPNHE-2001-07 (Oct 2001).

[38] C. M. Lederer, *Table of Isotopes*, Wiley, New York

[39] M. L. Andrieux et al., *Response of an α source mounted in a liquid argon ionization cell and read out in full charge collection mode*, NIM **A 427**, 568 (1999).

[40] R. Hilsch et R. W. Pohl, Z. Physik, **108**, 55 (1937).

[41] ATLAS Technical Design Report, p.76, (décembre 1996)
Gas encyclopedia. Elsevier Scientific Publishing Company (1976).

[42] J. E. Moyal, *Theory of Ionization fluctuations*, Phil. Mag **46**, 263 (1955)

[43] W. J. Willis and V. Radeka, *Liquid-Argon ionization chambers as total absorption detectors* NIM **120**,221 (1974)

[44] M. Miyajima et al., Phys. Rev **A 9**, 1438 (1974).

[45] L. Onsager, Phys. Rev. **54**, 554 (1938).

[46] J. Thomas and D. A. Imel, Phys. Rev. **A 36**, 614 (1987).

[47] J. Thomas and D. A. Imel, Phys. Rev. **A 38**, 5793 (1988).

[48] J. Thomas and D. A. Imel, NIM. **A 273**, 291 (1988).

[49] H. A. Kramers, Physica XVIII **10**, 665, (1952).

[50] G. Jaffé, Ann. Phys., **42**, 303, (1912).
R. C. Munoz et al., J. Chem. Phys. **85**, 1104, (1986).

[51] Scalettar, Phys. Rev., **A25**, 2419, (1982).
Shibamura et al., NIM **131**, 249, (1975).
Feltesse, NIM **A283**, 375, (1989).

[52] Paramètres obtenus par P. Martin, groupe ATLAS I.S.N. Grenoble (communication privée)

[53] D. W. Swan, Proc. Phys. Soc. **82**, 74 (1963).

[54] W. Hofmann et al., *Production and transport of conduction electrons in a liquid argon ionization chamber*, NIM **135**, 151 (1976).

[55] A. Sommerfeld, Thermodynamics and Statistical Mechanics, (Academic Press).

[56] F. Holldorfer et W. Walkowiak, *A study of the sensitivity of the purity monitor for the ATLAS liquid argon calorimeter*, ATLAS Internal Note LARG-NO-089, (février 1998).

[57] M. Adams et al., *The Concept of the ATLAS Liquid Argon Purity Monitoring System*, ATLAS Internal Note LARG-NO-53, (novembre 1996).

[58] W. Walkowiak, *Drift Velocity of Free Electrons in Liquid Argon*, NIM **A449**, 288-294 (2000).

[59] F. James, *MINUIT, Function minimization and error analysis. Reference manual.* `http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/Welcome.html`

[60] The European Physical Journal C, *Review of particle physics*, Particle Data Group, (2000). `http://pdg.lbl.gov/`

[61] Marshall, *The Review of scientific instruments*, **25**, 232, (1974).

[62] D. F. Anderson et D. C. Lamb, NIM **A265**, 440, (1988).

[63] NIM **A276**, 144, (1989).
NIM **A275**, 364, (1989).

Modèle Standard, symétries

[64] B. Delamotte, *Un soupçon de théorie des groupes : groupes des rotations et groupe de Poincaré*, cours du D.E.A. “Champs, Particules, Matières”, Paris, octobre 1997.

[65] M. Herrero, *The Standard Model*, hep-ph/9812242 (1998).

[66] B. Lee, C. Quigg et H. Thacker, Phys. Rev. **D16**, 1519 (1977).
M.Chanowitz et M.Gaillard, Nucl. Phys.**B261**, 379 (1985).

[67] W. N. Cottingham et D. A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of particle physics*, Cambridge University Press (1998). Excellente introduction sur le Modèle Standard et la construction de son lagrangien.

[68] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett.**12**. 132, (1964)

[69] Concernant les différents ajustements du Modèle Standard on se réfèrera à : `http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/`

[70] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **A22**, 579 (1961).
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 525, (1980).

[71] PLB, **13**, 598 (1964)
Acta. Pys. Austriaca Suppl, IV, 733, (1972)
PLB, **47**, 365 (1973)
PRL, **30**, 1343 (1973)
PRD, **8**, 3633 (1973)
PRL, **30**, 1346 (1973)
PRL, **31**, 494 (1973)
PRD, **9**, 980 (1974)

[72] J. Klein for the SNO collaboration, *Solar neutrino results from the Sudbury Neutrino Observatory* hep-ex/0111040 (2001).

