UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE - AIX-MARSEILLE II

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Eric Kajfasz

Quelques expériences gravitant autour du problème de génération de masses

jury: Prof. Elie Aslanidès (Président)
Prof. Jean-Jacques Aubert
Dr. Yves Déclais
Dr. Pierre Lutz
Dr. Hugh E. Montgomery
Prof. Elemér Nagy

Centre de Physique des Particules de Marseille
24 Mai 2002

Remerciements

Je tiens à remercier tous ceux et toutes celles qui m'ont accompagné, soutenu ou poussé, tout au long de cette aventure de la Physique des Particules dans laquelle je me suis engagé au siècle dernier, plus précisément en 1983. Dès mon premier contact avec la Physique des Hautes Energies, j'ai été fasciné par cette discipline non seulement à cause de sa substance propre, si stimulante pour l'esprit, mais aussi à cause des personnes qui la pratiquent au quotidien.

Dans les paragraphes qui vont suivre, de nombreux noms vont être mentionnés. Cependant, je vais probablement oublier de citer certaines personnes. Que ces personnes veuillent bien ne pas prendre ombrage et blâmer la déficience de mes neurones.

Lors de ma deuxième année de l'Ecole Nationale Supérieure de Physique de Marseille, j'ai eu la chance d'avoir une introduction à la Physique des Particules par le Prof. Antoine Visconti pour la partie théorique et Jean-Paul Albanèse pour la partie expérimentale. Ils m'ont donné le goût d'aller plus loin qu'une introduction et le Prof. Jean-Jacques Aubert m'a donné les moyens de réaliser ce rêve. Je lui suis gré des opportunités dont il a pu me faire bénéficier et du courage qu'il a eu de m'avoir fait confiance.

J'ai effectué mon stage de deuxième année d'école en tant qu'étudiant d'été au CERN où j'ai commencé à travailler en compagnie de Gilles d'Agostini, Chafik Benchouk, François Montanet, Patrice Payre, Mossadek Talby, à qui se sont ajoutés, pendant mon DEA et au début de ma thèse, Jean-Paul Albanèse, Guy Barrand, René Bazzoli, Yves Déclais, René Nacash. Ceci a formé un ensemble de physiciens qui, sous l'égide de Jean-Jacques, ont formé le noyau du CPPM qu'il avait tout juste créé, et qui sont devenus pour moi, au fil du temps, beaucoup plus que des collègues. En particulier, Mossadek, avec qui des liens d'amitié se sont noués au travers de notre travail au labo et de nos périgrinations au CERN.

J'aimerais remercier toute l'équipe de Bugey III pour avoir fait de cette expérience à taille humaine, une réussite. Mais sutout, j'aimerais remercier Yves Déclais: sa ténacité, son acharnement au travail et son amour du travail bien fait, ont été et restent le "modèle standard" pour moi. Je lui suis gré de son amitié et de tout ce qu'il m'a appris en Physique Expérimentale. Je lui dois aussi de savoir comment faire la cueillette dans les alpages des gentianes et de comment les transformer en boisson que nous dirons tonique. Je voudrais aussi remercier Gilles Farrache et sa compagne Marie qui par leur amitié ont rendu mon séjour longue durée sur le site beaucoup plus supportable. C'est aussi au sein de l'équipe de Bugey que j'ai aussi eu le plaisir de rencontrer et de travailler avec le Prof. Elie Aslanidès, un peu avant qu'il ne forme et dirige l'équipe du labo travaillant sur CP-LEAR et qu'il ne prenne, plus tard, la direction du laboratoire. Je le remercie pour le soutien dont il a toujours fait reuve à mon égard tout au long des années. J'aimerais aussi porter une mention spéciale à "La Poule Rousse", un petit restaurant de Pont de Cheruy dont la cuisine valait vraiment le détour, qui était devenu un "quartier géneral" (parmi d'autres) de l'expérience, et qui malheureusement semble avoir disparu depuis.

Concernant mon séjour dans CDF, j'aimerais remercier les physiciens (Nicolas Bacchetta, Bob Ely, Doug Glenzinski, Joseph Incandela et Rick Snider) et le support technique (Gordie Gillespie, Bert Gonzalez, Sara encore Gonzalez à cette époque, Chuck Grimm, Mary Guerra, Tammy Hawke et Mike Hrycyk) avec qui j'ai eu l'occasion de travailler de près et dont les qualités professionnelles et humaines ont été à la base du succès de la réalisation du détecteur de vertex SVX' qui a eu un impact majeur dans la découverte du quark top. L'autre découverte, plus personnelle, à laquelle je suis redevable à CDF, c'est celle d'une compagne et épouse en la personne de Sara.

Concernant mon séjour dans ANTARES, j'aimerais rendre témoignage aux physiciens du labo qui ont débuté le projet, pour leur dynamisme et pour leur travail de pionniers (Christina Arpesella, Elie Aslanidès, Jean-Jacques Aubert, Stephane Basa, Vincent Bertin, Cristina Carloganu, Fabrice Hubaut, François Montanet, Patrice Payre)

Concernant ma participation à D0, j'aimerais remercier les responsables d'alors (Hugh Montgomery, Harry Weerts, Jon Kotcher, Ron Lipton et Marcel Demarteau) pour avoir eu confiance en moi et m'avoir donné la responsabilité de la production du trajectographe silicium de D0 (D0SMT), puis la responsabilité de son installation et de sa mise en route. J'aimerais rendre hommage au travail exceptionnel, des physiciens

(Barbro Asman, Alice Bean, Suyong Choi, Bill Cooper, Marcel Demarteau, Jim Fast, Harald Fox, Peter van Gemmeren, Cecilia Gerber, Yuri Gershtein, Ia Iashvili, Marvin Johnson, Aurelio Juste, Bill Kahl, Stilianos Kesisoglou, Markus Klute, Michael Kubantsev, Alex Kubarovski, Sasha Leflat, Frank Lehner, Ron Lipton, Alex Melnitchouk, Michael Merkine, Daniel Mihalcea, Andrei Nomerotski, Breese Quinn, Petros Rapidis, Bill Reay, Flera Rizatdinova, Maria Rocco, Victor Rykalin, Lisa Shabalina, Ron Sidwell, Noel Stanton, Markus Warsinsky, Marian Zdrazil, ...) et des ingénieurs et techniciens (Sharon Austin, Lynn Bagby, Jill Calderon, John Foglesong, Gordie Gillespie, Mary Guerra, Tammy Hawke, Ryan Hickey, Joe Howell, Steve Jakubowski, Renée Jones, Sara Kajfasz, John Kowalski, Irina Kubantseva, Paula Lippert, Mike Matulik, Luda Mokhov, Nina Ronzhina, Luda Rytchenkova, Chuck Serritella, Mike Utes, Jim Wish, Evgeni Zverev, ...) liés au projet, qui a permis au détecteur d'être prêt à temps pour son installation et être mis en route et utilisé avec succès.

Je remercie Elemér Nagy pour m'avoir toujours encouragé et supporté dans mon travail à Fermilab. Je remercie Marie-Claude Cousinou pour les conseils inestimables qu'elle m'a donné aux cours des années et pour son acharnement à me pousser à passer mon habilitation. Je remercie Arnaud Duperrin pour son soutien moral, son entousiasme débridé et les parties de billards à l'Avalanche II. Je remercie Stéphanie Baffioni et Frédéric Villeneuve-Séguier pour leur active participation, dans la bonne humeur, au cablage et déboggage du D0SMT. J'aimerais aussi remercier Anne Ealet pour sa force de caractère, son entousiasme, son charisme et les longues mais intéressantes conversations que nous avons pu avoir.

J'aimerais aussi saluer les équipes techniques du laboratoire qui ont contribué de façon significative, par leur professionalisme et leur efficacité, à la réussite des divers projets sur lequels je me suis investi (René Bazzoli, Michel Billault, Alain Calzas, Arnaud Commerçon, Jean-Jacques Destelle, Bernard Dinkespiler, Yves Gally, Frank Léon, Auguste Levansuu, Laurent Martin, Christophe Meessen, Christian Olivetto, Patrick Ollive, Rémy Potheau, Michel Raymond, Michel Ricard, Eric Vigeolas, ...). J'aimerais aussi faire mention des services administratifs et généraux, qui en soulageant les physiciens des tracas administratifs et pratiques leur permettent ainsi de pouvoir focaliser leur énergie principalement sur leurs travaux de recherche.

OK, vous allez me dire qu'il est peut-être préférable que je m'arrête avant de citer tout l'annuaire téléphonique! Il y a cependant une raison à ce déluge de noms. Il reflète le nombre important de personnes qui ont participé à la conception et la réalisation des travaux exposés ici et sont donc en partie aussi des co-auteurs de ce mémoire.

Je tiens à remercier le Prof. Elie Aslanidès, le Prof. Jean-Jacques Aubert, le Dr. Yves Déclais, le Dr. Pierre Lutz, le Dr. Hugh Montgomery et le Prof. Elemér Nagy pour avoir pris un peu de leur précieux temps pour faire partie de mon jury de soutenance, et plus spécialement Elemér, Pierre et Yves pour avoir accepté d'être mes rapporteurs.

Et pour finir sur une note plus personnelle, j'aimerais dédier ces travaux à mes parents pour avoir eu la lourde charge de m'élever, à mon épouse Sara, pour son amour et sa patiente, pour m'avoir toujours supporté et encouragé dans mes efforts même si dans certains cas ils impliquaient des sacrifices au niveau de la vie de famille, et enfin et surtout à mon Créateur sans l'aide duquel rien de tout celà n'aurait pu se réaliser.

Eric Kajfasz
le 10 mai 2002
à North Aurora, IL, USA.

Table des matières

1 La masse dans le modèle standard et au delà **9**
1.1 Le Modèle Standard . . . 9
1.1.1 Hélicité et chiralité . . . 9
1.1.2 Description du Modèle Standard . . . 11
1.1.3 Le mécanisme de Higgs . . . 12
1.1.4 Les masses des bosons de jauge . . . 13
1.1.5 Les couplages . . . 14
1.1.6 Les masses des fermions . . . 15
1.1.7 Le mélange des fermions . . . 15
1.2 Les neutrinos au delà du modèle standard . . . 16
1.2.1 Conjugaison de charge . . . 16
1.2.2 La masse des neutrinos: Dirac ou Majorana? . . . 16
1.2.3 Mélange leptonique . . . 17
1.2.4 Echelle des masses des neutrinos . . . 18
1.3 Les origines de la brisure de symétrie électrofaible . . . 19

2 Les oscillations de neutrinos au Bugey **21**
2.1 Introduction . . . 21
2.1.1 Le principe des oscillations de neutrinos dans le vide . . . 21
2.1.2 Les réacteurs nucléaires comme source de neutrinos . . . 23
2.1.3 Le site et le système de détection . . . 23
2.1.4 Données et analyse . . . 25
2.2 Contributions - octobre 85 à juillet 92 . . . 31
2.3 Papiers . . . 33

3 Les désintégrations de neutrinos au Bugey **35**
3.1 Introduction . . . 35
3.1.1 Formalisme . . . 35
3.1.2 La source . . . 36
3.1.3 Le détecteur . . . 36
3.1.4 Les résultats . . . 36
3.2 Contributions - janvier 91 à juillet 92 . . . 37
3.3 Papiers . . . 37

4 La recherche du top à CDF **39**
4.1 Introduction . . . 39
4.1.1 Production et désintégrations du top . . . 39
4.1.2 Le détecteur de CDF au run I du Tevatron . . . 39
4.1.3 Résultats du run I du Tevatron . . . 42
4.2 Contributions - aôut 92 à juillet 95 . . . 47
4.3 Papiers . . . 48

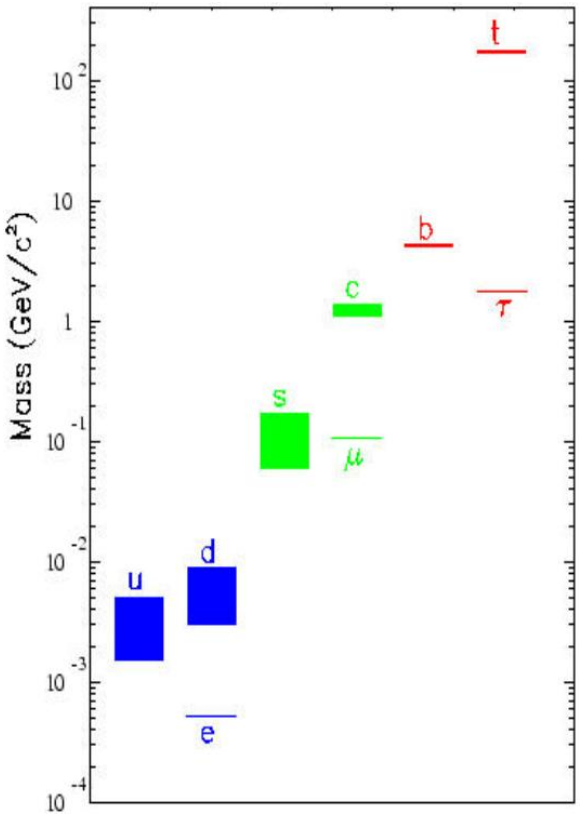
5 Les neutrinos cosmiques de hautes énergie dans ANTARES **49**
5.1 Introduction . . . 49
5.1.1 Motivations scientifiques . . . 49
5.1.2 Principe de détection . . . 49
5.1.3 Etudes de sites . . . 50
5.2 Contributions - aôut 95 à décembre 97 . . . 51
5.3 Papiers . . . 52

6 D0: à la recherche de nouvelle physique ... **53**
6.1 Introduction . . . 53
6.2 Contributions - janvier 98 à nos jours . . . 54
6.3 Buts de physique de D0 pour le run II . . . 55
6.4 Les améliorations des moyens de détection de D0 . . . 62
6.5 SMT, le trajectographe à micro-pistes silicium de D0 . . . 64
6.5.1 Conception . . . 64
6.5.2 Principes de fonctionnement d'un détecteur silicium . . . 66
6.5.3 Fabrication . . . 72
6.5.4 Installation . . . 86
6.5.5 Utilisation et mise au point . . . 93
6.5.6 Conclusions . . . 102

Introduction

Si la masse des hadrons semble provenir pour la plus grande part de l'énergie de liason de leurs constituants, pour les fermions fondamentaux, notre compréhension du pourquoi et du comment de la génération de leur masse est beaucoup plus incertaine.

Une autre question à laquelle nous ne savons pas encore répondre est pourquoi les fermions chargés ont des masses qui sont distribuées sur 6 ordres de grandeur (hiérarchie).



Qu'est-ce qui fait que le quark top est si massif, avec une masse si proche de l'échelle de brisure de la symétrie électro-faible? a-t-il un rôle particulier à jouer dans le mécanisme de génération de masse ou est-ce juste une coïncidence?

Quant aux fermions neutres, n'en parlons pas! Ou plutôt parlons en. Si leur masse est nulle dans le Modèle Standard c'est de manière *ad-hoc*. En effet, il n'y a aucun grand principe (symétrie) qui interdit aux neutrinos d'avoir une masse. Si l'on admet qu'ils ont une masse, il est alors nécessaire d'étendre le Modèle Standard. Comment? Qu'est-ce qui fait que la masse des fermions neutres est si petite vis à vis de celle des fermions chargés? Est-ce qu'ils vont être soumis à des oscillations de saveur? Vont-ils se désintégrer?

Les expériences auxquelles j'ai contribué après ma thèse, passée sur le démarrage d'ALEPH, ont toutes en commun de tenter de répondre à ces questions, fondamentales pour notre compréhension de l'univers dans lequel nous vivons. Les chapitres qui suivent, d'ecrivent ces différentes expériences ainsi que mes contributions, dans un ordre chronologique.

Dans le premier chapitre, nous passons en revue le Modèle Standard et comment la symétrie électro-faible y est brisée. Nous y discutons aussi comment étendre le modèle pour y accomoder des neutrinos massifs.

Dans le second chapitre, après une introduction au formalisme des oscillations de neutrinos dans le vide, nous présentons les résultats issus de l'expérience conduite auprès du réacteur nucléaire du Bugey sur ce thème. Le troisième chapitre aborde la désintégration des neutrinos, dans son formalisme, puis avec les

résultats d'une expérience conduite aussi à la centrale nucléaire de Bugey.

Le quatrième chapitre démarre sur la description d'un outil indispensable à un étiquetage efficace des saveurs lourdes dans CDF, à savoir SVX', un détecteur de vertex à micro-pistes silicium pour le run Ib du Tevatron. Il passe ensuite en revue la découverte du quark top et la mesure de sa masse, au Tevatron, et plus spécifiquement à CDF, pendant le run Ib. Nous résumons ensuite les résulats d'études faites sur SVX' et donnons enfin le résultat d'études concernant le remplacement de ce détecteur pour le run II du Tevatron.

Le cinquième chapitre est consacré à ANTARES, un projet de détecteur de neutrinos cosmiques de haute énergie qui sera immergé dans la mer méditerranée, pour lequel le résultat d'études de bruits de fond optiques est présenté.

Le dernier chapitre, enfin, traite des potentialités de physique au run II du Tevatron ($2fb^{-1}$ puis $15fb^{-1}$), plus particulièrement avec D0. L'étude précise de la production et de la désintégration du quark top, la découverte ou non du Higgs, de la supersymétrie ou d'autre type de physique au delà du Modèle Standard, nous donneront des indices supplémentaires pour mieux comprendre l'origine des masses. Ce chapitre comporte aussi une description détaillée de la conception, construction et de l'utilisation du trajectographe à micro-pistes silicium de D0, le SMT, qui est un outil essentiel dans cette quête.

Chapter 1

La masse dans le modèle standard et au delà

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Hélicité et chiralité

Tout d'abord, un petit interlude de rappels sur l'hélicité et la chiralité. Pour un fermion de spin $\frac{1}{2}$, l'opérateur de spin est donné par:

$$\overrightarrow{\Sigma} = \gamma_5\gamma_0\overrightarrow{\gamma} = \begin{pmatrix} \overrightarrow{\sigma} & 0 \\ 0 & \overrightarrow{\sigma} \end{pmatrix}$$

où γ sont les matrices de Dirac et $\overrightarrow{\sigma}$ les matrices de Pauli:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

qui vérifient l'équation

$$\sigma_i\sigma_j = \delta_{ij} + \sum_k \epsilon_{ijk}\sigma_k \tag{1.1}$$

L'opérateur d'hélicité, $\frac{1}{2}\overrightarrow{\sigma}\cdot\overrightarrow{\hat{p}}$, projette le spin d'une particule sur la direction de son impulsion $\overrightarrow{\hat{p}} = \frac{\overrightarrow{p}}{||\overrightarrow{p}||}$. L'hélicité λ est une valeur propre de l'opérateur d'hélicité. Comme $(\overrightarrow{\sigma}\cdot\overrightarrow{\hat{p}})^2 = 1$, les valeurs propres de $\overrightarrow{\sigma}\cdot\overrightarrow{\hat{p}}$ sont ± 1 et donc les valeurs possibles pour λ sont:

$$\lambda = \begin{cases} +\frac{1}{2} & \text{hélicité positive ou droite} \\ -\frac{1}{2} & \text{hélicité négative ou gauche} \end{cases}$$

L'hélicité est un bon nombre quantique ($\overrightarrow{\Sigma}\cdot\overrightarrow{\hat{p}}$ commute avec l'hamiltonien). Cependant, pour les particules massives, elle dépend du repère de référence. En effet, on peut toujours trouver un boost de Lorentz pour lequel la direction de l'impulsion, dans le nouveau repère, sera inversée (le spin restant le même), changeant l'hélicité dans l'ancien repère en son opposée dans le nouveau repère. Pour des paticules sans masse et qui donc se déplacent à la vitesse de la lumière, un tel boost n'est pas possible.

On définit les projecteurs d'hélicité comme:

$$\mathrm{P}_\pm \equiv \frac{1 \pm \overrightarrow{\Sigma}\cdot\overrightarrow{\hat{p}}}{2}$$

On vérifie facilement, à l'aide de l'eq. 1.1, que P$\pm$ sont des projecteurs orthogonaux ($\mathrm{P}_+^2 = \mathrm{P}_+$, $\mathrm{P}_-^2 = \mathrm{P}_-$, $\mathrm{P}_-\mathrm{P}_+ = \mathrm{P}_+\mathrm{P}_- = 0$, $\mathrm{P}_+ + \mathrm{P}_- = 1$).

La chiralité est une valeur propre de γ_5. Comme $(\gamma_5)^2 = 1$, les valeurs propres possibles de chiralité sont donc ± 1. Les projecteurs de chiralité sont définis par:

$$\mathrm{P_{R/L}} \equiv \frac{1 \pm \gamma_5}{2}$$

Ici encore on vérifie aisément que $\mathrm{P_R^2} = \mathrm{P_R}$, $\mathrm{P_L^2} = \mathrm{P_L}$, $\mathrm{P_R P_L} = \mathrm{P_L P_R} = 0$, $\mathrm{P_R} + \mathrm{P_L} = 1$. D'avoir labelé les états propres de chiralité par droit et gauche peut au premier abord être déroutant, puisque c'est une terminologie qui est utilisée pour l'hélicité et qu'en général, comme on va le voir elles ne sont pas la même chose. Cependant, on va voir aussi que dans la limite où la masse de la particule est nulle, chiralité et hélicité coïncident.