[73] voir par exemple les cours d'introduction et leurs références :
`http://web.mit.edu/redingtn/www/netadv/Xneutrino.html`
E. Witten, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 91 (2000) 3-8
A. B. Balantekin, W. C. Haxton, *Solar, Supernova, and Atmospheric Neutrinos* , Proceedings of the 1998 Australian National University Nuclear Physics Summer School, (1999).

[74] A. Czarnecki et W. J. Marciano, *Nucl. Phys.* **B76**, 245 (1999).

[75] J. Uretsky hep-ph 0106145 (déc. 2001).

[76] M. B. Green, J. H. Schwarz, E. Witten, *Superstring Theory*, vol. 1 & 2, Cambridge University Press (1987).
J. Polchinski, *String Theory : Superstring Theory and Beyond* vol. 1 & 2.
Voir également
`http://web.mit.edu/redingtn/www/netadv/Xstring.html`

[77] K. Lane, *Two Lectures on Technicolor*, FERMILAB-PUB-02/040-T, hep-ph/0202255 (2002). Une introduction à la théorie de Technicouleur.

[78] J. Ellis, G. L. Fogli and E. Lisi, *Technicolour and precision electroweak data revisited*, CERN-TH-7448-94, Phys. Lett., B 343 (1995) p.282-290.

[79] M. Carena, J. S. Conway, H. E. Haber, J. D. Hobbs, et al., *Report of the Higgs Working Group of the Tevatron Run 2*, hep-ph/0010338 (2000).

Supersymétrie

Articles historiques

[80] L. Okun, J.E.T.P. 20, 1197 (1965).
D. Volkov et V. Akslov *Phys. Lett.*, **B46**, 109, (1973).
R. M. Weiner, *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 376 (1967).

[81] S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **D13**, 974 (1976).
S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **D19**, 1277 (1979).
L. Susskind, *Phys. Rev.*, **D20**, 2619 (1979).
Le problème de hiérarchie.

[82] S. Coleman & Mandula, *Phys. Rev.* 159, 1251, (1967).

[83] R. Haag, J. Lopuszanki, M. Sohnius, *Nucl. Phys.* **B88**, 257, (1975).

[84] J. Wess & B. Zumino, *Nucl. Phys.* **B70**, 39, (1974). Modèle de Wess-Zumino.

[85] J. Wess & B. Zumino, *Nucl. Phys.*, **B78**, 1, (1974).

[86] P. Ramond, *Phys. Rev.*, **D3**, 2415 (1971).
A. Neveu et Schwarz, *Nucl. Phys.*, **B31**, 86 (1971).
J. L. Gervais et Sakita, *Nucl. Phys.*, **B34**, 632 (1971).
Y. A. Gol'fand et al., *JETP lett.*, **13**, 323 (1971).
Premières apparitions de l'algèbre de la Supersymétrie.

[87] P. Fayet, *Phys. Lett.*, **B64**, 159, (1976).
P. Fayet, *Phys. Lett.*, **B69**, 489, (1977).

[88] G. Farrar et P. Fayet, *Phys. Lett.*, **B76**, 555, (1978).
Premières extensions supersymétriques du Modèles Standard.

[89] *Phys. Rep.*, **D13**, 3214, (1976).
Phys. Rep., **D14**, 912, (1976).
Phys. Lett., **B62**, 345, (1976).
Phys. Rev. Lett., **37**, 1669 (1976). Apparition de la supergravité.

[90] H. P. Nilles, *Phys. Rep.*, **110**, 1 (1984).
Une des premières synthèses sur le sujet.

[91] H. E. Haber & G. L. Kane, *The Search for Supersymmetry : probing physics beyond the Standard Model*, Physics Reports **117**, 75-263, (1985).
Une autre synthèse sur le sujet.

Généralités

[92] G. Altarelli, *The Status of the Standard Model*, CERN-TH.97-278, (octobre 1997).

[93] S. Martin, *A Supersymmetry Primer* in *Perspectives on Supersymmetry*, G. L. Kane editor, (1997).
Une des meilleures introductions à ce jour.

[94] X. Tata, *What is supersymmetry and how do we find it ?* UH-511-872-97.

[95] Pour un large recueil sur le web de cours sur la SUSY, voir `http://web.mit.edu/redingtn/www/netadv/Xsusy.html`

[96] K. A. Olive, *Introduction to Supersymmetry : astrophysical and phenomenological constraints*, école d'été des Houches, hep-ph/9911307 (1999).

[97] W. Siegel, *Fields*, (C.N. Yang, Institute for Theoretical Physics) hep-th/9912205, (1999).

[98] D. I. Kazakov, *Beyond the Standard Model (in search of Supersymmetry)* HEP-PH/0012288 (2000).

[99] M. Drees, *An Introduction to Supersymmetry*, KEK-TH-501, (novembre 1996).
Contient une présentation très claire du problème des corrections radiatives du Higgs.

[100] N. Polonsky, *Supersymmetry : Structure and Phenomena*, Springer-Verlag Heidelberg, hep-ph/0108236, (2001)

[101] *Phys. Lett.*, **B51**, 461, (1974).
Phys. Lett., **B56**, 41, (1975).
Nucl.Phys., **B96**, 331 (1975).

[102] L. Girardello & M. T. Grisaru, *Nucl.Phys.*, **B194**, 65 (1982).

[103] M. Carena & al., *The Search for Supersymmetry at the Tevatron Collider*, (1997).

[104] For the CMS Collaboration, S. Abdullin, *Discovery potential for supersymmetry in CMS*. hep-ph/9806366, (1998).

[105] CMS Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38, (1994).

[106] ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43 (1994).
ATLAS Technical Design Report 15, CERN/LHCC/99-14 and 15 (1999).

[107] H. J. W. Muller-Kirsten & A. Wiedemann, *Supersymmetry, An Introduction With Conceptual and Calculational Details*, World Scientific, (1987). Un livre détaillé, très technique avec toutes les démonstrations.

[108] D. Bailin & A. Love, *Supersymmetric Gauge Field Theory and String Theory*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, (1994). Introduction détaillée reliant théorie et phénoménologie.

[109] S. Abel et al., *Report of mSUGRA Working Group for Run II of the TeVatron* , hep-ph/0003154, (2000). Synthèse de la phénoménologie au TeVatron de mSUGRA.

[110] S. Dimopoulos et D. Sutter, *Nucl. Phys.*, **B452**, 496 (1995).

[111] A. Wipf, `http://www.tpi.uni-jena.de/~wipf/lecturenotes.html`

[112] V. Barger, G. F. Giudice and T. Han, *Some New Aspects Of Supersymmetry R Parity Violating Interactions*, *Phys. Rev. D*, **40** 2987, (1989).

[113] F. Gabbiani et al., *Nucl.Phys.*, **B477**, 321, (1996).

[114] P. Binetruy, *Nucl.Phys.*, **B462**, 152, (1998).

[115] R. Arnowitt et P. Nath, *Supersymmetry and supergravity : phenomenology and grand unification*, hep-ph/9309277, (1993).

[116] S. Ferrara et al., *Phys. Rev.*, **D13**, 3215 (1976).

[117] G. W. Anderson, D. J. Castano and A. Riotto, *Naturalness lowers the upper bound on the lightest Higgs boson mass in Supersymmetry*, *Phys. Rev. D* **55** 2950, hep-ph/9609463 (1997)
in B. Olivier, *Recherche du partenaire supersymétrique du quark top et contribution à l'amélioration de la calorimétrie de l'expérience D∅ pour la phase II du TeVatron*, Thèse de doctorat, p.218 (2001).

[118] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, and the LEP Higgs Working Group, *Searches for the neutral Higgs bosons of the MSSM : Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209 GeV*, hep-ex/0107030, (2001).

[119] P. Lutz pour ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, and the LEP SUSY Working Group, *LEP searches for higgs boson in models beyond the Standard Model* ICHEP Conference, (2002).

[120] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, and the LEP SUSY Working Group, *Interpretation of the results in Minimal SUGRA*.
http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/lspmsugra_summer02/mSUGRA_208.html

[121] D. Fouchez, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, résultats présentés à la conférence de Moriond 2002.
http://moriond.in2p3.fr/EW/2002/transparencies/4_Wednesday/evening/D_Fouchez/D_Fouchez.pdf

[122] S. Costantini, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, résultats présentés à la conférence de SUSY02, DESY Hambourg, (2002).
http://www.desy.de/susy02/susy02_parallel_1B.html#Wednesday

[123] G. F. Giudice, R. Rattazzi *Theories with Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking*, hep-ph/9801271, (1998).
H. Baer et al., *The reach of TeVatron upgrade in Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking models*, hep-ph/9903333, (1999).