Une particule libre de spin $\frac{1}{2}$ et de masse m est décrite par un champ spinoriel à 4 composantes (spineur de Dirac) qui satisfait à l'équation de Dirac:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = (i\partial\!\!\!/ - m)\psi(x) = 0$$

où les γ^μ sont 4 matrices 4×4 satisfaisant les relations:

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$$

La transformée de Fourier de $\psi(x)$, que l'on notera par commodité $\psi(p)$, satisfait alors l'équation:

$$(p\!\!\!/ - m)\psi(p) = 0$$

que l'on peut développer et récrire:

$$(E\gamma_0 - \overrightarrow{\gamma} \cdot \overrightarrow{p} - m)\psi = 0$$

$$(\gamma_0 \overrightarrow{\gamma} \cdot \overrightarrow{p})\psi = E\psi(p) - m\gamma_0\psi$$

Or $(\gamma_5)^2 = 1$, $\{\gamma_5, \gamma_0\} = 0$, $\gamma_5\gamma_0\overrightarrow{\gamma} = \overrightarrow{\Sigma}$ et $[\overrightarrow{\Sigma}, \gamma_5] = 0$, donc:

$$(\gamma_5 \overrightarrow{\Sigma} \cdot \overrightarrow{p})\psi = (\overrightarrow{\Sigma} \cdot \overrightarrow{p})\gamma_5\psi = E\psi - m\gamma_0\psi$$

en multipliant cette dernière équation par γ_5 et en prenant la somme et la différence on obtient le système:

$$\overrightarrow{\Sigma} \cdot \overrightarrow{p}(\frac{1+\gamma_5}{2})\psi = E(\frac{1+\gamma_5}{2})\psi - m\gamma_0(\frac{1-\gamma_5}{2})\psi$$

$$\overrightarrow{\Sigma} \cdot \overrightarrow{p}(\frac{1-\gamma_5}{2})\psi = -E(\frac{1-\gamma_5}{2})\psi + m\gamma_0(\frac{1+\gamma_5}{2})\psi$$

soit encore:

$$\overrightarrow{\Sigma} \cdot \overrightarrow{\hat{p}}\,\psi_\mathrm{R} = \frac{E}{p}\psi_\mathrm{R} - \frac{m}{p}\gamma_0\psi_\mathrm{L}$$

$$\overrightarrow{\Sigma} \cdot \overrightarrow{\hat{p}}\,\psi_\mathrm{L} = -\frac{E}{p}\psi_\mathrm{L} + \frac{m}{p}\gamma_0\psi_\mathrm{R}$$

On voit donc que les termes de chiralité sont mélangés par les termes de masse et que pour une particule relativiste ($p \simeq E$):

$$\text{chiralité} = \text{hélicité} + O(\frac{m}{E})$$

Dans le cas où $m = 0$, les équations découplent et hélicité et chiralité coïncident:

$$\overrightarrow{\Sigma} \cdot \overrightarrow{\hat{p}}\,\psi_\mathrm{R} = \psi_\mathrm{R}$$

$$\overrightarrow{\Sigma} \cdot \overrightarrow{\hat{p}}\,\psi_\mathrm{L} = -\psi_\mathrm{L}$$

1.1.2 Description du Modèle Standard

Les sections qui suivent, décrivant le Modèle Standard, résument ce qui peut être trouvé avec plus de détails par exemple dans les références [1]. Le Modèle Standard est basé sur un groupe de symétrie $\mathrm{SU(3)_c} \otimes \mathrm{SU(2)_L} \otimes \mathrm{U(1)_Y}$.

- la partie $\mathrm{SU(3)_c}$, correspond à l'intéraction forte, plus particulièremet, à l'invariance de ces intéractions dans la permutation des couleurs des quarks. $\mathrm{SU(3)_c}$ possède 8 générateurs λ_i $(i = 1, 8)$ qui satisfont l'algèbre de Lie $[\lambda_i, \lambda_j] = 2i \sum_k f_{ijk}\lambda_k$, où les f_{ijk} sont les constantes de structure de SU(3). Les 8 générateurs correspondent aux 8 gluons responsables des intéractions de couleur.

- la partie $\mathrm{SU(2)_L} \otimes \mathrm{U(1)_Y}$ correspond aux intéractions électro-faibles:

  - $\mathrm{SU(2)_L}$ est le groupe d'isospin faible. Il a 3 générateurs $\mathrm{T}_i = \frac{1}{2}\sigma_i$ $(i = 1, 3)$, avec σ_i les matrices de Pauli, satisfaisant l'algèbre de Lie $[\mathrm{T}_i, \mathrm{T}_j] = i \sum_k \epsilon_{ijk}\mathrm{T}_k$ (ϵ_{ijk} étant le tenseur complètement anti-symétrique, $\epsilon_{123} = 1$). 3 bosons vectoriels W^i_μ $(i = 1, 3)$ correspondent à ces générateurs. La constante de couplage associée au groupe est g.
  - $\mathrm{U(1)_Y}$ est le groupe d'hypercharge faible. Il est pourvu d'un générateur Y associé à un boson vectoriel B_μ. La constante de couplage du groupe est g'.

Dans ce qui suit, nous nous intéresserons essentiellement à la partie électrofaible du modèle. Nous laisserons donc de côté toutes les considérations ayant trait à QCD et donc à $\mathrm{SU(3)_c}$.

De façon à rendre compte du fait de la violation maximale de la parité par les intéractions faibles de courant chargé, les parties droites et gauches des fermions vont être placées dans des représentations différentes du groupe SU(2). Des 24 fermions f du Modèle Standard (3 couleurs par quark), on obtient $\mathrm{f_{R/L}} \equiv \frac{1 \pm \gamma_5}{2}\mathrm{f}$ (où f est un quark ou un lepton). Les fermions sont classés en familles, et à l'intérieur de ces familles les $\mathrm{f_L}$ vont être mis dans des doublets de $\mathrm{SU(2)_L}$ et les $\mathrm{f_R}$ dans des singlets de la manière suivante:

$$l_\mathrm{L} : \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \qquad l_\mathrm{R} : e^-_\mathrm{R}, \mu^-_\mathrm{R}, \tau^-_\mathrm{R} \text{ et pas de } \nu_\mathrm{R}$$

$$\mathrm{Y}(l_\mathrm{L}) = -1 \qquad \mathrm{Y}(l_\mathrm{R}) = -2$$

$$q_\mathrm{L} : \begin{pmatrix} \upsilon \\ \delta \end{pmatrix}_L \qquad q_\mathrm{R} : \upsilon_\mathrm{R}, \delta_\mathrm{R} \qquad \begin{cases} \upsilon : & u\ c\ t \\ \delta : & d\ s\ b \end{cases} \times 3 \text{ couleurs}$$

$$\mathrm{Y}(q_\mathrm{L}) = \tfrac{1}{3} \qquad \mathrm{Y}(\upsilon_\mathrm{R}) = \tfrac{4}{3}, \mathrm{Y}(\delta_\mathrm{R}) = -\tfrac{2}{3}$$

L'opérateur de charge électrique est: $\mathrm{Q} = \mathrm{T}_3 + \frac{\mathrm{Y}}{2}$. Les transformations de jauge sont données par:

$$\begin{aligned}
\mathrm{f}(x) &\longrightarrow e^{i\alpha(x)}\mathrm{f}(x) \\
\mathrm{B}_\mu &\longrightarrow \mathrm{B}_\mu - \frac{1}{g'}\partial_\mu\alpha(x) \\
\mathrm{f_L}(x) &\longrightarrow e^{i\sum_j \mathrm{T}_j\alpha_j(x)}\mathrm{f_L}(x) \\
\mathrm{W}^k_\mu(x) &\longrightarrow \mathrm{W}^k_\mu(x) - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha_k(x) - \sum_{i,j}\epsilon_{ijk}\alpha_i(x)W^j_\mu(x)
\end{aligned}$$

On rend le lagrangien invariant en faisant la substitution de la dérivée par la dérivée covariante:

$$\partial_\mu \longrightarrow \partial_\mu + ig\mathrm{T}_i\mathrm{W}^i_\mu + ig'\frac{\mathrm{Y}}{2}\mathrm{B}_\mu$$

dans les termes cinétiques fermioniques. On obtient alors le lagrangien invariant sous $\mathrm{SU(2)_L} \otimes \mathrm{U(1)_Y}$:

$$\mathcal{L} = \sum_\mathrm{f}[\overline{\mathrm{f_L}}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g\frac{\sigma_i}{2}\mathrm{W}^i_\mu - g'\frac{\mathrm{Y}}{2}\mathrm{B}_\mu)\mathrm{f_L} + \overline{\mathrm{f_R}}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g'\frac{\mathrm{Y}}{2}\mathrm{B}_\mu)\mathrm{f_R}] - \frac{1}{4}\mathrm{W}^i_{\mu\nu}\mathrm{W}^{\mu\nu}_i - \frac{1}{4}\mathrm{B}_{\mu\nu}\mathrm{B}^{\mu\nu}$$

avec

$$\mathrm{W}^i_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathrm{W}^i_\nu - \partial_\nu \mathrm{W}^i_\mu - g\,\epsilon_{ijk}\mathrm{W}^j_\mu \mathrm{W}^k_\nu$$
$$\mathrm{B}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathrm{B}_\nu - \partial_\nu \mathrm{B}_\mu$$

C'est un lagrangien d'intéraction de bosons de jauge de masse nulle avec des fermions de masse nulle. Pour les bosons vectoriel, un terme de masse de type $\frac{1}{2}\mathrm{M}^2\mathrm{W}_\mu\mathrm{W}^\mu$ n'est pas invariant de jauge. Pour les fermions, un terme de masse de Dirac ($-m\bar{\psi}\psi$) est exclu puisque

$$-m\bar{\psi}\psi = -m\overline{(\psi_\mathrm{R} + \psi_\mathrm{L})}(\psi_\mathrm{R} + \psi_\mathrm{L}) = -m(\overline{\psi_\mathrm{R}}\psi_\mathrm{L} + \overline{\psi_\mathrm{L}}\psi_\mathrm{R})$$

et que les fermions gauches appartiennent à des doublets de SU(2) et les fermions droits à des singlets. Pour introduire des termes de masse de façon invariante, on va avoir recours au mecanisme de Higgs.

1.1.3 Le mécanisme de Higgs

On introduit un champ scalaire complexe couplé aux bosons de jauge de manière covariante:

$$\partial_\mu \Phi \longrightarrow \mathrm{D}_\mu \Phi \equiv (\partial_\mu + ig\mathrm{T}_i\mathrm{W}^i_\mu + ig'\frac{\mathrm{Y}}{2}\mathrm{B}_\mu)\Phi$$

Ce terme, comme on va le voir sous peu, va être la source de la masse des bosons vectoriels. Pour ce qui est des masses des fermions, il va falloir ajouter au lagrangien, de façon *ad hoc*, des couplages de type Yukawa du champ scalaire aux fermions:

$$-\mathcal{Y}_\mathrm{f}[(\overline{\mathrm{f_L}}\Phi)\mathrm{f_R} + \overline{\mathrm{f_R}}(\Phi^\dagger \mathrm{f_L})]$$

Pour rendre ces termes invariants de jauge on prend

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

qui est un doublet de SU(2) et possède une hypercharge $\mathrm{Y}(\Phi) = 1$. On pose:

$$\Phi^+ \equiv \frac{\Phi_1 + i\Phi_2}{\sqrt{2}} \qquad \Phi^0 \equiv \frac{\Phi_3 + i\Phi_4}{\sqrt{2}} \qquad \Phi_i \text{ rééls}$$

et on ajoute au lagrangien, en plus du terme cinétique, un terme d'auto-intéraction pour le champ scalaire qui soit invariant:

$$V(\Phi) = \mu^2(\Phi\Phi^\dagger) + \lambda(\Phi\Phi^\dagger)^2 \tag{1.2}$$

avec $\lambda > 0$, pour que potentiel soit borné par le bas. Le partie du lagrangien spécifique au champ scalaire est alors:

$$\mathcal{L}_\Phi = (\mathrm{D}_\mu\Phi)^\dagger(\mathrm{D}_\mu\Phi) - V(\Phi)$$

Pour $\mu^2 < 0$ le potentiel ne va pas être minimal à $|\Phi| = 0$ mais pour

$$|\Phi|^2 = \frac{1}{2}\sum_i \Phi_i^2 = \frac{-\mu^2}{2\,\lambda}$$

On peut choisir le minium pour que:

$$<0|\Phi_i|0>= 0 \quad i = 1,2,4 \quad \text{et} \quad <0|\Phi_3|0>= v \equiv \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$$
$$\text{alors } <\Phi>_0 =<0|\begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}|0>= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Les fluctuations $\Phi_3(x)$ autour de $\Phi_3 = v$ correspondent aux quanta du champ de Higgs physique ($\mathrm{H}(x) \equiv \Phi_3(x) - v$). Après brisure le champs scalaire peut s'écrire:

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

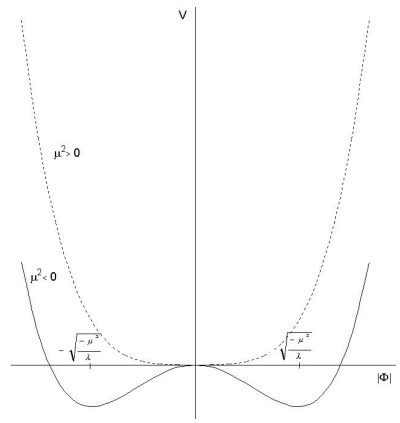


Figure 1.1: Forme du potentiel de Higgs

La masse du Higgs est donnée par:

$$m_{\mathrm{H}} = -2\mu^2 = 2\lambda v^2$$

On développe le lagrangien en utilisant la forme de $\Phi(x)$ donnée ci-dessus. Il apparait alors des termes de masse de la forme $(gv)^2 \mathrm{W}_\mu \mathrm{W}^\mu$ pour les bosons de jauge et $(\mathcal{Y}_{\mathrm{f}} v)\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f}$ pour les fermions; ceci sera développé dans les sections suivantes. Le fait que μ^2 soit ou devienne négatif provoque une brisure spontanée de la symétrie électrofaible. En effet, l'état du vide$<\Phi>_0$ est invariant par une opération de symétrie $\exp(i\alpha\mathcal{G})$ correspondant au générateur $\mathcal{G}$ si $\exp(i\alpha\mathcal{G})<\Phi>_0 = <\Phi>_0$, c'est à dire si $\mathcal{G}<\Phi>_0 = 0$. Or on a, dans le cas de SU(2), pour les trois générateurs $\mathrm{T}_i = \frac{\sigma_i}{2}$:

$$\sigma_1<\Phi>_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0$$

$$\sigma_2<\Phi>_0 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\frac{v}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0$$

$$\sigma_3<\Phi>_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \neq 0$$

et pour le générateur de $\mathrm{U}(1)_{\mathrm{Y}}$ on a:

$$\mathrm{Y}<\Phi>_0 = \mathrm{Y}(\Phi)<\Phi>_0 = +1<\Phi>_0 \neq 0$$

Cependant, pour ce qui concerne l'opérateur de charge électrique $\mathrm{Q}= \mathrm{T}_3 + \frac{\mathrm{Y}}{2}$, son action sur le vide est:

$$\mathrm{Q}<\Phi>_0 = (\frac{\sigma_3}{2} + \frac{\mathrm{Y}}{2})<\Phi>_0 = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} \mathrm{Y}(\Phi)+1 & 0 \\ 0 & \mathrm{Y}(\Phi)-1 \end{pmatrix}<\Phi>_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

La symétrie électrofaible est ainsi brisée de $\mathrm{SU}(2)_{\mathrm{L}}\otimes\mathrm{U}(1)_{\mathrm{Y}}$ à $\mathrm{U}(1)_{\mathrm{em}}$. Le vide reste invariant sous l'action du $\mathrm{U}(1)_{\mathrm{em}}$ de QED. Le photon, qui lui est associé, va rester sans masse.

1.1.4 Les masses des bosons de jauge

Les termes correspondant aux masses des bosons de jauge vont provenir de la partie $(\mathrm{D}_\mu\Phi)^\dagger(\mathrm{D}_\mu\Phi)$ du lagrangien:

$$\begin{aligned}
(\mathrm{D}_\mu<\Phi>_0)^\dagger(\mathrm{D}_\mu<\Phi>_0) &= \begin{pmatrix} 0 & \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} [g\mathrm{W}^i_\mu \mathrm{T}^i + g'\frac{\mathrm{Y}}{2}\mathrm{B}_\mu][g\mathrm{W}^{i\,\mu}\mathrm{T}^i + g'\frac{\mathrm{Y}}{2}\mathrm{B}^\mu] \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\
&= \frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix} [g\mathrm{W}^i_\mu \sigma^i + g'\mathrm{B}_\mu][g\mathrm{W}^{i\,\mu}\sigma^i + g'\mathrm{B}^\mu] \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
&= \frac{v^2}{8} \left(g^2 \sum_i \mathrm{W}^i_\mu \mathrm{W}^{i\,\mu} + g'^2 \mathrm{B}_\mu \mathrm{B}^\mu - gg'\mathrm{W}^3_\mu \mathrm{B}^\mu - gg'\mathrm{B}_\mu \mathrm{W}^{i\,\mu} \right) = \frac{1}{2} V_\mu \mathcal{M}^2 V^\mu
\end{aligned}$$

où l'on fait apparaitre dans la dernière égalité la matrice de masse $\mathcal{M}$, avec

$$\mathcal{M}^2 = \frac{v^2}{4}\begin{pmatrix} g^2 & & & \\ & g^2 & & \\ & & g^2 & -gg' \\ & & -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \text{ et } V_\mu = \begin{pmatrix} \mathrm{W}^1_\mu \\ \mathrm{W}^2_\mu \\ \mathrm{W}^3_\mu \\ \mathrm{B}_\mu \end{pmatrix}$$

Pour trouver les états propres de masse, il suffit de diagonaliser la matrice $\mathcal{M}^2$. On trouve alors les vecteurs et valeurs propres suivantes:

$$\begin{aligned}
W^\pm_\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathrm{W}^1_\mu \mp i\mathrm{W}^2_\mu) & m_\mathrm{W} &= \frac{g}{2}v \\
\mathrm{Z}_\mu &= \frac{g\mathrm{W}^3_\mu - g'\mathrm{B}_\mu}{\sqrt{g^2+g'^2}} \equiv \mathrm{W}^3_\mu \cos\theta_\mathrm{w} - \mathrm{B}_\mu \sin\theta_\mathrm{w} & m_\mathrm{Z} &= \frac{\sqrt{g^2+g'^2}}{2}v \\
\mathrm{A}_\mu &= \frac{g'\mathrm{W}^3_\mu + g\mathrm{B}_\mu}{\sqrt{g^2+g'^2}} \equiv \mathrm{W}^3_\mu \sin\theta_\mathrm{w} + \mathrm{B}_\mu \cos\theta_\mathrm{w} & m_\gamma &= 0
\end{aligned}$$

avec θ_w l'angle de mélange faible (ou angle de Weinberg).

Les champs Φ^1, Φ^2, Φ^4 ne sont pas des particules physiques. Ils servent à redéfinir les champs de jauge dans le processus de brisure de symétrie. Chaque champ de jauge qui correspond à une symétrie brisée ($\mathrm{W}^\pm$ et Z), va acquérir un degré de liberté supplémentaire (longitudinal) lorsqu'il devient massif utilisant pour ce faire un des champs Φ^i $(i = 1, 2, 4)$.

1.1.5 Les couplages

Avant brisure, la partie intéraction électro-faible du lagrangien s'écrit:

$$\mathcal{L}_\mathrm{ew} = -gJ^\mu_i \mathrm{W}^i_\mu - \frac{g'}{2}J^\mu_\mathrm{Y}\mathrm{B}_\mu \text{ avec } J^\mu_i = \overline{\mathrm{f_L}}\gamma^\mu\frac{\sigma_i}{2}\mathrm{f_L} \text{ et } J^\mu_\mathrm{Y} = \bar{\mathrm{f}}\gamma^\mu\mathrm{Yf}$$

Après brisure, il devient:

$$\mathcal{L}_\mathrm{ew} = -\frac{g}{\sqrt{2}}(J^\mu_\mathrm{cc}\mathrm{W}^+_\mu + J^{\mu\dagger}_\mathrm{cc}\mathrm{W}^-_\mu) - \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}}J^\mu_\mathrm{em}\mathrm{A}_\mu - \sqrt{g^2+g'^2}J^\mu_\mathrm{cn}\mathrm{Z}_\mu$$

où

$$\begin{aligned}
J^\mu_\mathrm{cc} &\equiv \frac{1}{2}(J^1_\mu + iJ^2_\mu) = \overline{\mathrm{f_L}}\gamma^\mu\frac{\sigma_1 + i\sigma_2}{2}\mathrm{f_L} = \overline{\mathrm{f_L}}\gamma^\mu\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\mathrm{f_L} \\
J^\mu_\mathrm{em} &\equiv J^\mu_3 + \frac{1}{2}J^\mu_\mathrm{Y} = \bar{\mathrm{f}}\gamma^\mu\mathrm{Qf} = \mathrm{q_f}\bar{\mathrm{f}}\gamma^\mu\mathrm{f} \\
J^\mu_\mathrm{cn} &\equiv J^\mu_3 - \sin^2\theta_\mathrm{w}J^\mu_\mathrm{em}
\end{aligned}$$

sont respectivement le courant faible chargé (cc), le courant électromagnétique (em) et le courant faible neutre (cn). En identifiant, à basse énergie, la partie (cc) à ce qui est obtenu dans les intéractions à 4 fermions et en identifiant la partie (em) à l'intéraction électromagnétique ordinaire, on a les relations:

$$\frac{g^2}{2m^2_\mathrm{W}} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \quad \text{soit} \quad v = \frac{2m_\mathrm{W}}{g} = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}G_F}} \simeq 246 \text{ GeV}$$

et

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}} = g\sin\theta_\mathrm{w} = g'\cos\theta_\mathrm{w}$$

1.1.6 Les masses des fermions

Comme nous l'avons suggéré dans la section 1.1.3, les masses des fermions vont être obtenues par l'insertion dans le lagrangien de termes de couplage de Yukawa:

$$-\mathcal{Y}_{\mathrm{f}}[(\overline{\mathrm{f_L}}\Phi)\mathrm{f_R} + \overline{\mathrm{f_R}}(\Phi^\dagger \mathrm{f_L})]$$

Pour les leptons, ceci va produire une masse et un couplage non nuls uniquement pour la composante chargée du doublet d'isospin faible. Dans le Modèle Standard, les neutrinos sont de masse nulle et ne couplent pas au Higgs. Ainsi, on va avoir, par exemple pour l'électron, avant brisure de symétrie:

$$-\mathcal{Y}_e \left[\overline{\begin{pmatrix} \nu_e & e \end{pmatrix}_{\mathrm{L}}} \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} e_{\mathrm{R}} + \overline{e_{\mathrm{R}}} \begin{pmatrix} \Phi^- & \bar{\Phi}^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_{\mathrm{L}} \right]$$

et après brisure:

$$-\frac{\mathcal{Y}_e}{\sqrt{2}}(v+\mathrm{H})[\overline{e_{\mathrm{L}}}e_{\mathrm{R}} + \overline{e_{\mathrm{R}}}e_{\mathrm{L}}] \equiv -m_e[\bar{e}e] - \frac{m_e}{v}[\bar{e}eH]$$

La masse de l'électron est identifiée à

$$m_e \equiv \frac{\mathcal{Y}_e v}{\sqrt{2}}$$

avec $\mathcal{Y}_e$ dont la valeur n'est pas prédite par le modèle. Le couplage de l'électron au Higgs est proportionnel à m_e, donc petit. Les masses et couplages des quarks sont produits de la même manière, à un détail près: afin de ne pas éliminer du processus, comme l'étaient les neutrinos dans le cas des leptons, les quarks de type up, on va construire à partir de Φ un nouveau doublet de Higgs, par une opération de conjugaison particule-antiparticule:

$$\Phi_c \equiv i\sigma_2\Phi^* = \begin{pmatrix} \bar{\Phi}^0 \\ -\Phi^- \end{pmatrix} \xrightarrow[brisure]{} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + \mathrm{H}(x) \\ 0 \end{pmatrix}$$

qui se transforme de la même façon que Φ sous SU(2), mais a une hypercharge opposée $\mathrm{Y}(\Phi) = -1$. Le terme de Yukawa invariant par $\mathrm{SU(2)_L} \otimes \mathrm{U(1)_Y}$ pour un doublet $\begin{pmatrix} \upsilon \\ \delta \end{pmatrix}$ s'écrit alors:

$$-\mathcal{Y}_\delta \overline{\begin{pmatrix} \upsilon & \delta \end{pmatrix}_{\mathrm{L}}} \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \delta_{\mathrm{R}} - \mathcal{Y}_\upsilon \overline{\begin{pmatrix} \upsilon & \delta \end{pmatrix}_{\mathrm{L}}} \begin{pmatrix} \bar{\Phi}^0 \\ -\Phi^- \end{pmatrix} \upsilon_{\mathrm{R}} + \text{ conjugué hermitien}$$

Après brisure, on obtient alors:

$$-\frac{1}{\sqrt{2}}(v+\mathrm{H})\left[\mathcal{Y}_\delta(\overline{\delta_{\mathrm{L}}}\delta_{\mathrm{R}} + \overline{\delta_{\mathrm{R}}}\delta_{\mathrm{L}}) + \mathcal{Y}_\upsilon(\overline{\upsilon_{\mathrm{L}}}\upsilon_{\mathrm{R}} + \overline{\upsilon_{\mathrm{R}}}\upsilon_{\mathrm{L}})\right] \equiv -m_\delta\bar{\delta}\delta - \frac{m_\delta}{v}\bar{\delta}\delta\mathrm{H} - m_\upsilon\bar{\upsilon}\upsilon - \frac{m_\upsilon}{v}\bar{\upsilon}\upsilon\mathrm{H}$$

avec

$$m_\delta \equiv \frac{\mathcal{Y}_\delta v}{\sqrt{2}} \qquad m_\upsilon \equiv \frac{\mathcal{Y}_\upsilon v}{\sqrt{2}}$$

et des couplages au Higgs proportionnels à la masse du quark. Dans le cas du quark top, pour lequel une masse d'environ 174 GeV/c^2 a été mesurée au Tevatron par CDF et D0 (voir chap. 4), cela implique un couplage au Higgs $\frac{m_t}{v} \simeq \frac{174}{246} \simeq 0.7$ proche de 1. Ceci peut être interprété de deux manières: il se peut que ce fait soit purement accidentel ou il se peut que le top soit vraiment différent des autres quarks. Le fait que c'est le seul quark à avoir une masse naturelle, dans le sens où elle est du même ordre de grandeur que l'echelle dénergie électro-faible, peut vouloir dire que le quark top joue un rôle central dans le mécanisme de brisure de la symétrie électro-faible.