[124] Randall, L., and Sundrum, R., hep-ph/99810155, *Nucl. Phys.*, **B557**, 79, (1999).
Giudice, G.F., Luty, M.A., Murayama, H., and Rattazi, hep-ph/9810442, JHEP 27, 9812, (1998).

[125] W. Beenakker et al., *Production of Charginos/Neutralinos and Sleptons at Hadron Colliders*, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 3780-3783, (1999).

[126] W. Beenakker, R. Höpker, M. Spira, P. M. Zerwas, *Squark Production at the Fermilab Tevatron*, *Phys. Rev. Lett.*. 74, 2905-2908 (1995).

[127] M. Spira, *Squark and Gluino Production at Hadron Colliders*, hep-ph/9711408, (1997).

[128] W. Beenakker et al., *Stop Production at Hadron Colliders*, hep-ph/9710451, (1997).

[129] V. Lafage et al., *Codes for Spectra using RGE and their caracteristics*, http://wwwlapp.in2p3.fr/gdr-outils/GDR/rgecompar.html

[130] H. Goldberg, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1419, (1983).
J. Ellis et al., *Nucl. Phys.* **B238**, 453, (1984).

[131] E. Baltz et al., *Limits on R-parity violation from cosmic ray antiprotons*, hep-ph/9704411 (1997).

R-parité

[132] R. Barbier et al., G.D.R. SUSY, *Report of the group on the R-Parity Violation*, en préparation. http://isnwww.in2p3.fr/GDR-Rp/travaux/rap_2ans/zgdrp.ps

[133] D0 collaboration, *Search for R-parity violated Supersymmetry in the di-electron channel*, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4476 (1999).

[134] Allanach et al., *Search for R-parity violation at RunII of the TeVatron* hep-ph/9906224, (1999).

[135] D0 collaboration, *Search for R-parity violating Supersymmetry in Dimuon and four jets channel*, submitted to *Phys. Rev. Lett.*, hep-ex/0111053 (2001).

[136] D0 collaboration, *Search for R-parity violation in multilepton final states in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ = 1.8 TeV*, *Phys. Rev. D Rapid. Comm.* **62**, 071701 (2000).

[137] D0 collaboration, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1592 (1998).

[138] F. Déliot et al., *Europ. Phys. Jour.*, **C19**, 155 (2001).

[139] Berger et al., *Direct probes of R-parity violating Supersymmetry couplings via single top squark production*, *Phys. Rev.*, **D63**, 115001 (2001).

[140] A. Abdesselam, P. Petroff, C. Royon, *First Search for Resonant Slepton Production through R-parity Violation at Tevatron Run I*, D0 note 003838, (2001).

[141] Abraham et al., *Probing R violating top quark decays at NLC*, *Phys. Lett.*, **B514**, 72 (2001).

[142] Eilam et al., *Phys. Lett.*, **B510**, 227 (2001).

[143] Han et al., *Phys. Lett.*, **B476**, 79 (2000).

[144] P. Roy, *Supersymmetric theories with explicit R-parity violation*, Pacific Particle Physics Phenomenology Workshop, Seoul TIFR/TH/97-60 (1997).

[145] J. C. Romão, *Supersymmetric Theories with R-parity violation*, Gleb Wataghin School, (1998).

[146] Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1562, (1998).

[147] Expérience ALEPH *in*, J. F. Grivaz, *SUSY searches at LEP*, Higgs and SUSY 2001, Orsay, (2001)
`http://alephwww.cern.ch/~grivaz/susy01.ps`

[148] A. Mirea, E. Nagy, *Study of the determination of the SUGRA parameters using the ATLAS detector in the case of L-violating R-parity breaking*, ATL-PHYS-99-007 (1999).

[149] Y. Koide, A. Ghosal, *Radiatively Induced Neutrino Mass Matrix in a SUSY GUT Model with R-Parity Violation*, hep-ph/0203113 (2002).

[150] H1 collaboration, C. Adloff et al., *Searches at HERA for squarks in R-parity violating supersymmetry*, *Eur.Phys.J.*, **C20**, 639-657, (2001).

Thèses D0 sur la RPV

[151] N. Parua, *Search for R-parity violating Supersymmetry in $p - \bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} - 1.8$ TeV.*, Thèse de doctorat, Fermilab, (1998).

[152] S. Negroni, *Étude de la détection de la Supersymètrie par production de quark top en singlet. Détermination de l'échelle d'énergie des calorimètres électromagnétiques auprès des collisionneurs hadroniques.* Thèse de doctorat , Université de la Méditerranée - Aix-Marseille, (26 octobre 2000).

[153] A. Abdesselam, *Recherche de production résonnante de sleptons au Run I de D0 et identification et mesures des électrons au Run II*, thèse de doctorat, Orsay, (oct. 2001).

[154] F. Déliot, *Reconstruction et identification des muons dans l'expérience D0, Étude de la production résonnante de sleptons*, thèse de doctorat, Saclay, (mars 2002).

Limites sur les couplages RPV

[155] Barger et al., *Phys. Rev. Lett.*, **D40**, (1989).

[156] F. Ledroit & G. Sajot, *Indirect limits on SUSY Rp violating couplings λ and λ'*, GDR-S-008, (1998).

[157] Allanach et al., hep-ph/9906209, *Phys. Rev.* , **D60**, (1999).

[158] V. Bednyakov, A. Faessler et S. Kovalenko, *On present status of R-Parity violating supersymmetry*, hep-ph/9904414, (1999).

[159] J. M. Yang, *R_b Bounds On R-Parity Violating SUSY*, hep-ph/9905486, TU-566, (1999)

[160] E. Torrente-Lujan, *The decay B->S gamma and the charged Higgs boson mass bounds in a supersymmetric model without R-Parity*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 81, 254-258, (2000).

[161] C. S. Wood et al., *Science*, 275, 1759, (1997).

[162] A. Fassler et al., *Dominance of pion exchange in R-Parity violating contributions to neutrinoless double beta decay*, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 183 (1997)

[163] J. L. Goity et al., *Phys. lett.*, **B346**, 69 (1995)
et *Phys. lett.*, **B385**, 500 (1996)

[164] T. Papadopoulou pour ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, and the LEP SUSY Working Group, ICHEP Conference, (2002).
`http://www.ichep02.nl/`

Désintégrations en RPV

[165] E. A. Baltz, P. Gondolo, *Phys. Rev.*, **D57** 2969, (1998).

[166] H. Dreiner, M. Guchait, D. P. Roy *Phys. Rev.*, **D49** 3270, (1994).

[167] M. Guchait, D. P. Roy, hep-ph/9707275, (1997).

[168] J. Butterworth and H. Dreiner, *R-parity violation at HERA*, hep-ph/9211204 (1992).

[169] S. Dawson, *Nucl.Phys.*, **B261**, 297 (1985).

Générateurs Monte-Carlo

[170] H. Plothow *PDFLIB Proton, Pion and Photon Parton Density Functions, Users's Manual*,
http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/pdflib.ps.gz

[171] H. Baer, F. E. Paige, S. D. Protopopescu and X. Tata *Isajet 7.58, A Monte-Carlo event generator for* pp*,* $\bar{p}p$ *and* e^+e^- *reactions*
http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/test/isajet/doc/

[172] H. Baer, F. E. Paige, S. D. Protopopescu and X. Tata, *Simulating SUSY with ISAJET/ISASUSY* in Proceedings of the Workshop on Physics at Current Accelerators and the Supercolliders, edited by J.L. Hewett, A.R. White and D.Zeppenfeld ANL-HEP-CP-93-92, (1993).

[173] S. D. Protopopescu, *The MC++ interface user guide*
http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/test/mcpp/

[174] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna, *Pythia 6.2, Physics and manual*, hep-ph/0108264, http://www.thep.lu.se/\~torbjorn/Pythia.html

[175] P. Paganini, *Pythia en RPV*,
http://polywww.in2p3.fr/cms/physics/susy/pythia_rp/main.html

[176] P. Richardson, *Simulations of R-parity Violating SUSY models*, Thèse de doctorat, University of Oxford, (2000).

[177] M. Seymour et al., *Herwig web page*,
http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/

[178] N. Ghodbane, S. Katsanevas, P. Morawitz, E. Perez, *Susygen 3*, hep-ph/9909499. Voir également http://lyoinfo.in2p3.fr/susygen/susygen3.html

[179] Standard HEP, http://www-pat.fnal.gov/stdhep/ et en particulier, L. Garren et al., *Monte Carlo Particle numbering scheme*.