1.1.7 Le mélange des fermions

Les intéractions faibles de courant chargé peuvent changer la saveur des quarks. Il nous faut donc distinguer les états propres de masse des états propre de saveur. Soit υ le vecteur des quarks de type "up" et δ le vecteur des quarks de type "down"pour les états propres de masse et υ' et δ' pour les états propres de saveur:

$$\upsilon = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} \quad \delta = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \qquad \text{et} \qquad \upsilon' = \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix} \quad \delta' = \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}$$

alors les termes de Yukawa du lagrangien exprimés dans la base des états de saveur prend la forme

$$-\left(\overline{\delta'_{i\mathrm{L}}}M^{\delta}_{ij}\delta'_{\mathrm{R}}+\overline{\upsilon'_{i\mathrm{L}}}M^{\upsilon}_{ij}\upsilon'_{\mathrm{R}}\right)\left(1+\frac{\mathrm{H}}{v}\right)+\text{conjugué hermitien}$$

Dans cette base, les matrices M^{δ} et M^{υ} peuvent être quelconque. Par des transformations unitaires U_{L} sur les parties droites et U_{R} sur les parties gauches des champs de quarks, on peut rendre ces matrices diagonales avec des éléments diagonaux non négatifs

$$\upsilon'_{\mathrm{L}}=U^{\upsilon}_{\mathrm{L}}\,\upsilon_{\mathrm{L}}\quad \upsilon'_{\mathrm{R}}=U^{\upsilon}_{\mathrm{R}}\,\upsilon_{\mathrm{R}}\quad \delta'_{\mathrm{L}}=U^{\delta}_{\mathrm{L}}\,\delta_{\mathrm{L}}\quad \delta'_{\mathrm{R}}=U^{\delta}_{\mathrm{R}}\,\delta_{\mathrm{R}}$$

alors

$$U^{\upsilon\dagger}_{\mathrm{L}}M^{\upsilon}U^{\upsilon}_{\mathrm{R}}=\begin{pmatrix}m_u & & \\ & m_c & \\ & & m_t\end{pmatrix}\quad U^{\delta\dagger}_{\mathrm{L}}M^{\delta}U^{\delta}_{\mathrm{R}}=\begin{pmatrix}m_d & & \\ & m_s & \\ & & m_b\end{pmatrix}$$

diagonalisant aussi le couplage des quarks au Higgs. Ces transformations vont laisser invariante la partie courant électromagnétique et la partie courant neutre du lagrangien. Par contre, pour la partie courant chargé:

$$J^{\mu}_{\mathrm{cc}}=\overline{\upsilon'_{\mathrm{L}}}\gamma^{\mu}\delta'_{\mathrm{L}}=\overline{\upsilon_{\mathrm{L}}}U^{\upsilon\dagger}_{\mathrm{L}}\gamma^{\mu}U^{\delta}_{\mathrm{L}}\delta_{\mathrm{L}}=\overline{\upsilon_{\mathrm{L}}}\gamma^{\mu}V\delta_{\mathrm{L}}$$

où $V=U^{\upsilon\dagger}_{\mathrm{L}}U^{\delta}_{\mathrm{L}}$ la Kobayashi-Maskawa. Cette matrice est unitaire 3×3, que l'on peut paramétriser par 3 paramètres réels et un facteur de phase.

1.2 Les neutrinos au delà du modèle standard

Pour plus de détails voir par exemple les références [2, 3].

1.2.1 Conjugaison de charge

On défint la conjugaison de charge particule-antiparticule comme l'opérateur $\mathcal{C}$ qui agit sur un champ fermionique ψ suivant:

$$\mathcal{C}:\ \psi\rightarrow\psi^{c}=C\bar{\psi}^{T}$$

où $C=i\gamma_2\gamma_0$ et T est l'opération de transposition. Par exemple, il transforme un neutrino gauche en un anti-neutrino droit.

1.2.2 La masse des neutrinos: Dirac ou Majorana?

Pour un fermion, le terme de masse dans le lagrangien a la forme:

$$-m\bar{\psi}\psi=-m(\overline{\psi_{\mathrm{L}}}\psi_{\mathrm{R}}+\overline{\psi_{\mathrm{R}}}\psi_{\mathrm{L}})\tag{1.3}$$

Le terme de masse couple les composantes droites et gauches du champ fermionique. Un champ massif doit avoir les 2 composantes de chiralité: $\psi=\psi_{\mathrm{L}}+\psi_{\mathrm{R}}$. Deux possibilités s'offrent à nous:

- ψ_{L} et ψ_{R} sont indépendants. On a un champ de **Dirac** avec 4 degrés de liberté:

$$\psi_{\mathrm{L}},\ \psi_{\mathrm{R}},\ (\psi_{\mathrm{L}})^{c}=(\psi^{c})_{\mathrm{R}}\text{ et }(\psi_{\mathrm{R}})^{c}=(\psi^{c})_{\mathrm{L}}$$

- $\psi_{\mathrm{R}}=(\psi_{\mathrm{L}})^{c}=(\psi^{c})_{\mathrm{R}}$. On a alors affaire à un neutrino de **Majorana**. Il coïncide avec son anti-particule et possède 2 degrés de liberté: ψ_{L} et $(\psi_{\mathrm{L}})^{c}$. ν_{L} et ν_{R} ne sont pas anti-particules l'un de l'autre, ils sont les 2 états d'hélicité de la même particule. Cependant, dans les intéractions faibles de courant chargé, ν_{L} est couplé au e^{-} et ν_{R} est couplé au e^{+}.

  Pour n saveurs, le terme de masse de Majorana s'écrit:

$$-\frac{1}{2}\left[\overline{(\psi_{\mathrm{L}})^{c}}M\psi_{\mathrm{L}}+\text{ conjugué hermitien}\right]\qquad\qquad \psi=\begin{pmatrix}\psi_1\\ \vdots\\ \psi_n\end{pmatrix}$$

avec M la matrice de masse n×n. Du fait que $\overline{\psi_i^c}\psi_j = \overline{\psi_j^c}\psi_i$, M est symétrique.
Comme $\overline{(\psi_\mathrm{L})^c} = (\psi_\mathrm{L})^T C$, le terme de masse peut aussi s'écrire:

$$-\frac{1}{2}\left[(\psi_\mathrm{L})^T C M \psi_\mathrm{L} + \text{ conjugué hermitien}\right] \tag{1.4}$$

Dans une transformation U(1) de type conservation de charge (électrique, leptonique, baryonique, ...)

$$\psi \to \exp^{i\alpha}\psi \qquad \bar{\psi} \to \exp^{-i\alpha}\bar{\psi}$$

les termes de masse de Dirac sont invariants (voir eq. 1.3), mais on voit dans l'équation 1.4 que ce n'est pas le cas des termes de masse de Majorana. Ils brisent la conservation de charge par 2 unités. Comme la charge électrique est conservée, seul des fermions neutres, les neutrinos, pourraient être de Majorana. Le nombre leptonique total n'est alors pas conservé.

1.2.3 Mélange leptonique

Nous allons poursuivre ici une procédure similaire à celle que nous avons employé dans le secteur des quarks. On peut écrire le lagrangien des intéractions leptoniques faibles de courant chargé comme:

$$-\frac{g}{\sqrt{2}}\left(\overline{l'_\mathrm{L}}\gamma_\mu \nu'_\mathrm{L} \mathrm{W}^\mu + \text{ c. h.}\right)$$

où l'_L et ν'_L sont les vecteurs de dimension n des états propre de saveur (ou d'intéraction), et ne sont pas en général des états propres de masse. Pour les leptons chargés nous avons le terme de masse:

$$-(\overline{l'_\mathrm{L}} M^l l'_\mathrm{L} + \text{ c. h.})$$

où M^l est la matrice de masse des leptons chargés. De la même façon que dans le cas des quarks, cette matrices peut être diagonalisée par 2 transformations unitaires $U_\mathrm{R}^{l\dagger}$ et U_L^l:

$$U_\mathrm{R}^{l\dagger} M^l U_\mathrm{L}^l = \mathcal{D}^l = \begin{pmatrix} m_e & & & \\ & m_\mu & & \\ & & m_\tau & \\ & & & \ddots \end{pmatrix}$$

Les états propres de masse $l_{L/R}$ sont liés à $l'_{L/R}$ par les relations:

$$l'_L = U_\mathrm{L}^l l_L \text{ et } l'_R = U_\mathrm{R}^l l_R$$

Puisque les neutrinos peuvent être de Dirac ou/et de Majorana, la partie terme de masse du lagrangien s'écrit:

$$-\frac{1}{2}\nu_\mathrm{L}^T C M_\mathrm{L} \nu_\mathrm{L} - \overline{\nu_\mathrm{L}} M_\mathrm{D}^* \nu_\mathrm{R} - \frac{1}{2}\nu_\mathrm{R}^T C M_\mathrm{R}^* \nu_\mathrm{R} + \text{ c. h.}$$

M_L et M_R sont des matrices symétriques n×n ($\overline{(\psi_i)^c}\psi_j = \overline{(\psi_j)^c}\psi_j$) des masses des termes de Majorana respectivement gauche et droits et M_D est une matrice n×n des masses des termes de Dirac. On peut récrire les termes de masse du lagrangien sous la forme:

$$-\frac{1}{2}\begin{pmatrix}\overline{(\nu'_\mathrm{L})^c} & \overline{\nu'_\mathrm{R}}\end{pmatrix} M^\nu \begin{pmatrix}\nu'_\mathrm{L} \\ (\nu'_\mathrm{R})^c\end{pmatrix} + \text{ c. h.}$$

M^ν, la matrice de masse de dimension 2n×2n, s'écrit en fonction des sous matrices de dimension n×n

$$M^\nu = \begin{pmatrix} M_\mathrm{L} & M_\mathrm{D} \\ M_\mathrm{D}^T & M_\mathrm{R}\end{pmatrix} \tag{1.5}$$

Du fait de la symétrie de M_L et M_R, M^ν est symétrique et peut donc être diagonalisée à l'aide d'une transformation unitaire Y^ν de dimension 2n×2n.

$$Y^{\nu\dagger} M^\nu Y^\nu = \mathcal{D}^\nu$$

Les états propres de masse sont alors les 2n composantes gauches

$$\nu_{\mathrm{L}} = Y^{\nu\dagger}\begin{pmatrix}\nu'_{\mathrm{L}}\\ (\nu'_{\mathrm{R}})^c\end{pmatrix} \qquad \text{alors avec} \quad \nu_{\mathrm{R}} = (\nu_{\mathrm{L}})^c \quad \text{et} \quad \nu = \nu_{\mathrm{L}} + \nu_{\mathrm{R}}$$

Les termes de masse du lagrangien s'écrivent alors:

$$-\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{2n} m_i \bar{\nu}_i \nu_i$$

correspondant à des termes de masse pour 2n neutrinos de Majorana. On peut récrire la matrice 2n×2n Y^ν en 2 sous-matrices n×2n V^ν et X^ν

$$Y^\nu = \begin{pmatrix}V^\nu\\ X^\nu\end{pmatrix}$$

alors $\nu'_{\mathrm{L}} = V^\nu \nu_{\mathrm{L}}$. Le lagrangien d'intéraction leptonique de courant chargé peut alors sécrire:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\mathrm{mass}} &= -\frac{g}{\sqrt{2}}\overline{l'_{\mathrm{L}}}\gamma_\mu \nu'_{\mathrm{L}} \mathrm{W}^\mu + \text{ c. h.}\\ &= -\frac{g}{\sqrt{2}}\overline{l_{\mathrm{L}}} V_{\mathrm{L}}^{l\dagger}\gamma_\mu V^\nu \nu_{\mathrm{L}} \mathrm{W}^\mu + \text{ c. h.}\\ &= -\frac{g}{\sqrt{2}}\overline{l_{\mathrm{L}}}\gamma_\mu V \nu_{\mathrm{L}} \mathrm{W}^\mu + \text{ c. h.}\end{aligned}$$

où $V \equiv V_{\mathrm{L}}^{l\dagger} V^\nu$ est la matrice de dimension n×2n de Maki-Nakagawa-Sakata de mélange leptonique. Si les termes de Majorana sont nuls, alors les 2n états propres de masse de M^ν s'apparient pour former n neutrinos de Dirac. L'existence d'une matrice de mélange dans le domaine leptonique a des implications intéressantes telles que les oscillations de saveur et la désintégration de neutrinos. Nous examinerons ces possibilités avec plus de détails respectivement dans les chapitres 2 et 3.

1.2.4 Echelle des masses des neutrinos

Dans le Modèle Standard, les neutrinos ν ne peuvent avoir de masse de Dirac car les neutrinos droits ν_{R} singlets de $\mathrm{SU}(2)_{\mathrm{L}}$ en sont absent. Dans le Modèle Standard, les neutrinos ν ne peuvent pas non plus avoir de masse de Majorana. En effet, un terme de masse de Majorana est de la forme $\nu_{\mathrm{L}}^T C \nu_{\mathrm{L}}$. Comme en terme d'isospin faible, $\mathrm{T}_3(\nu_{\mathrm{L}}) = \frac{1}{2}$, on a donc $\mathrm{T}_3(\nu_{\mathrm{L}}^T C \nu_{\mathrm{L}}) = 1$. La compensation de cet isospin nécessite l'utilisation soit d'un triplet de Higgs, absent du Modèle Standard, ou d'un opérateur faisant intervenir 2 doublets de Higgs, ce que l'on ne peut inclure au niveau fondamental de manière renormalisable dans le modèle. Un opérateur effectif du type

$$\frac{f}{M}(l^T C i\sigma_2 \overrightarrow{\sigma} l)(\mathrm{H}^T i\sigma_2 \overrightarrow{\sigma}\mathrm{H})$$

pourrait apparaitre dans des boucles à un ordre supérieur incluant des particules d'échelle de masse M. Celui-ci produirait, après brisure de la symétrie, une masse de Majorana $m_{\mathrm{L}} \simeq \frac{fv^2}{M}$. Cependant dans le Modèle Standard, à cause de la conservation de B-L à tout ordre, ce mécanisme est exclu. Ainsi, une masse non nulle pour les neutrinos ne peut être expliquée que dans dans un cadre au delà du Modèle Standard. Il existe une multitude de modèles de masse de neutrinos, parmi lesquels les modèles de "seesaw", les modèles supersymétriques avec violation de la parité R, les théories de grande unification (GUT), les modèles inspirés des supercordes, ...

L'extension du Modèle Standard la plus simple est d'y ajouter les neutrinos droits singlets de $\mathrm{SU}(2)_{\mathrm{L}}$. Une masse de Dirac des neutrinos peut alors être générée par le champ de Higgs avec lequel on brise la symétrie électro-faible, sa masse

$$m_{\mathrm{D}} = \frac{\mathcal{Y}_\nu v}{\sqrt{2}}$$

On s'attend donc à des masses du même ordre de grandeur que la masse des leptons chargés et des quarks. Or $m_{\nu_e} < 1$ eV, ce qui nécessite un couplage au Higgs extrèmement faible $\mathcal{Y}_{\nu_e} < 10^{-11}$, ce qui ne parait pas très naturel. Les modèles de"seesaw" tentent de donner une explication à cette petitesse.

Si l'on prend le cas géneral d'un mélange de termes de Majoran et de Dirac pour 1 génération de neutrinos, et si l'on a la hiérarchie $m_{\mathrm{R}} \equiv \mathrm{M} \gg m_{\mathrm{D}} \gg m_{\mathrm{L}} \simeq 0$, la matrice de masse (voir eq. 1.5) se réduit alors à la matrice 2×2

$$M = \begin{pmatrix} 0 & m_{\mathrm{D}} \\ m_{\mathrm{D}} & \mathrm{M} \end{pmatrix}$$

dont les valeurs propres sont

$$m_1 \simeq -\frac{m_{\mathrm{D}}^2}{\mathrm{D}} \qquad m_2 \simeq \mathrm{M}$$

correspondent aux vecteurs propres de masse ν_1 et ν_2. Les états propre d'intéraction peuvent alors s'écrire:

$$\nu'_{\mathrm{R}} \simeq \nu_{2\mathrm{R}} - \frac{m_{\mathrm{D}}}{\mathrm{M}}\nu_{1\mathrm{R}}$$
$$\nu'_{\mathrm{L}} \simeq (\nu_1^c)_{\mathrm{L}} + \frac{m_{\mathrm{D}}}{\mathrm{M}}(\nu_2^c)_{\mathrm{L}}$$

Ainsi, ν'_{R} est essentiellement le neutrino lourd ν_2 et ν'_{L} est essentiellement le neutrino léger ν_1.

1.3 Les origines de la brisure de symétrie électrofaible

Jusqu'à présent, il n'y a pas d'évidence directe permettant de décider quel mécanisme est responsable de la brisure de symétrie électro-faible. Deux types de mécanismes s'offrent à nous:

- un mécanisme basé sur des champs scalaires élémentaires dont les valeurs moyennes non nulles dans le vide vont déclencher la brisure. C'est le(s) champ(s) de Higgs utilisé(s) dans le Modèle Standard et ses extensions supersymétriques
- un mécanisme basé sur une nouvelle intéraction forte à une échelle $\Lambda \geq$TeV (Technicolor, ...) dont les condensats de fermions vont être responsable de la brisure, sans avoir recours à des scalaires fondamentaux

La recherche du Higgs du Modèle Standard s'est déroulée de façon frénétique au CERN pour malheureusement s'arrêter avec le LEP, sans découverte, mais avec des indications qu'il pourrait être à portée des prochaines expériences à savoir, d'abord CDF+D0 au run II du Tevatron puis ATLAS+CMS à LHC.

Si le Modèle Standard ne prédit pas la masse du Higgs, il permet cependant de placer des limites sur cette masse [4]. Des arguments d'unitarité dans les amplitudes de diffusion des bosons de jauge à haute énergie donnent une limite supérieure

$$m_{\mathrm{H}} \leq \left(\frac{8\pi\sqrt{2}}{3G_F}\right)^{\frac{1}{2}} \simeq 1\mathrm{TeV/c}^2$$

Des considérations de stabilité du potentiel de Higgs demandent que la constante de couplage λ (voir eq. 1.2) soit positif. Lorsque l'on fait évoluer ce couplage en fonction de l'échelle d'énergie Λ, cela permet d'aboutir à la relation suivante (dite de trivialité), donnant pour chaque valeur de masse de Higgs une valeur maximale de l'échelle d'énergie:

$$\Lambda \leq m_{\mathrm{H}} \exp\left(\frac{4\pi v^2}{3m_{\mathrm{H}}^2}\right)$$

Si l'on impose que $<\Phi>_0 \neq 0$ soit le minimum absolu dans les corrections à une boucle du potentiel de Higgs, on obtient une borne supérieure sur la masse du Higgs

$$m_{\mathrm{H}}^2 > \frac{3G_F\sqrt{2}}{8\pi^2}(2m_{\mathrm{W}}^4 + m_{\mathrm{Z}}^4 - 4m_t^4)\log\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right)$$

Ces 2 dernières limites sont présentées dans la figure 1.2 en compagnie de la limite supérieure sur m_{H} provenant de mesures de précision dans le cadre du Modèle Standard. Sur cette figure, la zone permise correspond assez bien à la zone de sensibilité au Higgs des expériences se déroulant au Tevatron (CDF+D0) à l'heure actuelle (voir chapitre 6) et celles au LHC dans un futur proche.

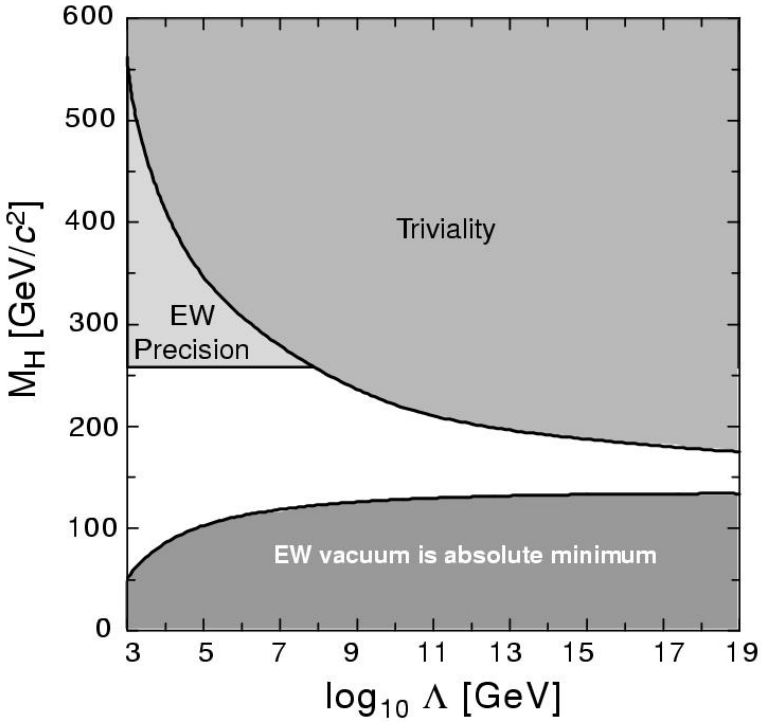


Figure 1.2: Limites sur la masse du Higgs en fonction de léchelle d'énergie Λ jusqu'à laquelle on demande que le modèle électrofaible soit valide

Chapter 2

Les oscillations de neutrinos au Bugey

2.1 Introduction

2.1.1 Le principe des oscillations de neutrinos dans le vide

Pour les neutrinos, les états propre de l'intéraction faible ($\nu_\alpha,\ \alpha = (e, \mu, \tau)$) et les états propres de masse ($\nu_i,\ i = (1, 2, 3)$) sont reliés par une matrice unitaire U telle que $|\nu_\alpha >= \sum_i U_{\alpha i}|\nu_i >$. Si la matrice U n'est pas diagonale (voir chapitre précédent), elle va permettre des transitions entre différentes saveurs de neutrinos lors de leur propagation dans l'espace-temps.

Considérons un neutrino créé par intéraction faible de courant chargé à $t = 0$ et $x = 0$ comme un état propre de saveur $|\nu_\alpha >$. Quand il va se propager, des phases vont se développer, correspondant aux différents états propres de masse dont il est la combinaison linéaire:

$$|\nu_\alpha(t, x) >= \sum_i U_{\alpha i} e^{-i(E_i t - p_i x)}|\nu_i >$$

L'amplitude de probabilité de le détecter après propagation comme un état propre de saveur $|\nu_\beta >$ est

$$\begin{aligned} A(\nu_\alpha \to \nu_\beta) &=< \nu_\beta|\nu_\alpha(t, x) > \\ &= \sum_{i,j} U^*_{\beta j} U_{\alpha i} e^{-i(E_i t - p_i x)} < \nu_j|\nu_i > \\ &= \sum_i U^*_{\beta i} U_{\alpha i} e^{-i(E_i t - p_i x)} \\ &\simeq \sum_i U^*_{\beta i} e^{-i(E_i - p_i)x} U_{\alpha i} \end{aligned}$$

où dans la dernière équation on a fait l'hypothèse que les neutrinos sont ultra-relativistes ($t \simeq x$). Dans cette dernière équation, on voit que l'amplitude de transition est une somme de contributions des différents états propres de masse. La contribution d'un état propre de masse ν_i contient, la création de ν_i à partir d'une intéraction faible de courant chargé avec un lepton chargé de saveurα ($U_{\alpha i}$), la propagation de ν_i ($e^{-i(E_i - p_i)x}$) et la détection de ν_i dans une intéraction faible de courant chargé avec un lepton chargé de saveurβ ($U^*_{\beta i}$).

Pour simplifier le traitement des oscillations, on peut faire l'hypothèse que le neutrino est créé soit avec une impulsion bien définie soit avec une énergie bien défine. Dans les deux cas cela viole le principe d'incertitude de la mécanique quantique. Un traitement rigoureux nécessite l'utilisation de paquets d'ondes plutôt que d'onde planes pour la description des neutrinos. Le traitement simplifié donne cependant la même réponse, c'est donc celui que l'on utilisera ici.

Si le neutrino est créé avec une impulsion bien définie p, pour l'état propre de masse ν_i on a $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p}$ et le facteur de propagation dans l'amplitude de transition se réduit à $e^{-i\frac{m_i^2}{2p}x}$. Si le neutrino est créé

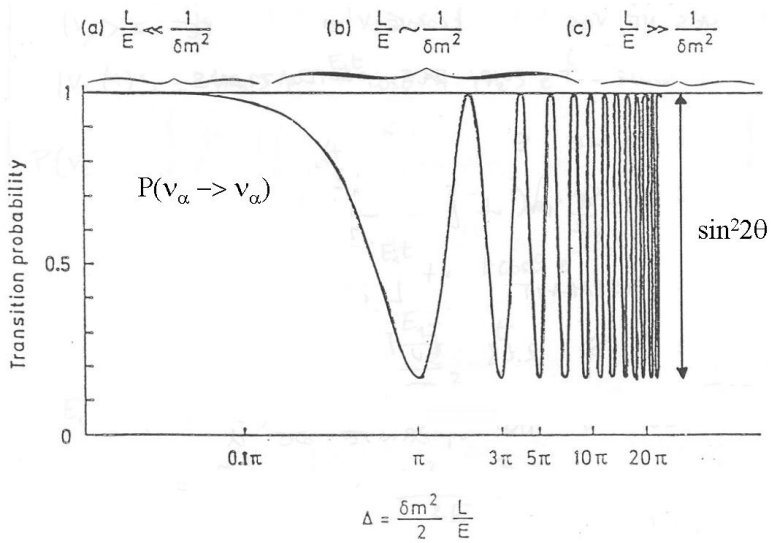


Figure 2.1: Probabilité de non-disparition en fonction de la phase d'oscillation

avec une énergie bien définie E, alors l'impulsion de l'état propre de masse ν_i est $p_i = \sqrt{E^2 - m_i^2} \simeq E - \frac{m_i^2}{2E}$. Le facteur de propagation est alors $e^{-i\frac{m_i^2}{2E}x}$ qui, puisque les neutrinos sont ultra-relativistes ($p \simeq E$) est identique au facteur trouvé sous l'hypothèse d'une impulsion bien définie. L'amplitude de transition, si les neutrinos sont détectés à une distance L de la source, s'écrit alors:

$$A(\nu_\alpha \to \nu_\beta) \simeq \sum_i U^*_{\beta i} U_{\alpha i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}\mathrm{L}}$$

La probabilité de transition est alors donnée, avec $\delta m^2_{ij} \equiv m_i^2 - m_j^2$, par

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) &= |A(\nu_\alpha \to \nu_\beta)|^2 \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4\sum_{i>j} \mathrm{Re}(U^*_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U^*_{\beta j}) \sin^2\left(\delta m^2_{ij} \frac{\mathrm{L}}{4E}\right) + 2\sum_{i>j} \mathrm{Im}(U^*_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U^*_{\beta j}) \sin^2\left(\delta m^2_{ij} \frac{\mathrm{L}}{2E}\right) \end{aligned}$$

Dans le cas d'oscillations entre 2 saveurs, par exemple $\nu_e \Leftrightarrow \nu_\mu$, la matrice de mélange se réduit à la matrice d'une rotation d'angle θ selon:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

et

$$P(\nu_e \to \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\mathrm{L}\delta m^2}{4E} = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi \mathrm{L}}{L_{\mathrm{osc}}} \simeq \sin^2 2\theta \sin^2\left(1.27\delta m^2[\mathrm{eV}^2] \frac{\mathrm{L[m]}}{E[\mathrm{MeV}]}\right)$$

où la longueur d'oscillation

$$L_{\mathrm{osc}} = 2\pi \frac{2E}{\delta m^2} \simeq 2.48 \frac{E[\mathrm{MeV}]}{\delta m^2[\mathrm{eV}^2]}\ \mathrm{m}$$

La figure 2.1 illustre les différents cas qui peuvent se présenter:

- $\mathrm{L} \ll L_{\mathrm{osc}}$: les neutrinos n'ont pas l'occasion d'osciller
- $\mathrm{L} \gg L_{\mathrm{osc}}$: l'oscillation très rapide du neutrinos est lavée par la résolution du détecteur. La probabilité de transition ne varie plus avec la distance: $P(\nu_e \to \nu_\mu) = \frac{1}{2}\sin^2 2\theta$
- $\mathrm{L} \sim L_{\mathrm{osc}}$: on est sensible aux oscillations

De façon à être sensible à la plus grande plage en δm^2 possible, on va utiliser différents types de sources (différentes énergies) et détecter les neutrinos à différentes distances. La table 2.1 donne des ordres de grandeur pour les sources de neutrinos utilisées dans la recherche d'oscillations.

Source	E_ν [MeV]	L [m]	δm^2_{min} [eV^2]	Flux [cm^{-2}s^{-1}]
accélérateurs	10-10^4	10-10^4	10^{-1}-10	10^8
réacteurs	1-10	10-10^3	10^{-3}-1	10^{13}
atmosphère	10^3	10^7	10^{-4}	10
soleil	1-10	10^{11}	10^{-11}	10^{10}

Table 2.1: Ordres de grandeurs des paramètres de différents types d'expèriences d'oscillations de neutrinos

2.1.2 Les réacteurs nucléaires comme source de neutrinos

Dans un réacteur nucléaire, des $\bar{\nu}_e$ sont produits lors de la désintégration β des produits instables riches en neutrons provenant de la fission de l' ^{235}U, de l' ^{238}U, du ^{239}Pu et du ^{241}Pu contenus dans le combustible du réacteur. L'énergie moyenne libérée par fission $< E_f >^i$ donnée en MeV pour les différents isotopes i est

i	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
$< E_f >^i$	201.7±0.6	205.0±0.9	210.0±0.9	212.4±1.0

et le nombre moyen de $\bar{\nu}_e$ émis par fission est $< N_{\bar{\nu}_e} > \simeq 6$. Le taux moyen de fissions N_f est lié à la puissance thermique libérée par:

$$N_f[\text{fissions.s}^{-1}] = \sum_i N_f^i = 6.242\ 10^{12} \frac{P_{th}[\text{W}]}{< E_f > [\text{MeV}]}$$

$$< E_f > = \sum_i \frac{N_f^i}{N_f} < E_f >^i \qquad (i = ^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Pu})$$

et le flux moyen d'anti-neutrino électroniques émis est alors:

$$< \Phi_{\bar{\nu}_e} > = < N_{\bar{\nu}_e} > N_f$$

Ainsi pour un réacteur de 2800 MW thermiques, $N_f \simeq 8.6\ 10^{19}$ fissions.s^{-1} et $< \Phi_{\bar{\nu}_e} > \simeq 5\ 10^{20}\ \bar{\nu}_e$.s^{-1}, faisant des réacteurs nucéaires les plus intenses sources terrestres d'anti-neutrinos électroniques.

C'est une source pure (la contamination en ν_e est de l'ordre de 5 10^{-4}) et isotrope. Le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ s'étend de 0 à 10 MeV. C'est une source de taille finie, correspondant à la taille du coeur du réacteur (typiquement une hauteur de 4 m et un diamètre de 3 m). La composition isotopique du combustible varie au cours du temps faisant aussi varier le spectre des $\bar{\nu}_e$ émis.

Le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ est obtenu à partir:

- des spectres pour chacun des 4 isotopes responsables des fissions. Ceux-ci sont établis par calcul ou mesure des spectres de désintégration β que l'on ajuste ensuite à des distributions de Curie
- du suivi de la composition isotopique du combustible au cours du temps: en utilisant les mesures de contrôle d'assemblages de combustible en début et fin des cycles annuels et le suivi journalier effectués par l'EDF.

voir ref. [6], aussi citée dans la section 2.3, pour plus de détail.

2.1.3 Le site et le système de détection

Dans les expériences auprés de réacteurs nucléaires qui sont des sources de $\overline{\nu_e}$, on va tenter de détecter une modulation du flux de $\overline{\nu_e}$ en foncion de la distance. Ceci peut être fait de différentes manières. Dans tous les cas de figure, on prend des données quand le réacteur est en marche (ON) et qu'il produit des $\overline{\nu_e}$ pour mesurer (signal+bruit de fond), et aussi quand le réacteur est arrêté (OFF) et qu'il n'en produit pas pour mesurer le bruit de fond.

- on compare le spectre mesuré (ON-OFF) au spectre "théorique" émis par le réacteur

- on prend des données ON et OFF à deux positions avec le même détecteur et on compare ensuite $(\text{ON-OFF})_1$ à $(\text{ON-OFF})_2$ entre eux et au spectre "théorique" (Bugey I et II)
- on prend des données ON et OFF $\grave{2}$ positions avec 2 détecteurs et on compare $(\text{ON-OFF})_1$ à $(\text{ON-OFF})_2$ entre eux et au spectre "théorique" (Bugey III)

La première phase de Bugey (I) avait mesuré un effet d'oscillation à environ 3 σ (voir ref. [5]). L'expérience Bugey III a été conçue pour tenter de confirmer ou d'infirmer cette indication d'oscillation, en utilisant de nouveaux types de détecteurs et en accumulant suffisemment de statistique pour pouvoir utiliser non seulement l'intégrale du spectre de neutrinos mesuré mais aussi sa forme.

Le site de la centrale de production nucléaire de Bugey comprend 4 réacteurs à eau pressurisée de 2800 MW thermiques chacun (voir fig. 2.2). Deux positions sont équipées de modules de détection. La **position 1**, sous le réacteu 5, héberge **1 module** de détection placé à **15 m** du coeur du réacteur 5 et **95 m** du réacteur 4. La **position 2**, à côté dur réacteur 5, héberge **2 modules** de détection placés à une distance de **40 m** du coeur du réacteur 5 (voir fig. 2.3).

A chaque position les modules sont logés dans une enceinte de blindage fait de couches successives de 18 cm de plomb (pour réduire le flux γ ambiant), 25 cm d'eau suivis d'une couche de B_4C (pour réduire le bruit de fond de neutrons - par thermalisation et capture) et des compteurs remplis de scintillateur liquide lus par un photomultiplicateur (pour détecter les particules cosmiques chargées).

Chaque module de détection est constitué d'une cuve en acier inoxydable remplie de 600 l de scintillateur liquide. De dernier est à base de pseudo-cumène (NE320), a un rapport H/C de 1.4 et est dopé à 0.15% avec du ^6Li [8]. Des tunnels optiques définissent 98 cellules de taille 8.2x8.2x85 cm^3 qui sont lues par un photo-multiplicateur à chaque extrémité (voir fig. 2.4).

La figure 2.7 montre le dispositif de détection en position 1, où 1 module de détection (module 1) est vu installé, blindage ouvert. La figure 2.8 montre le dispositif de détection en position 2, où 2 module de détection (modules 2 et 3) est vu installé, blindage ouvert.

Le scintillateur sert à la fois de cible et de détecteur. Les $\bar{\nu}_e$ provenant du réacteur vont intéragir avec un un proton d'un atome d'hydrogène du scintillateur selon la réaction de désintégration β inverse:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

a une énergie de seuil pour l'anti-neutrino, dans le repère du laboratoire, de

$$E_{\text{seuil}}^{\text{lab}} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} \simeq 1.8 \text{ MeV}$$

et une section efficace de quelques 10^{-42}cm^2 pour des énergies de réacteurs. L'énergie de l'anti-neutrino et du positron sont liées par la relation:

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + (M_n - M_p) + O(\frac{E_{\bar{\nu}_e}}{M_n}) \simeq E_{e^+} + 1.8 \text{ MeV}$$

où le terme en $O(.)$ représente un petit effet lié au recul du neutron. Le positron dépose son énergie dans le scintillateur immédiatement, le neutron nécessite d'être thermalisé (n_{th}) avant de se faire capturer par un noyau de ^{6}Li selon la réaction:

$$\begin{array}{c} {}^6\text{Li} + n_{\text{th}} \rightarrow \alpha + t + 4.8 \text{ MeV} \\ \Updownarrow \\ 530\text{KeV} \quad \text{équivalent electron} \end{array}$$

la particule α (noyau d' ^{4}He) et le triton t (noyau de tritium ^{3}H) sont des particules très ionisantes. Des 4.8 MeV d'énergie cinétique disponible, à cause d'effets de charge d'espace, le dépot d'énergie mesurée correspond à celui d'un électron de 530 KeV. Par contre, le signal récupéré en sortie des photo-multiplicateurs aura une forme sensiblement différente de celle induite par une particule légère (e^+, e^-, γ). Le rapport

R_{PSD} de la charge retardée à la charge totale, telles que définies dans la figure 2.5, sera plus grand pour le couple (α, t) que pour une particule légère. Cette propriété de la base du scintillateur, permet ainsi de la discrimination par forme d'impulsion (PSD) dont on peut voir un exemple dans la figure 2.6. La distance moyenne entre le positron et la capture du neutron est $\simeq$ 6 cm et le temps moyen entre la détection du positron et du neutron est $< \tau_n > \simeq$ 30 μs. Ainsi, la signature d'un $\bar{\nu}_e$ dans le détecteur, au niveau du système de déclenchement, est une coïncidence retardée de 100 μs entre une impulsion de type "neutron" et une impulsion de type "positron" dans des cellules voisine.

Pour plus de détails concernant le site, les détecteurs et leur calibration sont donnés voir la ref. [7], aussi citée dans la section 2.3.

2.1.4 Données et analyse

2.1.4.1 Bruit de fond

Il y a suffisamment de blindage pasif (béton armé, Pb, ...) entre les réacteurs et les détecteurs pour que le bruit de fond ne soit pas corrélé à la marche des réacteurs (sauf pour la production d'anti-neutrino, bien-sûr). Ainsi, s'il sont stables dans le temps, on peut en principe soustraire le bruit de fond en faisant des mesures avec le(s) réacteur(s) arrêté(s). Il y a deux types de contrinutions de bruit de fond:

- les coïncidences fortuites: $\gamma - \gamma$ et $\gamma - \alpha$
- les bruits corrélés:
  - du ^{214}Bi de contamination (probablement des paroies en acier inoxydable des tunnels optiques): cet isotope se désintègre suivant une cascade qui peut simuler les produits de l'intéraction d'un anti-neutrino avec le scintillateur.

$$\begin{array}{ll} {}^{214}Bi \rightarrow {}^{214}Po + e^- & (Q = 3.27 \text{ MeV}) \\ \downarrow & \\ {}^{210}Pb + \alpha & (Q = 7.8 \text{ MeV}, \tau = 232\mu\text{s}) \end{array}$$

    Les 7.8 MeV de l'α vont être détectées comme 820 KeV équivalent électron. La majeure partie de ces évènements peuvent être filtrés à l'aide d'une coupure elliptique sur le pic du neutron dans le plan charge totale - R_{PSD} (voir fig. 2.6).

  - des neutrons rapides induits par le rayonnement cosmique. Un neutron rapide peut produire un proton de recul puis se thermaliser et être capturé dans le scintillateur.

2.1.4.2 Coupures d'analyse

Les coupures de sélection des positrons et des neutrons utilisées dans l'analyse sont les suivantes:

- E_{e^+} doit être entre 1 et 6 MeV et il ne doit pas y avoir plus de 1.5 MeV d'énergie dans les cellules autour de la cellule du positron
- coupure à 3 σ sur $R^{e^+}_{\mathrm{PSD}}$ pour rejeter les protons de recul induit par des neutrons rapides de rayons cosmiques
- coupure elliptique à 2.2 σ sur le pic du neutron dans le plan charge totale - R_{PSD} pour nettoyer les candidats neutrons
- le candidat positron doit précéder le candidat neutron d'au plus 60 μs
- le candidat positron et le candidat neutron doivent être dans la même cellule ou des cellules adjacentes ayant une face commune (croix suisse)
- la séparation entre candidat positron et candidat neutron le long des cellules doit être inférieure à 35 cm

Figure 2.2: La centrale de production nucléaire du Bugey

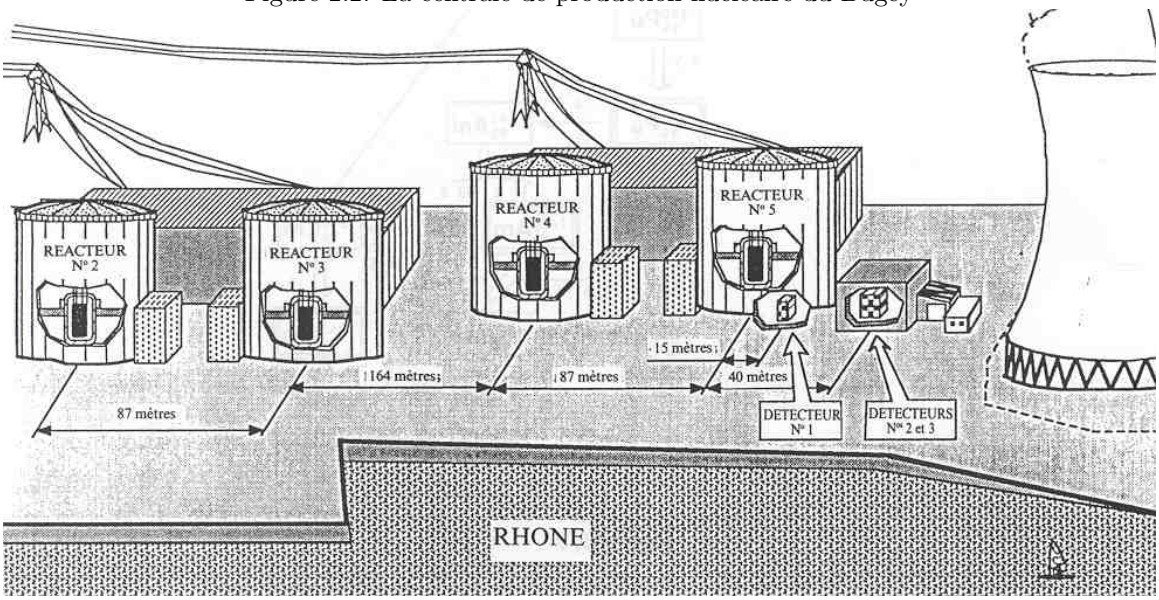


Figure 2.3: Emplacements des détecteurs et distaces par rapport aux réacteurs

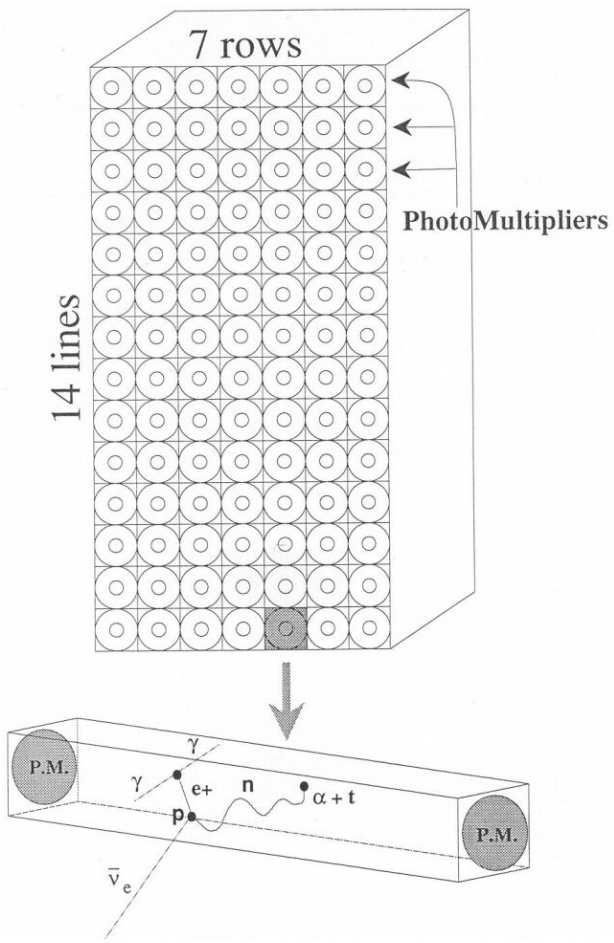


Figure 2.4: Le principe du détecteur

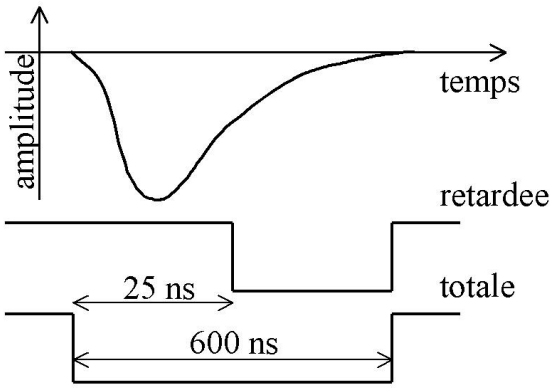


Figure 2.5: Principe de la mesure de PSD. La charge retardée est mesurée avec une fenêtre d'intégration décalée de 25 ns