[180] Djouadi et al., *SUSPECT web page*,
http://www.lpm.univ-montp2.fr:7082/~kneur/suspect.html

[181] E. Perez *SUSYGEN for Hadron Colliders*, Run II New Phenomena meeting, (7 déc. 2000).
http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/np/d0_private/meetings/np_agenda-7-Dec-00.html

[182] J. Conway, *Simple simulation package for generic collider detectors*,
http://www.physics.rutgers.edu/~jconway/soft/pgs/pgs.html

[183] Y. Arnoud et A. Besson, SHW - PGS
http://isnwww.in2p3.fr/d0/generateurs/index.html

[184] J. Conway, communication privée. CDF Note 4476.

[185] G. Blazey et al., *Run II Jet Algorithms Working Group Summary Paper*, Fermilab, (1999).

[186] G. Feldman et R. Cousins, *Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*, *Phys. Rev.*, **D57**, 3873-3889, (1998).
P. Astone et G. D'Agostini, *Inferring the intensity of Poisson processes at the limit of the detector sensitivity*, hep-ex/9909047, (1999).
C. Giunti, *A new ordering principle for the classical statistical analysis of Poisson processes with background*, *Phys. Rev.*, **D59**, 053001, (1999).
M. Woodroofe, *Improved probability method for estimating the signal in the presence of background*, *Phys. Rev.*, **D60**, 053009, (1999).

Traitement des données

[187] C. Miao, R. Partridge, *Study of the Run II Luminosity monitor counter design*, D0 note 3319, (1997).
A. Lo, C. Miao, R. Partridge, *Luminosity monitor technical design report*, D0 note 3320, (1997). Concernant le Run I, cf. J. Bantly et al., *The level 0 trigger for the D0 detector*, D0 Note 001996, (1993).

[188] Sung Hwan Ahn et al., *D0 Luminosity in Run 2*, D0 note 3971 et 3972, (2002).
Sung Hwan Ahn et al., *Luminosity and Performance of D0 during the first year of Run 2*, D0 note 3973, (2002).

[189] J. Bantly et al., *D0 Luminosity Monitor Constant for the 1994-1996 Tevatron Run*, D0 Note 3199, (1997).

[190] G. Bernardi, Jets and Missing ET Run Selection,
`http://www-d0.fnal.gov/~d0upgrad/d0_private/software/jetid/certification/Macros/runsel.html`

[191] H.T. Diehl, V.M. Abazov, R. McCroskey, *Good and Bad Muon Global Runs Early in Run II*, DØ Internal Note 3938 (2002) ;

[192] EM Identification Group, Certification Results Version 1.9,
`http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/certification/main_v1_9.html`

[193] S. Crépé, *Energy correction with fits*
`http://isnwww.in2p3.fr/d0/elid/elreco/fit.html`

[194] F. Fleuret *The D0 electron/photon analysis package EMAnalyze* `http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/current/em_analyze/doc/EMAnalyze_doc.ps`

[195] A. Abdesselam, *Comparisons of H-matrices for electron identification in D0 Run II*, D0 note 3745 (2000).

[196] R. Zitoun, *Track matching*, (juin 2002). `http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/minutes/20020508robert.ppt`

[197] M. Kado et R. Zitoun, *Measurement of the W and Z boson production cross sections in the electron mode at* $\sqrt{s} = 1.96$ *TeV*, D0 Note 004004, (2002).

[198] Jets and Missing Energy Group, Certification Results,
`http://www-d0.fnal.gov/d0upgrad/d0_private/software/jetid/certification/certif.html`

[199] F. Canelli et al., *Jet Energy Scale at D0 in Run II*, JES certification version 2.0, D0 note en préparation (2002).

[200] Muon Identification Group, Certification for Moriond 2002,
`http://www-d0.fnal.gov/phys_id/muon_id/d0_private/muonid_302.ps`

[201] M. Klute and A. Quadt, *Measurement of Level 1 Trigger Efficiencies from D0 Data*, D0 Internal note 3949 (2002).

[202] DØ Jet Energy Scale,
`http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/certified/certified.html`

[203] G. Brooijmans, communication ptivée.

[204] A. Besson, et al., *DØ new phenomena group Run 2 results for ICHEP 2002*, D0 note 3995, (2002).

[205] Pavel Demine, communication privée.