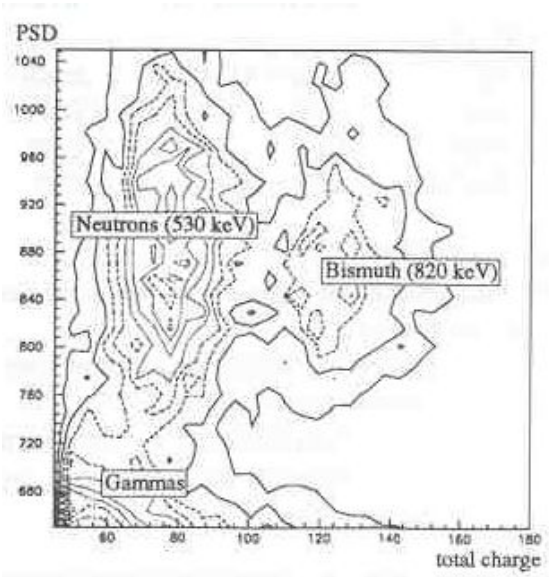


Figure 2.6: PSD en fonction de la charge

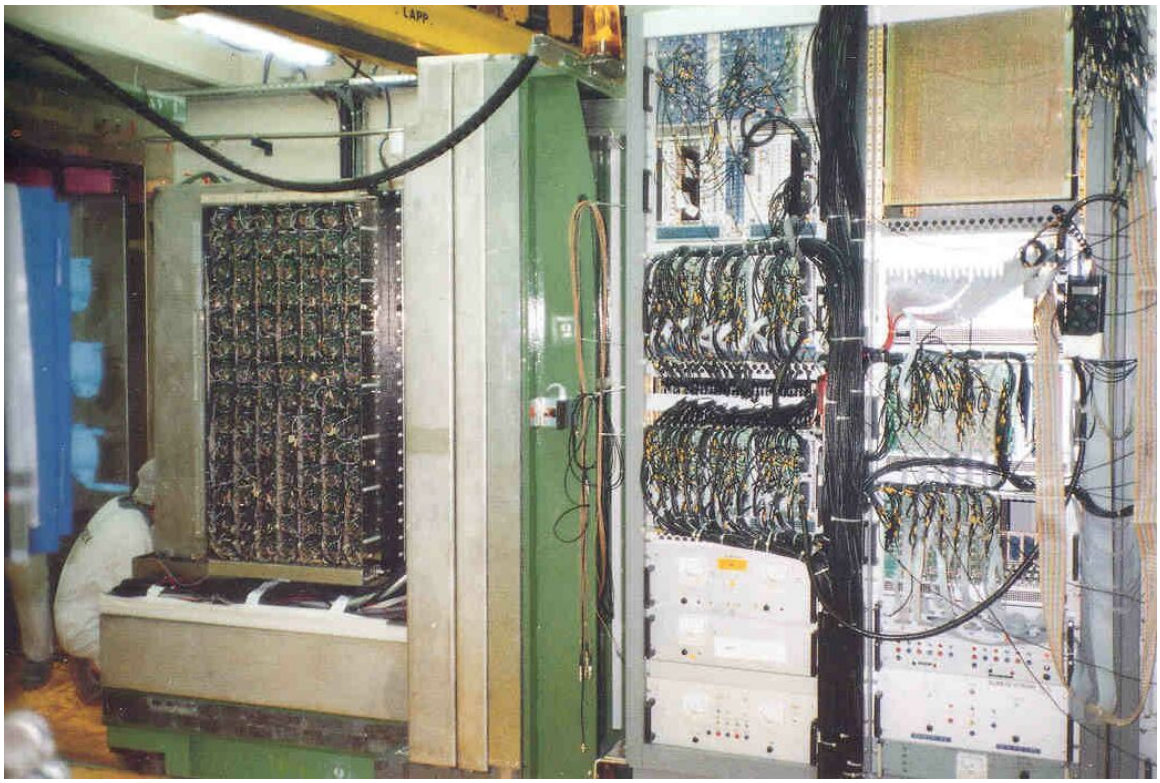


Figure 2.7: Le système de détection en position 1

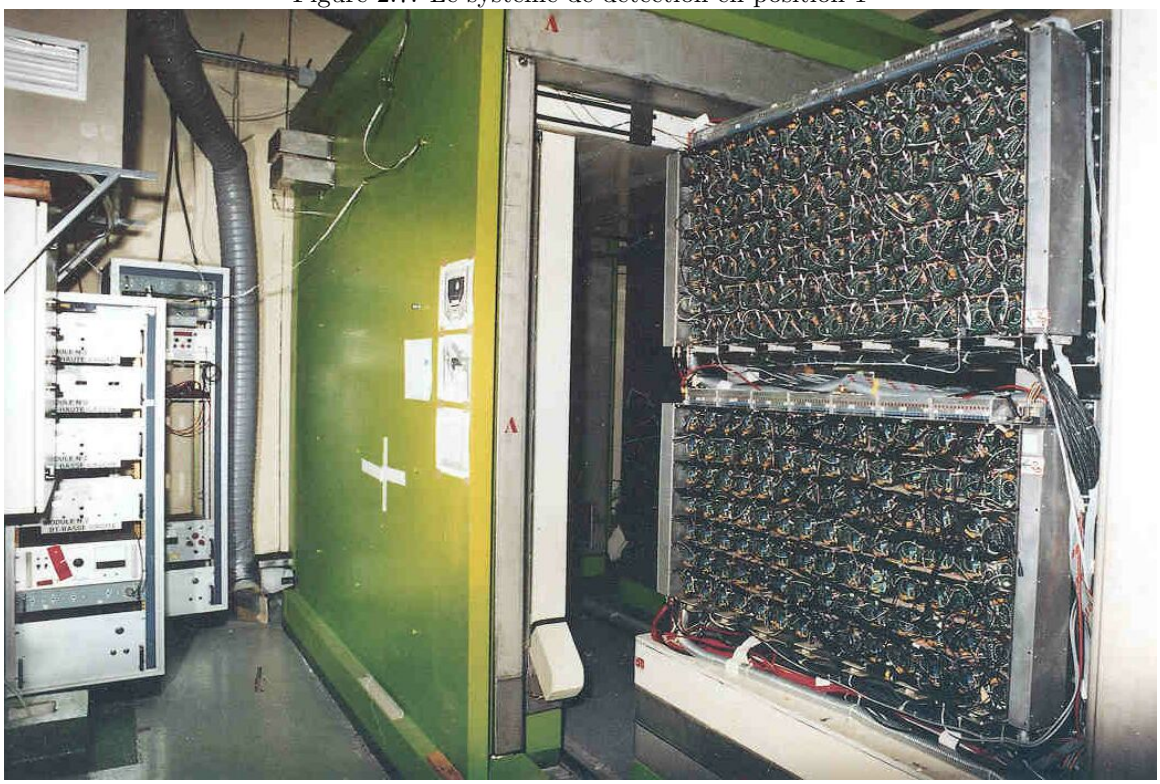


Figure 2.8: Le système de détection en position 2

2.1.4.3 Résultats

Les tables 2.2 résument les statistiques qui ont été acquises lors des campagnes de prise de données et les différents taux de signal et de bruit qui ont été mesurés. Les spectres en énergie mesurés, bruit de fond

	15 m		40 m				95 m	
	mod 1		mod 2		mod3		mod1	
réacteur	ON	OFF	ON	OFF	ON	OFF	ON	OFF
nbre de candidats $\bar{\nu}_e$	92519	3746	14624	6840	32430	4785	1865	223
nbre de fortuites $\bar{\nu}_e$	1640	1166	3620	4527	5451	2908	464	98
durée de mesure [h]	1734	1436	1496	1837	3094	1725	660	135
$< P_{\text{th}} >$[MW]	2699		2524		2611		2656	

	mod 1		mod 2		mod 3	
réacteur	ON	OFF	ON	OFF	ON	OFF
taux de fortuites [h^{-1}]	1.17±0.03	1.07±0.03	2.68±0.04	2.61±0.04	1.02±0.02	1.78±0.03
taux de Bismuth [h^{-1}]	0.52±0.03	0.52±0.06	0.19±0.07	0.24±0.04	0.12±0.05	0.05±0.03
taux de neutrons rapides [h^{-1}]	1.2±0.4	0.7±0.2	0.6±0.2	0.6±0.2	0.7±0.2	0.5±0.2

	15 m (mod 1)	40 m (mod 2+3)	95 m (mod 1)
taux de signal [h^{-1}]	62.62±0.23	15.39±0.17	1.38±0.20
taux de bruit de fond [h^{-1}]	2.50±0.07	6.94±0.09	1.96±0.18
rapport S/B	25.0	2.2	0.7

Table 2.2: Tables résumant l'analyze des données de Bugey III

soustrait et pour les 3 distances, sont donnés dans la figure 2.9. Pour le spectre ã 15 m sont aussi superposés les spectres des composantes corrélées et fortuites du bruit de fond (avec une échelle x10) Si SP^{15}_{mes} est le spectre dénergie des positrons mesurés à 15m du réacteur et si $SP^{15}_{\text{calc-noos}}$ est le spectre correspondant calculé à l'aide d'une simulation Monte-Carlo avec une hypothèse de non oscillation, alors on trouve que les rapports $\frac{SP^{40}_{\text{mes}}}{SP^{15}_{\text{mes}}}$ et $\frac{SP^{95}_{\text{mes}}}{SP^{15}_{\text{mes}}}$ sont, dans la région de 1 à 6 MeV, constants en fonction de l'énergie, et que les $\frac{SP^{i}_{\text{mes}}}{SP^{i}_{\text{calc-noos}}}$ $(i = 15, 40, 95)$ sont, dans la région de 1 à 6 MeV, constants en fonction de l'énergie et compatibles avec 1. Le rapport de l'intégrale des spectres mesurés par rapport à l'intégrale des spectres calculés avec hypothèse de non-oscillation, sont pour 15, 40 et 95 m égaux respectivement à: 0.988±0.004(stat)±0.05(syst), 0.994±0.010(stat)±0.05(syst) et 0.915±0.132(stat)±0.05(syst).

Tous ces rapport étant compatibles avec une hypothèse de non oscillation, des contours d'exclusion en ont éte tirés. Le contour d'exclusion tiré de la comparaison de SP^{40}_{mes} et SP^{15}_{mes} descend à $\delta m^2 \simeq 10^{-2}\text{eV}^2$ pour $\sin^2 2\theta = 1$ et en $\sin^2 2\theta$ descend jusqu'à environ 3 10^{-2}. Pour la comparaison de SP^{95}_{mes} et SP^{15}_{mes}, on descend aussi à $\delta m^2 \simeq 10^{-2}\text{eV}^2$ pour $\sin^2 2\theta = 1$ et on descend en $\sin^2 2\theta$ jusqu'à environ 8 10^{-2}.

Un contour d'exclusion à aussi été calculé en utilisant simultanément les mesures faites aux 3 distances et les comparant aux spectres calculés correspondant. Ce contour descend à $\delta m^2 \simeq 10^{-2}\text{eV}^2$ pour $\sin^2 2\theta = 1$ et en $\sin^2 2\theta$ descend jusqu'à environ 2 10^{-2}. Il est représenté en compagnie de resultats positifs ou de contour d'exclusion mesurés ou attendus (pour les nouvelles expériences) par la courbe labellée "Bugey 95" dans la figure 2.10.

Pour ce qui est des expériences ayant, en terme d'oscillations:

- un résultat positif:
  - les expériences de neutrinos solaires: Homestake, SAGE, GALLEX, Kamiokande et SuperKamiokande ont mesuré un déficit du nombre de ν_e par rapport à ce qui est attendu du modèle standard du soleil. Le résultat des mesures peut être interprété comme une oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_x$ avec les paramètres:

$$\begin{pmatrix} \sin^2 2\theta \simeq 1 \\ \delta m^2 \simeq 10^{-5}\ \text{eV}^2 \end{pmatrix} \quad \text{ou} \quad \begin{pmatrix} \sin^2 2\theta \simeq \text{qques } 10^{-3} \\ \delta m^2 \simeq 10^{-5}\ \text{eV}^2 \end{pmatrix} \quad \text{ou} \quad \begin{pmatrix} \sin^2 2\theta \simeq 1 \\ \delta m^2 \simeq 10^{-10}\ \text{eV}^2 \end{pmatrix}$$

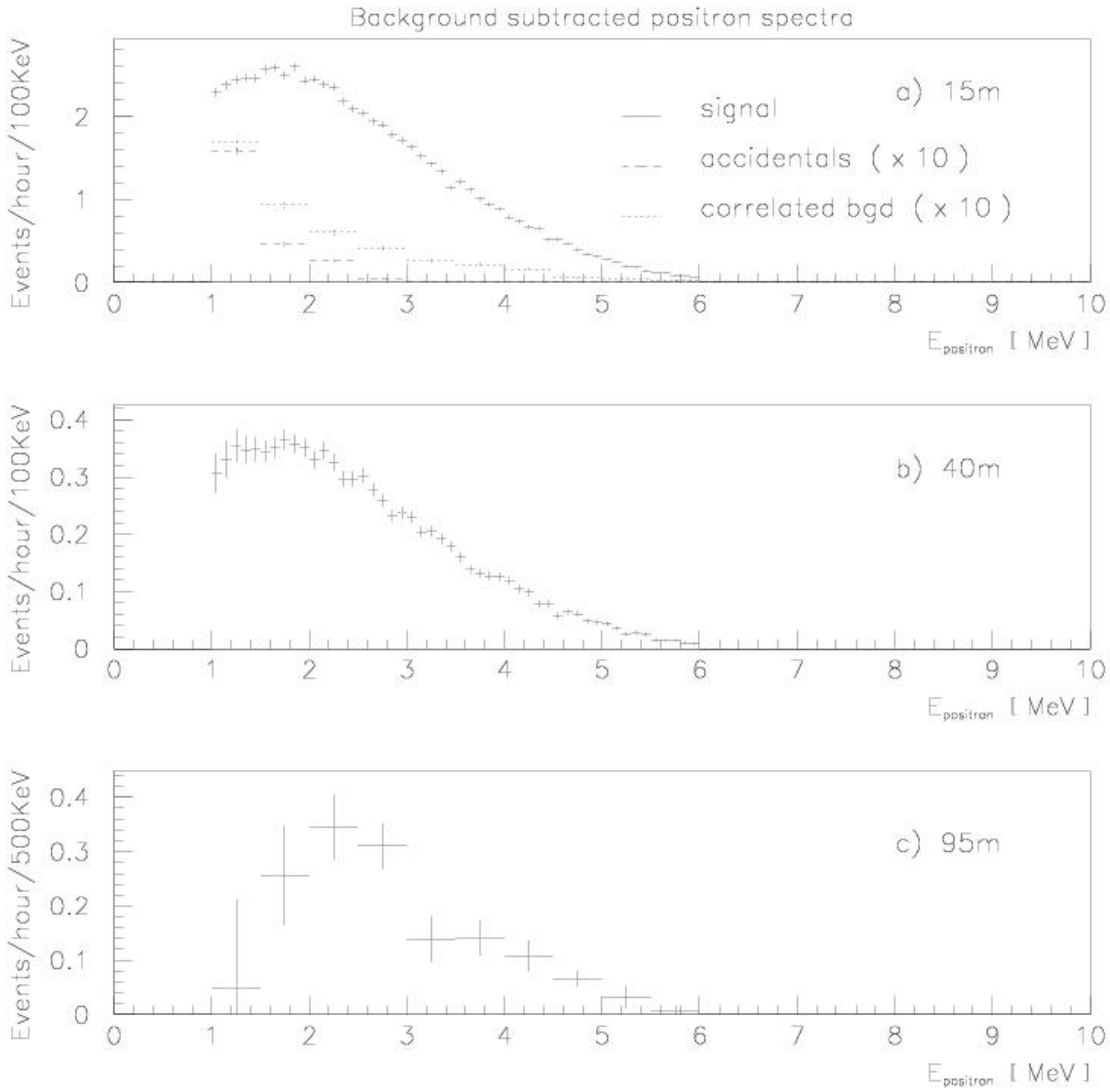


Figure 2.9: Spectre d'énergie des positrons, bruit de fond soustrait, mesuré à 15 m, 40 m et 95 m. Le spectre à 15 m montre aussi les composantes corrélées et fortuites du bruit de fond (avec une échelle x10)

- les expériences de neutrinos atmosphériques: Kamiokande, IBM, SuperKamiokande, Soudan 2 et MACRO, mesurent une anomalie dans le flux de ν_μ [9] qui peut être interprétée en oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ou ν_x avec $\sin^2 2\theta \simeq 1$ et δm^2 de 10^{-3} à 10^{-2} eV^2
- l'expérience LSND trouve des évènements compatibles avec des $\bar{\nu}_e$ dans un faisceau de purs $\bar{\nu}_\mu$ qu'ils interprètent comme une oscillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ dont la région de paramètres se situe dans la bande correspondante de la figure 2.10

- un résultat négatif:
  les meilleurs contours d'exclusions, en termes de $\sin^2 2\theta$ proviennent de
  - KARMEN2 pour $\delta m^2 \geq 4\ 10^{-1}$
  - Bugey pour $4\ 10^{-2} \leq \delta m^2 \leq 4\ 10^{-1}$
  - Chooz [10] pour $7\ 10^{-4} \leq \delta m^2 \leq 4\ 10^{-2}$

Comme il est aussi montré dans la figure 2.10, de nouvelles expériences devraient permettre, dans un futur proche, détendre la couverture du plan $(\sin^2 2\theta, \delta m^2)$ de façon à pouvoir confirmer ou réfuter les solutions possibles d'oscillations existantes.

2.2 Contributions - octobre 85 à juillet 92

Après mon entrée au CNRS en tant que CR2 affecté au CPPM, j'avais rejoint l'expérience d'oscillations de neutrino du Bugey. C'était une expérience de disparition de $\bar{\nu}_e$ mesurant simultanément à 2 positions (15, 40 et 95m) d'un réacteur nucléaire de la centrale électrique du Bugey, le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ émis par le réacteur. Les $\bar{\nu}_e$ étaient détectés dans un scintillateur liquide chargé en ^6Li.
Dans le cadre de la collaboration Bugey:

- en juillet 87 j'ai pris part à des mesures de taux de neutrons rapides au Gran Sasso Underground Laboratory (Italie) utilisant une cellule prototype des detecteurs de Bugey contenant du scintillateur liquide chargé en ^6Li. Ce travail a donné lieu à une publication NIM.

- j'ai étudié les paramètres de différents photomultiplicateurs afin d'optimiser le choix des photomultiplicateurs de l'expérience.

- j'ai étudié la radioactivité des matériaux utilisés dans et autour du détecteur.

- j'ai supervisé le développement, les tests et la production de cartes d'acquisition de donnés spécifiques développées par le service d'électronique du CPPM.

- j'avais la responsabilité de l'ensemble du on-line de l'expérience

- j'ai écrit et installé une acquisition de données basée sur une architecture multi-CPUs connectés par des réseaux Utinet (réseau de contrôle lent) et Ethernet (acquisition primaire). Cette architecture reliait:
  - 7 stations M6809 dédiées au contrôle lent de l'expérience (hautes et basses tensions, températures, pressions, puissance des réacteurs nucléaires).
  - 2 stations M68030 tournant Versados (system temps réel multi-utilisateurs et multi-taches) dédiés à l'acquisition des données et au filtrage des événements venant de l'électronique des détecteurs. Pour ces stations, utilisant les possibilités temps réel de Versados, j'avais écrit un système d'acquisition qui permettait:
    * de lire des données à travers une CAMAC branch highway pour les tests dans les différents laboratoires de la collaboration et pour une partie des calibrations des détecteurs de l'expérience
    * de lire à travers un bus rapide développé au CPPM les données venant des digitiseurs (ADCs conventionnels et flash)
    * d'écrire facilement des taches de monitorage et de contrôle
    * d'utiliser un package on-line d'histogrammation
    * d'écrire les données sur des mémoires de masse (disques, bandes magnétiques ou cartouches Exabyte) soit localement (sur le M68030) soit sur un μVAX à travers Ethernet.

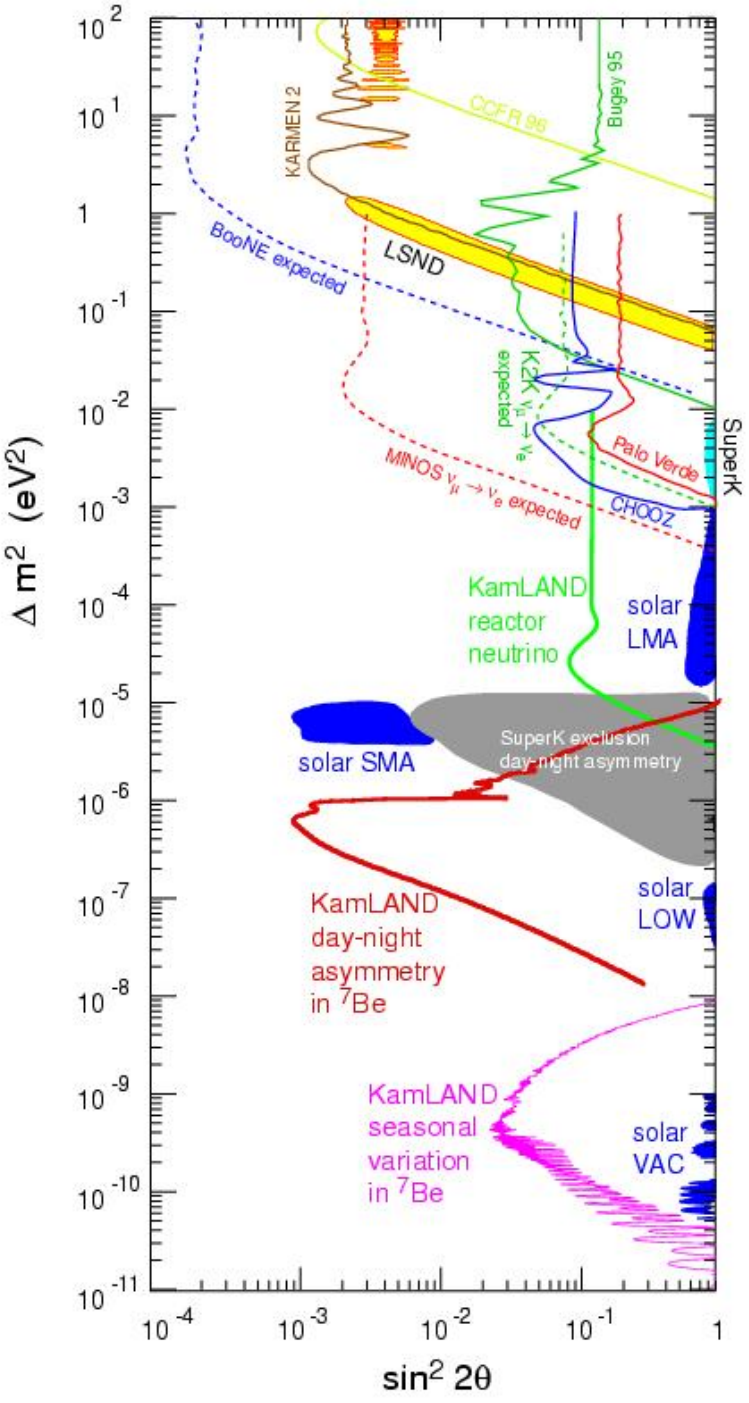


Figure 2.10: Solutions et contours d'exclusion en terme d'oscillations entre 2 saveurs de neutrinos

Ces systèmes pouvaient aussi réagir en temps réel avec des taches tournant sur le μVAX, permettant la supervision à tout moment de ce qui se passait sur les stations M68030s. Toute action d'acquisition, de monitorage ou de contrôle pouvait être prise de façon quasi-transparente depuis le μVAX ou les M68030s.

  - un μVAX assurant la supervision de l'acquisition et le monitorage du contrôle lent. Il était aussi en charge de mettre sur mémoire de masse et dans des bases de données les données provenant du système de contrôle lent et les données de calibrations venant des M68030s. Cette information était envoyée automatiquement par le réseau HEP à une database centrale située sur l'IBM du CCIN2P3 où la partie production de l'analyse était effectuée.

- j'ai travaillé personnellement sur l'analyse des données prises avec le détecteur à 15 mètres d'un des réacteurs de la centrale du Bugey. Pendant cette période, j'ai aussi co-encadré un étudiant du CPPM en thèse.

2.3 Papiers

- Measurement of Fast Neutrons in the Gran Sasso Laboratory using a ^{6}Li doped Liquid Scintillator, NIM A274 (1989) 203.
- The Bugey 3 Neutrino Detector, NIM A374 (1996) 164-187.
- Comparison of anti-neutrino reactor spectrum models with the Bugey 3 Measurements, Phys. Lett. B374 (1996) 243-248.
- Search for Neutrino Oscillations at 15, 40 and 95 meters of a Nuclear Power Reactor at Bugey, Nucl. Phys. B434 (1995) 503-532.

Chapter 3

Les désintégrations de neutrinos au Bugey

3.1 Introduction

Si les neutrinos sont sans masse, il ne peuvent se désintégrer. Par contre, s'ils sont massifs, tous les neutrinos, sauf le plus léger pourraient très bien être instables si une symétrie ne les empêche pas de se désintégrer.

3.1.1 Formalisme

Si les neutrinos sont massifs, les états propres de saveurs peuvent s'écrire, par l'intermédiaire d'une matrice unitaire de mélange, comme des combinaisons linéaires des états propres de masse:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

On peut toujours arranger les indices pour que $m(\nu_1) \leq m(\nu_2) \leq m(\nu_3)$. alors, par exemple, U_{e3} va contribuer au couplage du neutrino le plus lourd avec l'électron et intervient donc dans les amplitudes de production et de désintégration du ν_3 (voir fig 3.1).

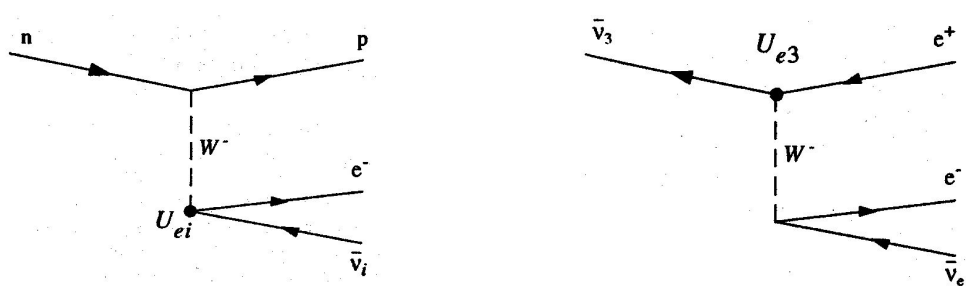


Figure 3.1: Production et désintégration de $\bar{\nu}_3$

Dans le cas où $m_\nu \equiv m(\nu_3) \geq 2m_e$ la désintégration $\nu_3 \to \nu_j + e^+ + e^-$ $(j = 1, 2)$ devient cinématiquement possible. On fait ici l'hypothèse que $|U_{e3}| \ll 1$ et que $m(\nu_1), m(\nu_2) \ll m_e$. Le taux de désintégration est alors donné par [11]:

$$\Gamma^{CM} = \frac{G_F^2 m_\nu^5}{192\pi^3} |U_{e3}|^2 (|U_{e1}|^2 + |U_{e2}|^2) h(\frac{m_e^2}{m_\nu^2}) \simeq \frac{G_F^2 m_\nu^5}{192\pi^3} |U_{e3}|^2 h(\frac{m_e^2}{m_\nu^2})$$

avec

$$h(x) = \sqrt{1-4x}(1 - 14x - 2x^2 - 12x^3) + 24x^2(1-x^2) \ln \frac{1+\sqrt{1-4x}}{1-\sqrt{1-4x}}$$

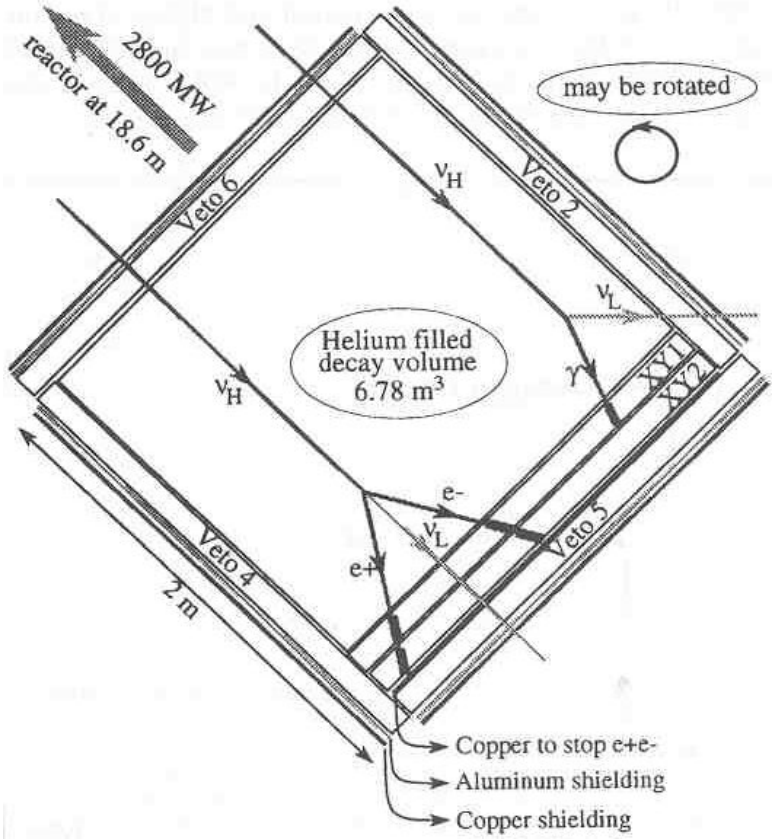


Figure 3.2: Vue schématique du détecteur

3.1.2 La source

On utilise la centrale nucléaire du Bugey (voir chapitre précédent) comme source de neutrinos massifs. Le détecteur est positionné à 18.6 m du coeur d'un réacteur nucléaire de 2800 MW de puissance thermique. Dans le réacteur, la désintégration β des produits de fissions riches en neutrons produit un flux d'anti-neutrinos de 10^{13} cm^{-2}s^{-1} au détecteur. A cause de la nature des processus physiques donnant naissance au flux d'anti-neutrinos, ceux-ci ont une énergie comprise entre 1 et 12 MeV.

3.1.3 Le détecteur

Le détecteur tel que montré dans la figure 3.2 est un cube fait de 6 chambres proportionnelles multi-fils mesurant chacunes 200x200x9 cm^3 et jouant le rôle de blindage actif. A l'intérieur de ce blindage, une enveloppe d'Hostaflon de 100 μm d'épaisseur est remplie d'^{4}He, définissant un volume de désintégration pour les anti-neutrinos massifs de 5.4 m^3. Deux chambres proportionnelles multi-fils XY de dimensions 190x180x9 cm^3 servent à détecter les produits de désintégration des anti-neutrinos. Il est possible de tourner l'ensemble du détecteur de 2π par rapport à la direction des anti-neutrinos.

3.1.4 Les résultats

Les détails de l'analyse des données prises avec ce dispositif sont discutés dans l'article référencé dans la section 3.3. Le résultat en terme de limite sur le paramètre de mélange $|U_{e3}|^2$ est donné dans la figure 3.3 où il est aussi comparé aux limites de 3 autres expériences. Notre limite est la meilleure de celles dérivées d'expériences en laboratoire dans la zone de masse entre 1 et 5 MeV.

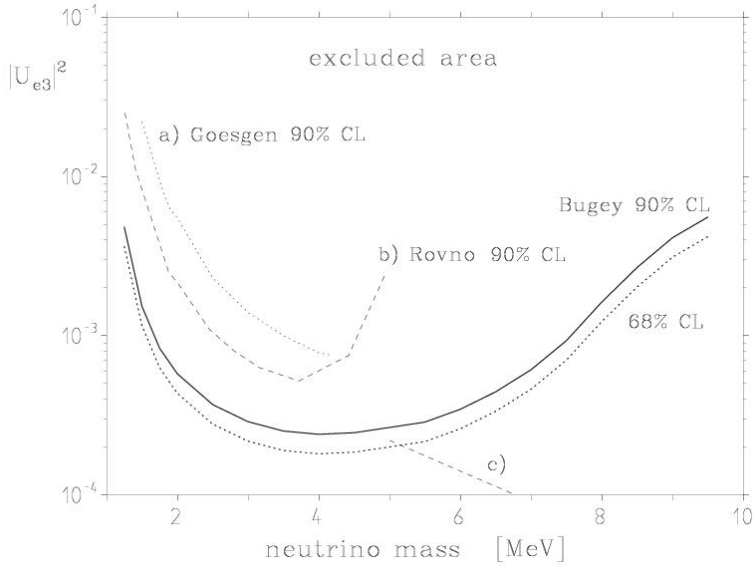


Figure 3.3: Limites sur le paramètre de mélange $|U_{e3}|^2$ en fonction de la masse de neutrino

3.2 Contributions - janvier 91 à juillet 92

J'ai travaillé en collaboration avec un groupe allemand de l'Université Technique de Munich (groupe du Prof. Mossbauer) sur l'installation auprès d'un réacteur de la centrale nucléaire de Bugey d'un détecteur permettant d'étudier la désintégration des $\bar{\nu}_e$ provenant du réacteur nucléaire. Ce détecteur était constitué d'un volume cubique délimité par 6 chambres proportionnelles multi-fils de 200x200x9cm^3 servant de veto et entourant un volume contenant un sac rempli de 5.4m^3 d'He gazeux et de 2 chambres proportionnelles multi-fils de 190x180x9cm^3 assurant la détections de la paire electron-positron issue de la désintégration potentielle de neutrinos du réacteur dans le sac d'He. Cette expérience était conçue pour étudier les canaux $\nu_H \rightarrow \nu_L e^+ e^-$ et $\nu_H \rightarrow \nu_L \gamma$.
Dans le cadre de cette collaboration:

- j'étais responsable de l'acquisition de données. Celle-ci était assez semblable à celle que j'avais déja réalisée dans "BUGEY oscillations" (voir chapitre précédent). Des adaptations ont cependant été necessaires pour les besoins spécifiques de l'expérience.
- j'ai écrit l'architecture du programme d'analyse de l'expérience et j'ai analysé les données préliminaires du canal $\nu_H \rightarrow \nu_L e^+ e^-$.

3.3 Papiers

- Experimental Search for the Neutrino Decay $\nu_3 \rightarrow \nu_j + e^+ + e^-$ and Limits on Neutrino Mixing, Phys. Rev. D. 52 (1995) 1343-1352.

Chapter 4

La recherche du top à CDF

4.1 Introduction

A l'horizon 93, des six quarks postulés dans le Modèle Standard composant la matière hadronique, seuls cinq avaient été mis en évidence (u, d, s, c, b). Le quark top faisait alors l'objet d'une recherche intense, sachant qu'il devait être probablement accessible aux expériences auprès du Tevatron (CDF et D0). En effet, le top est necessaire parce que:

- l'on n'observe pas de courants neutres changeant la saveur. Le quark b a alors besoin d'un partenaire pour permettre au mécanisme de GIM d'annuler leur contribution.
- l'isospin faible du quark b a été mesuré être $-\frac{1}{2}$. Le b est donc supposé avoir un partenaire avec lequel former un doublet d'isospin faible.

La théorie ne prédisait pas (et ne prédit toujours pas) la masse du quark t, mais dans les données prises jusqu'alors, au LEP, des mesures de précision électro-faibles semblaient favoriser une masse de top de 174^{+11+17}_{-12-19} GeV/c^2 [12], quant au Tevatron, les tentatives de production du top, avec $19pb^{-1}$ de luminosité intégrée à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV pendant les années 92-93, avaient résulté en la publication d'une limite $M_t > 131$ Gev/c^2 pour D0 [13] et d'une évidence à 2.8 σ pour CDF [14]. CDF avait, à cette époque, trouvé 12 évènements au dessus du bruit de fond. Bien que statistiquement pas suffisant pour établir fermement une découverte, en faisant l'hypothèse que cet excès provenait du top, une masse $M_t = 174 \pm 10^{+13}_{-12}$ Gev/c^2 et une section efficace de production $t\bar{t}$ de $13.9^{+6.1}_{-4.8}$ pb avaient été publiées [14]. A la mi-94, dans une analyse basée sur 13.5pb^{-1}, D0 trouvait 7 évènements pour un bruit de fond attendu de 3.2±1.1. En faisant l'hypothèse que ce petit excés provenait de la production de paires $t\bar{t}$, une section efficace de production de 6.5±4.9 pb pour une masse de quark top de 180GeV avait pu en être tirée.

4.1.1 Production et désintégrations du top

Dans les collisions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, on s'attend à ce que les quarks top soient produits en paires $t\bar{t}$ par fusion de gluon ou anihilation $q\bar{q}$. Pour une masse de top au dessus de 100 GeV/c^2, les anihilations $q\bar{q}$ sont la source de production dominante.

Dans le Modèle Standard, le top se désintègre exclusivement en un boson W et un quark b. Les différents états finals correspondront donc aux différents modes de désintégration du W (voir fig. 4.1).

4.1.2 Le détecteur de CDF au run I du Tevatron

4.1.2.1 Description générale

Le détecteur de CDF (voir fig. 4.2) est composé d'un spectromètre magnétique entouré de calorimètres et de chambres à muons. Un détecteur de vertex à micro-pistes de silicium est situé immédiatement à l'extérieur du tube à vide du Tevatron, fournissant une reconstruction précise des traces dans le plan transverse aux faisceaux et permettant d'identifier les vertex secondaires issus de la désintégrations des quarks b et c. L'impulsion des particules chargées est mesurée dans la chambre de trajectographie centrale (CTC)

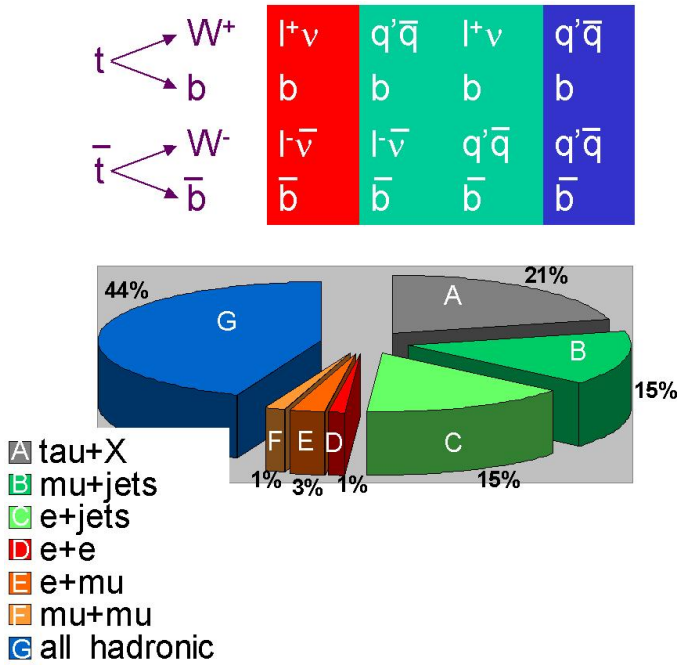


Figure 4.1: Les différents canaux de désintégration des pairs $t\bar{t}$ produites

qui est à l'intérieur d'un solénoïde supraconducteur de 1.4 T. A l'extérieur du solénoïde, des calorimètres électromagnétiques et hadroniques couvrent une région de pseudo-rapidité [1] $|\eta| < 4.2$ et sont utilisés pour identifier les électrons et les jets. Les calorimètres sont aussi utilisés pour mesurer l'énergie transverse manquante $\not{E}_T$, qui peut indiquer la présence de neutrinos énergétiques non détectés. A l'extérieur des calorimètres, des chambres à dérive dans la région $|\eta| < 1.0$ fournissent une identification des muons.

4.1.2.2 Le détecteur de vertex à micro-pistes silicium

Durant le run I, 2 détecteurs de vertex se sont succédés. SVX pour le run Ia (1992-93 et ~ 20 pb^{-1}) et SVX' pour le run Ib (1994-95 et ~ 90 pb^{-1}). Chacun des détecteurs était composé de 2 barillets. Chaque barillet avait 25.5 cm de long et comportait 4 couches (L0, L1, L2, L3) de modules appelés "échelles". Chaque couche comportait 12 "échelles", pour un total de 2x4x12=96 "échelles" (voir fig. 4.3). Chaque échelle était faite de 3 plaquettes à micro-pistes de silicium et d'un circuit hybride de lecture supportant les chips de lecture. Les différences majeures entre SVX et SVX' étaient la résistance aux radiations, la géométrie de la couche de silicium la plus proche du faisceau (L0) et le gain et le bruit des chips de lectures:

- résistance aux radiations: SVX n'avait pas de chips durcis au radiations et il avait un couplage direct des implants des micro-pistes au préamplis d'entrée des chips de lectures. Dans le cas de SVX', les chips de lecture (SVXH3) étaient fabriqués en technologie durcie CMOS de 1.2 μm (pouvant tolérer jusqu'à 1 MRad) et le couplage des implants à l'électronique de lecture était capacitif, une fine couche de di-oxyde de silicium séparant les implants des pistes d'aluminium connectées aux préamplis d'entrée des chips de lecture.

- la géométrie de la couche L0: pour SVX, le rayon moyen était de 3 cm et les échelles ne se chevauchaient pas (trou de 1.26°). Dans le cas de SVX', le rayon moyen était 2.86 cm et les "échelles" se chevauchaient de 0.17°, bien que ce fût un défi en ce qui concernait le montage des échelles sur les barillets. La meilleure géométrie de la couche interne de SVX' se concrétisa en une amélioration de 17 ± 6 % de l'efficacité d'identification des b par rapport à SVX.

- gain et bruit des chips de lectures: pour SVX(SVX'), le gain des chips était de 15(21) mV/fC et le bruit de 2200(1300) électrons équivalents, pour un signal sur bruit de 10(15).

[1] La pseudo-rapidité est définie comme $\eta = -\ln[\tan(\frac{\theta}{2})]$ où θ est l'angle par rapport à la direction des faisceaux.

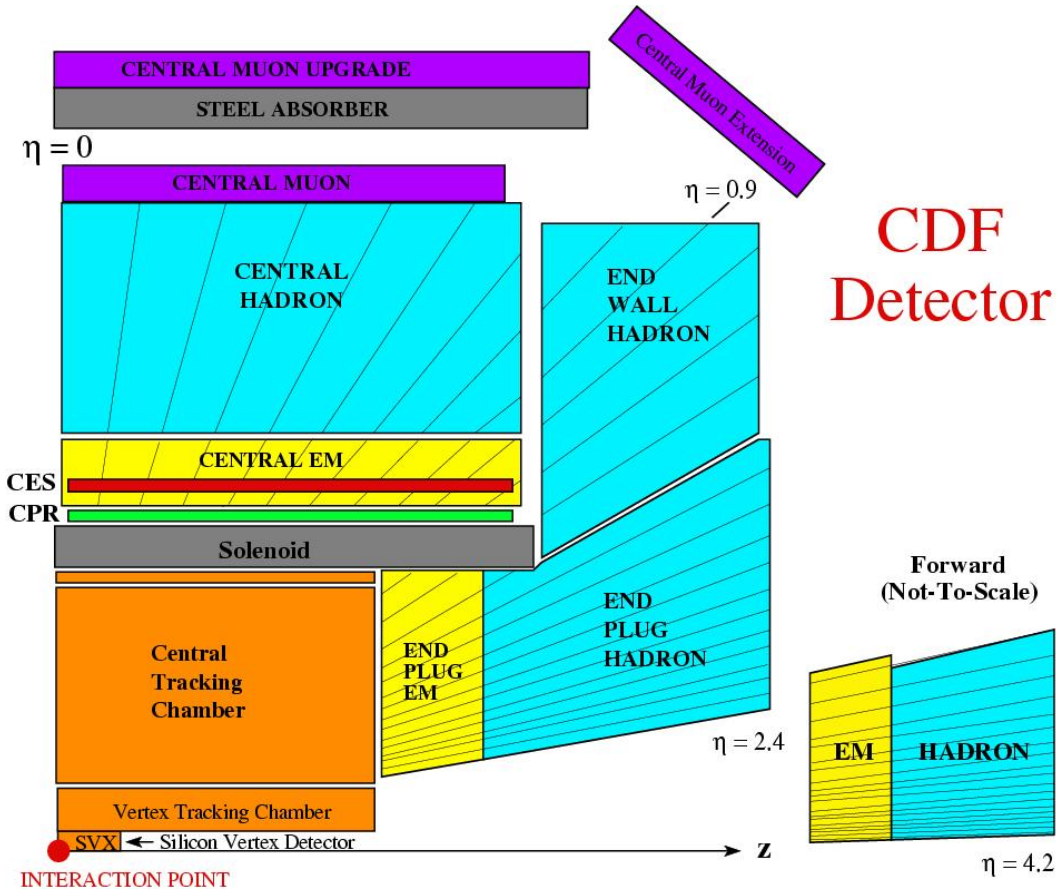


Figure 4.2: Quart de la section du détecteur de CDF tel qu'il était dans le run run I du Tevatron

Si	caractéristiques
épaisseur	300 ± 15 μm
Δ(largeur)	± 50 μm
longeur	85 000± 50 μm
pas (L0,L1,L2)	60 μm
pas (L3)	55 μm

couche	rayon [cm]	largeur Si [cm]
0	2.8	1.6
1	4.3	2.4
2	5.7	3.1
3	7.9	4.3

	# chips	# canaux
chip	1	128
échelle L0	2	256
échelle L1	3	384
échelle L2	4	512
échelle L3	6	768
SVX'	360	46 080

Table 4.1: Paramètres de SVX'

La résolution sur le paramètre d'impact des traces à grand P_T était de 15 μm pour SVX et 13 μm pour SVX'. Les détails de construction de SVX' sont résumés dans la table 4.1. Les plaquettes à micro-pistes de silicium utilisées dans la construction des "échelles" de SVX' étaient polarisées à l'aide d'un FOXFET. Bien que simple de réalisation, il s'est avéré être sensible aux radiations (voir note CDF-3278). Pour le run II du Tevatron, la polarisation du silicium se fait par la solution plus compliquée d'implanter des résistances en silicium polycristallin.

4.1.3 Résultats du run I du Tevatron

La publication de l'observation du quark top référencée dans la section 4.3 donne les résultats d'une analyse de 67 pb^{-1} de données du run I du Tevatron. Ce papier étudie les évènements de type leptons+jets. L'identification d'un jet de b provenant de la désintégration d'un quark top peut se faire par:

- l'identification d'un vertex secondaire, en utilisant le détecteur de vertex à micro-pistes. Avec cette méthode (SVX tag), l'efficacité d'étiquetage est de $(42 \pm 5)\%$ avec un taux de mis-identification de $\sim 0.2\%$ par jet.
- l'identification d'un lepton mou provenant de la désintégration semi-leptonique du quark b (ce lepton est plus mou et moins isolé que les leptons provenant de la désintégration de$W$ ou de Z). Les électrons et muons sont trouvés en combinant les traces de la CTC avec les agrégats électromagnétiques dans les calorimètres ou des traces dans les chambres à muons. L'efficacité d'étiquetage de cette méthode (SLT = Soft Lepton Tag) est de $(20 \pm 2)\%$ avec un taux de mis-identification de $\sim 1\%$ par jet.

La sélection des évènements $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets se fait de la façon suivante:

- sélection d'un lepton de désintégration leptonique d'un W:
  On demande un électron ou muon avec grande énergie transverse ($E_T > 20$GeV):on obtient $\sim$ 100 000 W et Z avec $\sim$ 100 $t\bar{t}$ soit $\frac{S}{B} \sim \frac{1}{1000}$
- sélection sur énergie transverse manquante $\not{E}_T$ (neutrino de désintégration leptonique du W):
  On demande une grande énergie manquante ($\not{E}_T > 20$GeV).: on obtient $\sim$ 60 000 W et $\sim$ 80 $t\bar{t}$ soit $\frac{S}{B} \sim \frac{1}{750}$
- sélections de jets (provenant des quarks b, de la désintégration hadronique de l'autre W ou d'ISR/FSR):
  On demande ≥ 3 jets avec une grande énergie transverse ($E_T > 15$GeV): on obtient $\sim$ 250 ($W+ \geq$ 3 jets) avec $\sim$ 40 $t\bar{t}$ soit $\frac{S}{B} \sim \frac{1}{6}$
- sélection de jets de b: On demande qu'au moins 1 jet soit étiqueté b
  - par l'étiquetage SVX, on obtient 27 évènements pour 6.7 ± 2.1 de bruit de fond attendu ($\frac{S}{B} \sim 3$)
  - par l'étiquetage SLT, on obtient 23 évènements pour 15.4 ± 2.0 de bruit de fond attendu ($\frac{S}{B} \sim \frac{1}{2}$)

On voit ainsi la grand avantage d'avoir un bon détecteur de vertex pour faire de la physique des saveurs lourdes. A titre d'illustration, la figure 4.4 montre un évènement positron + 4 jets reconstruit dans les différentes parties du détecteur de CDF. La figure 4.5 montre le détail de la reconstruction dans le détecteur

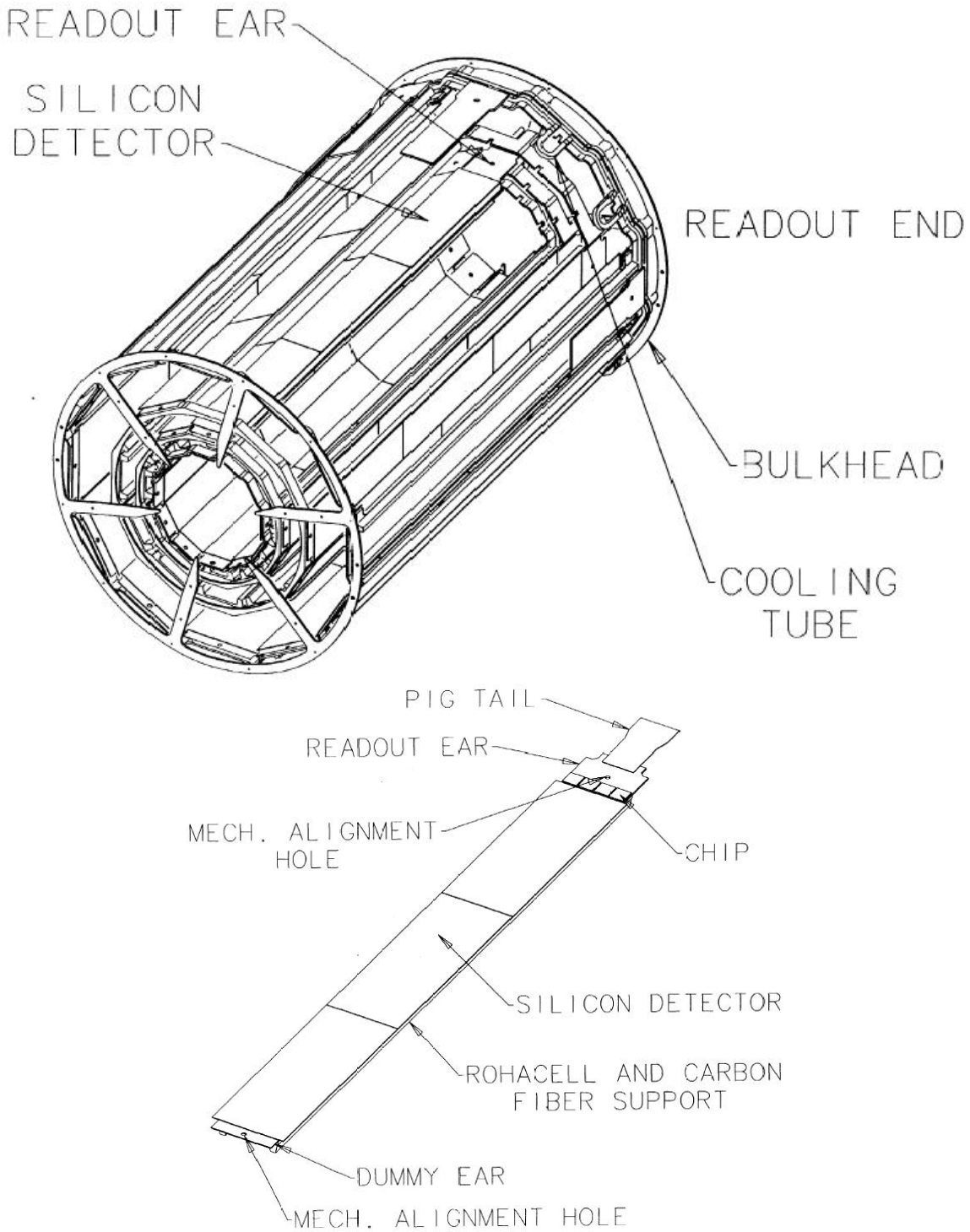


Figure 4.3: Détail d'un barrilet (haut) et d'une "échelle" (bas) de SVX'

de vertex. On y voit clairement 2 jets avec un vertex déplacé les signant comme jets de b. La cinématique de l'évènement a permis de reconstruire une masse de top de 170 ± 10 GeV/c^2.

Dans l'article, en combinant la taille de l'excès de signal et la distribution de masse, on arrive à un effet à 5 σ, établissant sans équivoque la découverte du quark top. Une masse du quark top ($M_t = 176 \pm 8 \pm 10$ GeV/c^2) et une section efficace de production ($\sigma_{t\bar{t}} = 6.8^{+3.6}_{-2.4}$ pb) y ont été mesurées pour 67 pb^{-1}. La découverte du quark top a été simultanément faite par D0. L'observation du quark top pour D0 est décrite dans [17]. La masse et la section efficace de production ont été re-mesurées avec la statistisque complète du run I, qui correspond à une luminosité intégrée de ~ 110 pb^{-1}. Les résultat des mesures, pour CDF [15, 16] et D0 [18, 19], dans différents canaux, sont donnés dans la figure 4.6 pour la section efficace et dans la figure 4.7 pour la masse. La valeur de la section efficace combinée est $\sigma_{t\bar{t}} = 6.5^{+1.7}_{-1.4}$ pb pour CDF et $\sigma_{t\bar{t}} = 5.9^{+1.7}_{-1.7}$ pb pour D0. La valeur de la masse du quark top pour les deux expériences combinées est $M_t = 174.3 \pm 5.1$ GeV/c^2.

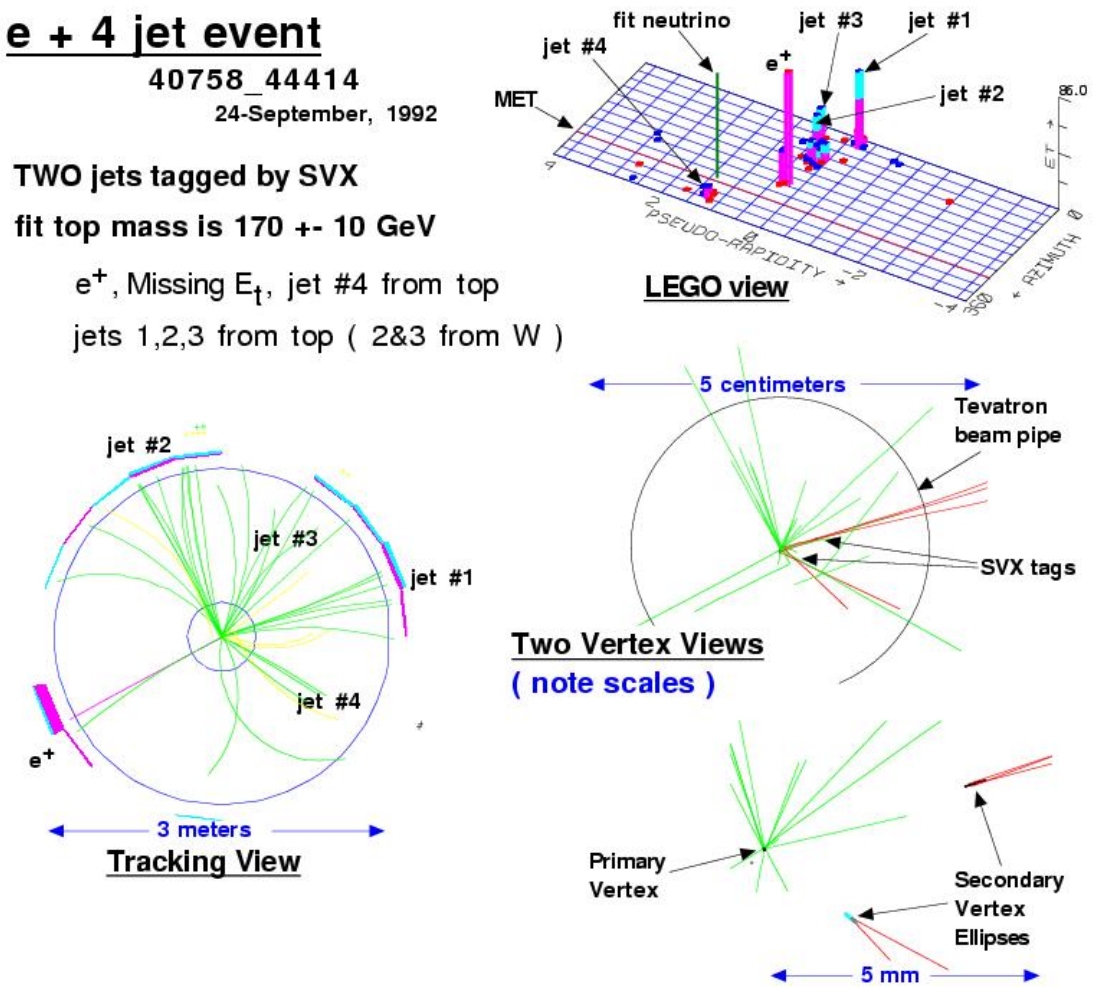


Figure 4.4: Evénement $t\bar{t} \rightarrow e^{+}\nu + 4jets$. 2 jets exhibent un vertex secondaire signant des b.

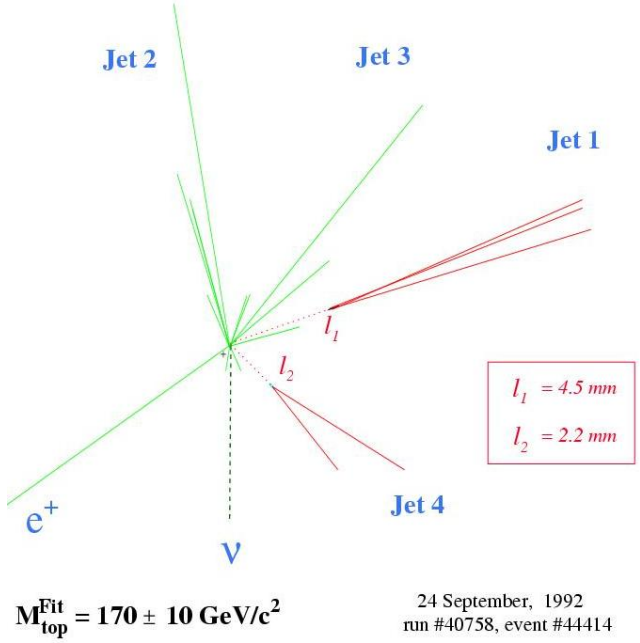


Figure 4.5: Détail de l'évènement $t\bar{t}$ dans le détecteur de vertex silicium

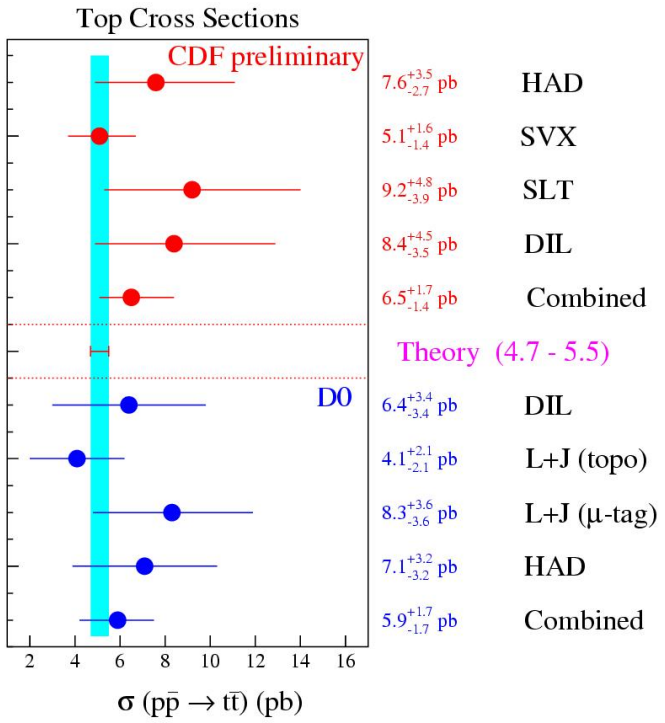


Figure 4.6: Mesures de la section efficace de production $t\bar{t}$ par CDF et D0 au run I du Tevatron

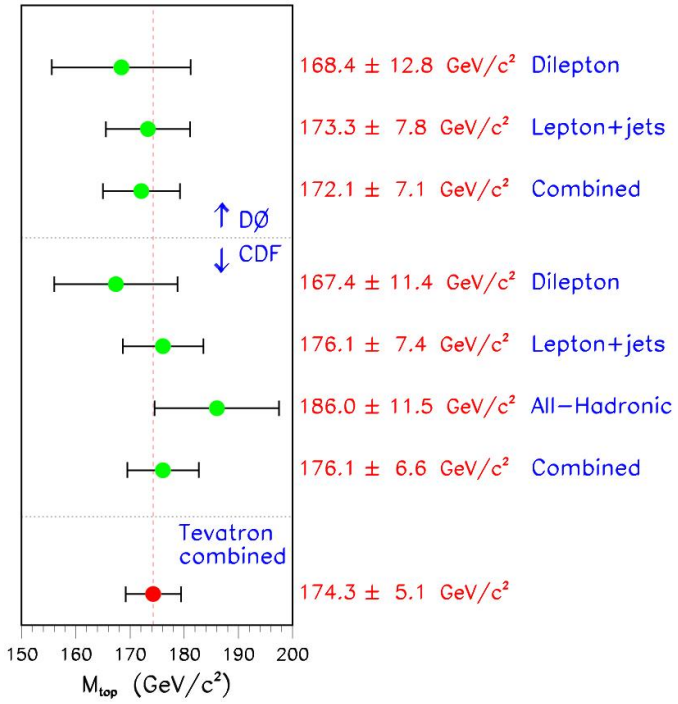


Figure 4.7: Mesures de la masse du top par CDF et D0 au run I du Tevatron

4.2 Contributions - aôut 92 à juillet 95

Pendant mon séjour de 3 ans à Fermilab au sein de la collaboration CDF, après avoir construit et testé avec succès SVX', un nouveau détecteur de vertex à micro-pistes en silicium, pour le run 1b du Tevatron, j'ai pu participer à la découverte du *quark top* dont SVX' a été un *élément clef*.

En tant que Guest Scientist sur CDF à Fermilab d'août 92 à septembre 93:

j'ai pris part à la R&D puis à la construction et au test du nouveau détecteur de vertex en silicium (SVX') pour le run Ib du Tevatron. SVX' était un détecteur composé de 2 barrels avec chacun 4 couches concentriques d'éléments de détections appelés échelles (ladders). Chaque couche avait 12 échelles. Chaque échelle de la couche 1 (resp. 2, 3, 4) était composée d'un hybride de lecture comportant 2 (resp. 3, 4, 6) chips de lecture et 3 capteurs en silicium à micro-pistes (micro-strip silicon sensors). Chaque chip permettait la lecture de 128 canaux.

- j'étais responsable des test électriques et optiques des différents composants du détecteur SVX':
  - 40 hybrides de lecture de chaque type (avec 2, 3, 4 et 6 chips), assemblées sous la supervision de LBL étaient envoyées pour test à Fermilab pour tests. J'avais la charge de leur caractérisation électrique (piedestal, bruit, gain et seuil de sparsification). J'ai modifié les logiciels de nos stations de test de façon à complètement automatiser les test et leur analyse.
  - le chip de lecture (SVXH3) montrait des instabilités lorsqu'il était utilisé près du seuil utilisé pour le lire en mode sparsifié. En collaboration avec le Prof. R. P. Ely, j'ai écrit une séquence de micro-code pour le chip qui éliminait cette instabilité.
  - j'étais responsable du choix des hybrides utilisés dans la construction des échelles. Environ 30 échelles de chaque type (avec 2, 3, 4 et 6 chips) furent construites. J'avais aussi la charge de leur caractérisation électrique et de trouver celles qui necessitaient des réparations:
    * pour tester la réponse des micro-pistes des échelles à un dépot de charge, j'avais mis en place un station de test utilisant des diodes IR montées sur un oculaire de microscope couplé à une table motorisée XY. Ceci permettait de déplacer un spot lumineux IR de moins de $50\mu m$ à la surface des capteurs de silicium avec une précision de $2\mu m$. Chaque micro-piste ètait testée individuellement. La combinaison des test électriques et optiques permettait de détecter les erreurs ou problèmes de micro-soudure ultrasonore (micro-bonding). Cela permettait aussi de détecter les micro-pistes problématiques ou à grand courant de fuite qu'il nous fallait déconnecter des chips de lecture.

    J'ai supervisé cette opération et étais en charge de la sélection des échelles utilisées dans la construction des barillets.

- j'avais la responsabilité des test électriques des barillets pendant leur construction. A chaque étape de la construction, les échelles étaient testées électriquement de façon à verifier qu'aucun dommage mécanique n'avait eu lieu pendant l'installation des échelles sur les barillets.

- j'ai pris part au codage du micro-code final qui faisait le séquencement des chips de lecture.

En tant que Guest Scientist sur CDF à Fermilab d'octobre 93 à juillet 95:

- après l'installation de SVX' dans la zone d'intéraction à l'automne 93, j'ai été l'expert responsable du son commissionnement, de son bon état de fonctionnement, de son monitorage et du contrôle de la qualité de ses données.

- j'ai étudié les effets de la radiation sur le détecteur (SVX') en prise de données. Ce travail a été déclenché par l'observation d'un accroissement anormal du bruit du SVX' en fonction de la dose de radiation à laquelle il se trouvait exposé. En particulier, j'ai étudié les variations du bruit du détecteur en fonction de la température, de la tension de polarisation appliquée et de la largeur de la fenêtre d'intégration utilisée. Ceci de façon à trouver une valeur optimale de ces paramètres qui puissent assurer que le détecteur reste 100% efficace durant toute la durée du run Ib. J'ai écrit une note interne CDF (CDF-3278) correspondant à cette étude.

- j'ai participé au groupe de travail du software offline de SVX'. Notre but était d'utiliser notre connaissance du détecteur de vertex de façon à l'employer aussi efficacement que possible de manière à maximiser sa capacité à tagger les b's pour l'étude de la physique du *top* et du b.

  Dans cet esprit, un Monte-Carlo réaliste du détecteur de vertex a été ecrit (note CDF-2946) de concert avec un logiciel de tracking, pour lesquels j'ai écrit la partie diffusion coulombienne multiple, et de vertexing. J'ai aussi écrit une version version 2-D du tracking qui permettait d'utiliser l'information supplémentaires de traces de particules ayant échappé à l'acceptance de la CTC (Central Tracking Chamber).

  Nous avons étudié la possibilité d'améliorer l'étiquetage des b en utilisant les traces qui étaient vues du SVX' mais pas de la CTC (note CDF-2955). Nous avons aussi étudié le comportement de l'efficacité d'étiquetage des b en fonction de la dégradation du rapport signal/bruit due à l'irradiation du silicium (note CDF-3338).

- j'ai participé à des projets de R&D dans le cadre de SVXII, le détecteur de vertex de CDF supposé remplacer SVX' pour le run IIa du Tevatron. En particulier:
  - j'ai étudié les effets sur le bruit induits par différents types de colles déposés en surface de la zone active des détecteurs en silicium.
  - j'ai été responsable de la campagne de tests effectuée à KEK en décembre 94 pour étudier la résolution de différents types de détecteurs en silicium double face. J'ai participé à la prise de données au Japon, j'en ai fait l'analyse et en ai écrit une note interne CDF (CDF-3277). Ces tests, utilisant des pions de 4 GeV avaient pour but de mesurer la résolution angulaire de différents types de détecteurs à micro-pistes en silicium double face provenant de différents fournisseurs (SI, Micron, Hamamatsu).
  - j'ai participé à la préparation et à l'analyse des tests d'irradiation qui ont été effectués à Triumf (Canada) en septembre 94 et avril 95 pour différents types de détecteurs en silicium à micro-pistes, dans un faisceau de protons de 500 MeV, à des doses allant de 250 KRads à 1500 KRads.
  - j'ai testé différents types d'hybrides de lecture à base de Kapton ou de BeO. En tant que contrôle de qualité avant de passer à une version utiliant des chips de lecture SVXII, ces hybrides étaient montés avec des chips SVXH3.
  - j'ai supervisé la construction et j'ai testé des prototypes d'ensemble de détection construits à partir de détecteurs à micro-pistes double face qui étaient susceptibles d'être utilisés dans le détecteur final.

4.3 Papiers

- papiers non publiés:
  - SVX' Standalone Tracking in SECVTX Tagging, note CDF-2955, avril 1995.
  - Noise and Radiation Effects on SVX', note CDF-3278, avril 1995.
  - The Relationship between S/N and b-tag Efficiency, note CDF-3338, novembre 1995.
  - Resolution of Double Sided Silicon Microstrip Detectors, note CDF-3277, juillet 1995.
- papiers publiés:
  - Evidence for Top Quark Production $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV
    Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 225.
  - Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with CDF,
    Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626-2631.

Chapter 5

Les neutrinos cosmiques de hautes énergie dans ANTARES

5.1 Introduction

Les détails des motivations et du principe de détection sont développés dans la proposition d'expérience ANTARES [20].

5.1.1 Motivations scientifiques

Les intérêts de la détection des neutrinos cosmiques de haute energie sont multiples, aussi bien en astrophysique qu'en physique des particules. En astrophysique, ils permettront d'ouvir une nouvelle fenêtre d'observation de l'Univers complémentaire de celle dejà couverte en photons. Les sources ponctuelles ou diffuses de neutrinos de haute energie peuvent être d'origine atmosphériques, galactiques (restes de supernovae) ou extra-galactiques (noyaux galactiques actifs [AGN], gamma-ray bursters [GRB]). L'avantage des neutrinos sur les autres particules est qu'ils ne sont sensibles qu'à l'intéraction faible. Contrairement aux autres particules, lors de leur parcours dans l'Univers, ils ne sont pas deviés par les champs magnétiques et sont très peu absorbés par la matiere (les photons et les nucléons de haute énergie provenant de distances supérieures à 50 Mpc ne peuvent atteindre la terre à cause de leur intéraction avec le rayonnement micro-onde fossile), ainsi la detection des neutrinos permet de pointer vers leur source (astronomie neutrino). L'origine des rayons cosmiques les plus énergetiques (observes jusqu'a 10^{20} eV) n'etant pas encore bien connue, la detection de neutrinos provenant d'objets compacts aiderait a mieux comprendre la dynamique interne de ces objets ainsi que les mécanismes d'accélération qui s'y deroulent et dont l'observation est impossible en astronomie traditionnelle. En physique des particules, les neutrinos cosmiques de haute energie permettront l'etude des constituants de la matiere et de leurs interactions à des energies encore inaccessibles aux accélérateurs terrestres et ainsi de sonder les limites du Modèle Standard et tester la validité de ses possibles extensions. L'annihilation, après capture gravitationelle au centre du soleil ou de la terre, de WIMPSs, des particules massives intéragissant faiblement et dont les neutralinos de SUSY pourraient être un candidat, ou la production suivie de la désintegration de particules super-lourdes provenant de l'annihilation ou de l'effondrement de défauts topologiques apparus peu apres le Big Bang dans la structure du vide de l'Univers à cause d'une transition de phase liée à une brisure de symetrie, sont aussi des sources potentielles de neutrinos de haute energie.

5.1.2 Principe de détection

Toutes les sources de rayonnement cosmique, où des processus hadroniques interviennent, produisent aussi des neutrinos électroniques et muoniques. Comme nous l'avons dejà souligné, la faible intéraction des neutrinos avec la matière va nous apporter des informations astrophysiques sans égal, mais en contrepartie il faudra construire un détecteur de très grand volume pour espérer les signer, étant donne les flux auxquels on s'attend. Les neutrinos électroniques seront détectes par la présence de gerbes électromagnétiques et hadroniques dans des évènements contenus. Les neutrinos muoniques le seront en observant les muons produits lors de leur intéraction par courant chargé avec les nucléons de la terre et de la matière entourant le

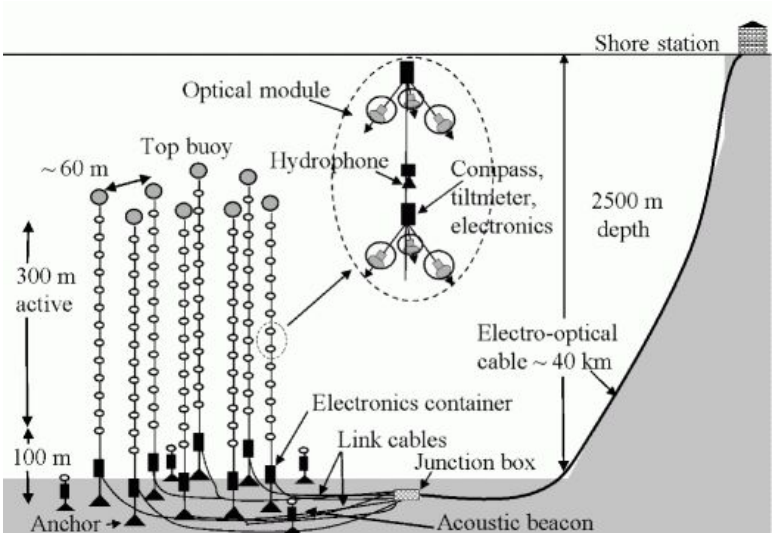


Figure 5.1: Le concept du détecteur ANTARES de 0.1 Km^2 de surface effective

détecteur. Dans cette intéraction, l'angle entre la direction du neutrino incident et celle du muon produit est petit ($\approx 1°/\sqrt{(E[Tev])}$); ainsi, la reconstruction de la direction du muon permet en principe de déterminer celle du neutrino. La détection des muons issus de neutrinos cosmiques se fera essentiellement en observant les muons montants, les muons atmosphériques qui sont énormement plus nombreux qu'eux étant cependant uniquement descendants. Un télescope à neutrinos cosmiques nécessite donc de couvrir un grand volume, d'être placé à grande profondeur de façon à réduire le flux de muons atmosphériques, d'avoir une résolution angulaire meilleure que le degré de manière à pouvoir localiser et identifier des sources ponctuelles, et d'estimer l'énergie du neutrino incident de façon à éliminer la contribution des neutrinos atmosphériques qui devient préponderante au dessous de quelques TeV. L'utilisation du rayonnement Cerenkov produit lors du passage du muon dans un milieu transparent est le principe de détection le mieux adapté a notre problème. Le temps d'arrivée des photons Cerenkov sur des photomultiplicateurs placés dans le milieu transparent où se propage le muon ainsi que l'amplitude du signal résultant, permettent alors de reconstruire la trajectoire du muon et d'en estimer l'énergie. L'eau de mer étant disponible en grande quantité, sur de grandes profondeurs et avec les qualités optiques requises, nous avons opté pour la construction d'un détecteur sous-marin (voir fig. 5.1), qui dans une première étape couvrira, à la fin 2004, une surface effective de 0.1 Km^2 par 2400 m de fond, à 40 Km au large de Toulon.

Le détecteur devrait aussi être suffisamment sensible à basse énergie (seuil d'environ 5 GeV) pour permettre l'étude d'oscillations de neutrinos avec les neutrinos atmosphériques dans la zone de Δm^2 couverte par SuperKamiokande.

5.1.3 Etudes de sites

Une trentaine de lignes autonomes ont été déployées dans la zone du site ANTARES pour y étudier les propriétes de l'eau en matière de:

- bruit optique: il contient une composante se manifestant de manière continue liée à la désintégration du ^{40}K (induit un taux de comptage d'environ 20 KHz à un seuil de 0.3 photo-électron) et une composante se manisfestant en rafales liée à la présence d'organismes bio-luminescents. L'article cité dans la section 5.3 détaille les mesures qui ont été effectuées sur le site d'ANTARES et sur un site en Corse et conclue sur le fait que le bruit optique ne devrait pas affecter les performances du détecteur.

- transparence de l'eau: la longeur d'atténuation a été mesurée comme étant 55 m à 470 nm.

- bio-salissures: elles réduisent la sensibilité des modules optiques à la détection des photons. Cette réduction est inférieure à 2% par an.

5.2 Contributions - aôut 95 à décembre 97

A mon retour en France (août 1995), je me suis interessé à la Physique des Neutrinos Cosmiques de Haute Energie. Etant une activité nouvelle au laboratoire, il a fallu, dans un premier temps, faire une mise à niveau de nos connaissances dans le domaine. Ceci a impliqué un gros travail de bibliographie et de prise de contacts avec des physiciens/astro-physiciens spécialistes du domaine. Etant donné que nous pensons détecter ces neutrinos par le rayonnement Cherenkov émis par leurs produits de réaction avec l'environnement d'un détecteur déployé à grande profondeur dans la mer, il a fallu aussi nouer des contacts avec des spécialistes des Sciences de la Mer (en particulier des océanologues et ingénieurs de l'INSU et de l'IFREMER).
Dans le cadre de la collaboration ANTARES:

- dans le groupe de travail LOGICIELS (Software):
  j'étais responsable du sous-groupe SIMULATION. J'ai débuté par récupérer et tester les différents logiciels disponibles (DADA pour Baikal, MC_NESTOR pour NESTOR et RAVEN pour AMANDA). J'ai effectué des modifications dans DADA et de profonds changements dans MC_NESTOR de façon à pouvoir simuler l'effet du passage de muons de différentes énergies avec différents types de détecteurs. Ceci a permis les premières simulations de géométries et le démarrage de l'écriture et de la mise au points d'algorithmes de reconstruction de la trajectoire des muons dans ces géométries.
  De mi-96 à la fin 97, avec l'aide de 2 thésards (que j'ai encadrés à 100%) et d'un stagiaire de DEA (qui ensuite démarra une thèse dans notre groupe) l'activité SIMULATION au CPPM s'est dirigée dans 3 voies:
  - le tracking des muons de très haute énergie ($>$ 10 TeV). Des modifications ont dû être apportées à GEANT3 dans les paramétrisations et les sections efficaces des processus catastrophiques (bremsstrahlung, creation de paire, interaction photo-nucléaire) auxquels le muons est soumis à grande énergie.
  - l'optimisation de la géométrie et de la conception de détecteurs de grande surface effective (0.1-1 km^2).
  - la simulation de muons et multi-muons atmosphériques. Pour le moment, nous avons adapté une version de HEMAS que nous avons récupéré de MACRO.

- dans le groupe "Evaluation de sites-Infrastructures", j'étais responsable physicien du sous-groupe "Evaluation des sites". Notre travail consistait à concevoir, construire, déployer, récupérer et analyser les données de 3 types de lignes de test de mesure sur site de paramètres critiques et dimensionnants pour la conception du détecteur final. Ces 3 types de lignes sont les suivantes:
  - ligne #1: mesure du bruit de fond optique dû au ^{40}K et aux organismes bio-luminescents présents dans l'eau de mer. Quatre mouillages ont été effectués en 96-97 équipés d'un seul photomultiplicateur. Un mouillage comportant 3 photo-multiplicateurs a aussi été immergé pour étudier les corrélations spatiales et temporelles des sources de bruit de fond.
  - ligne #2: mesure du taux de croissance de la bio-salissure et de la sédimentation. Une immersion de longue durée (3 mois) a été effectuée suivi du déploiement d'une ligne comportant un dispositif modifié.
  - mesure de l'atténuation, puis de l'absorption et de la diffusion de la lumière dans l'eau de mer. Ce test utilisait une structure rigide de 33m de long à un bout de laquelle est fixé un photomultiplicateur et dans laquelle se déplaçait une source de lumière. Un test mécanique avec une structure de 21m a été effectué avec succès suivi d'un premier test de mesure d'atténuation de la lumière avec la structure complète de 33m.

  La mise au point des lignes de test s'est faite sur un site à 20km au sud de l'île de Porquerolles par 2400m de fond. Les lignes étant opérationnelles, elles devaient permettre de tester d'autres sites potentiels où installer un télescope à neutrinos. Concernant ces tests, j'avais mis en place un cahier de manip electronique consultable sur WWW résumant les différents tests effectués (textes + photos prises lors des sorties).

  Dans le cadre de cette activité, j'étais aussi responsable de la demande de bateaux pour nos campagnes en mer. Ceci impliquait, avec présentation d'un dossier, un passage en commission CIRMED (Comité Inter-Régional MEDiterranée) qui gère l'affectation des navires de la flotte cotière IFREMR et INSU.

- Dans le cadre général d'ANTARES:
  - j'ai activement participé à la rédaction, la mise en forme et la finalisation de la proposition d'expérience ANTARES soumise en 96 au Conseil Scientifique de l'IN2P3.
  - j'ai co-présenté au Conseil Scientifique de l'IN2P3 de Juillet 96 de la proposition d'expérience ANTARES.
  - j'ai participé activement à la rédaction, la mise en forme et la finalisation du document en anglais descriptif des activités de la collaboration ANTARES.

5.3 Papiers

- Background Light in Potential Sites for ANTARES, Astropart. Phys. 13 (2000) 127-136.

Chapter 6

D0: à la recherche de nouvelle physique ...

6.1 Introduction

Dans le run II du Tevatron, grâce à une augmentation de la luminosité et de l'énergie disponible au centre de masse et grâce à une amélioration substantielle de leurs détecteurs, par rapport au run I, CDF et D0 vont pouvoir avoir les moyens de s'attaquer à la question fondamentale de la compréhension de la brisure de symétrie électro-faible. Ils vont pouvoir entreprendre toute une série de mesures de précision pour tester le Modèle Standard et s'engager dans la recherche de nouveaux processus et de nouvelles particules. Il est à noter que dans la majorité de ces études, la trajectographie et en particulier la détection de vertex déplacés, pour signer efficacement les saveurs lourdes, est indispensable. Tout ceci permettra, nous l'espérons, de collecter des d'indices suffisants pour commencer à nous guider vers la théorie dont le Modèle Standard est susceptibles d'être la limite de basse énergie.

Les paramètres du Tevatron pour le run II comparés à leurs valeurs pendant le run I sont donnés dans la table 6.1. Les bénéfices de l'augmentation de la luminosité et de l'énergie des faisceau se manifestent par:

- l'accumulation d'une énorme statistique pour la physique de précision à petites échelles de masses (physique du b, QCD, masse du W),
- la transformation de processus qui étaient rares en des processus à grande statistique (QCD avec bosons vectoriels, physique du t),
- l'augmentation de la sensibilité pour la découverte de physique nouvelle dans le domaine des hautes masses (étude de la brisure de la symétrie électro-faible: Higgs, supersymétrie, modèles composites, dimensions supplémentaires ...).

Ceci devrait donner à CDF et D0, avant le démarrage du LHC, une unique opportunité d'explorer un programme de physique très riche comprenant aussi bien des mesures de précision du Modèle Standard que la recherche de physique au-delà de ce cadre, couronné de succès expérimentalement mais loin d'être

	Run I	Run IIa	Run IIb
$\sqrt{s}[TeV]$	1.8	1.96	1.96
Luminosité typique $[cm^{-2}s^{-1}]$	1.6 10^{30}	8.6 10^{31}	5.2 10^{32}
Luminosité intégrée hebdomadaire $[\frac{pb^{-1}}{semaine}]$	3.2	17.3	105
Luminosité intégrée totale $[fb^{-1}]$	0.1	2	15
Période de collisions $[ns]$	3500	396	132
$< n >$ d'intéractions/collision	2.5	2.3	4.8

Table 6.1: Paramètres du Tevatron pour les runs I et II.

complètement satisfaisant du point de vue théorique. Les extensions et généralisations du Modèle Standard sont nombreuses, aussi, tout indice experimental est le bienvenu pour mettre un peu d'ordre dans la profusion de modèles disponibles à l'heure actuelle sur le marché.

Après une énumération de mes contributions à D0, nous passerons en revue les buts de physique de D0 dans le run II du Tevatron, nous survolerons les améliorations apportées au détecteur en général, mais nous décrirons en détail les étapes de conception, construction, installation et utilisation du trajectographe silicum de D0, le SMT (Silicon Microstrip Tracker).

6.2 Contributions - janvier 98 à nos jours

De janvier 98 à mai 98:

j'ai commencé à travaillé sur des algorithmes rapides de tracking et vertexing dans le cadre du système de déclenchement de niveau 3.

De mai 98 à décembre 2000:

étant donné mon expérience de production de détecteurs de vertex en silicium, j'ai été ensuite invité par D0 à changer d'activité et à prendre la responsabilité de la production et des tests du détecteur de vertex de D0, le D0 Silicon Microstrip Tracker (D0SMT). Ce détecteur est constitué de 768 détecteurs élémentaires (échelles/ladders ou quartiers/wedges) disposés sur 6 barrillets, 12 disques type F et 4 disques type H. Le tout représente plus de $3m^2$ de silicium et quelques 800000 canaux de lecture, c'est à dire environ un ordre de grandeur par rapport à SVX', le détecteur de CDF à la construction duquel j'avais participé, pour le run Ib du Tevatron.
A mon arrivée, l'activité du groupe était encore en grande partie tournée vers la R&D. J'ai dû mettre en place toute l'organisation et le détail de la production des détecteurs élémentaires (ladders/wedges).

- J'ai dû mettre en place les procédures, l'outillage et la formation des techniciens pour ce qui concerne:
  - la construction mécanique des détecteurs
  - la micro-soudure ultra-sonore (Al wedge bond bonding)
  - le contrôle de qualité
- J'ai dû mettre en place les procédures, les stations de tests, de caractérisation et de réparation ainsi que la formation des physiciens afin d'assurer:
  - les test électriques des détecteurs (mesure de piedestal, bruit, gain, détermination des mauvais canaux)
  - la réparation des détecteurs défectueux
  - le contrôle qualité
- En plus d'assurer la coordination et la supervision de la production et des tests des détecteurs, j'ai contribué activement à la réparation des détecteurs défectueux et à l'amélioration des contacts de masses au niveau des circuits hybrides de lecture des micro-pistes par l'utilisation de soudure ultrasonique à l'indium sur les substrats de Be sur lequels les hybrides de lecture sont laminés.
- J'ai aussi supervisé et participé à la sélection des détecteurs élémentaires, leur test avant et après leur montage sur les barillets/disques. J'ai aussi assuré la réparation des détecteurs ayant des problèmes après montage, l'amélioration des connections de masse au niveau des barrillets et des disques ainsi que le cablage et les tests électriques après que les barillets et les disques de type F aient été installés dans les 2 cylindres en fibres de carbone formant l'exo-squelette du détecteur.

Ma coordination du travail des 8 physiciens (plein temps) + shifteurs et des 11 techniciens impliqués dans cet effort à permis que la construction se finisse dans de bonnes conditions et dans les temps (avant Noël 2000). A la fin de l'année 2000, D0SMT était mécaniquement installé dans la zone d'intéraction de D0.

De janvier 2001 à décembre 2001:

Dès la fin de la construction du détecteur de vertex, j'ai été invité par D0 à prendre la co-direction de l'ensemble du groupe Silicon Tracker, pour coordonner et superviser l'installation et le cablage du détecteur, mais aussi assurer le déboggage, la mise en route et le fonctionnement du Silicon Tracker et des logiciels online et offline qui lui sont associés.

En plus de mon activité de coordination du groupe, j'ai fortement contribué à toutes les étapes du commissionnement: installation, cablage, déboggage, mise en place de procédure d'utilisation du détecteur, écriture de taches de monitorage et de contrôle pour faire le suivi en ligne de l'état et des performances du détecteur.

Ma coordination du travail de 8 techniciens et de 12 physiciens (plein temps) + shifteurs venant d'horizons divers, a permi de monter un groupe soudé et efficace qui couvre d'une démarche cohérente tous les aspects du détecteurs, touchant non seulement la partie hardware et online mais aussi la partie offline de reconstruction de traces et de vertexing. Elle a permi, grâce à un effort soutenu des membres du groupe, d'avoir fait de l'aventure silicium de D0 un succès.

Depuis janvier 2002:

Je continue à participer au phase finale du commissionement du détecteur et à sa maintenance. Je commence à re-travailler sur des algorithmes de recherche de vertex secondaires pour le système de déclenchement de niveau 3 avec 2 de mes collègues du CPPM, activité que j'avais mise de côté pour construire, installer et commissionner le SMT.

6.3 Buts de physique de D0 pour le run II

La physique accessible au run II couvre une palette très étendue:

- QCD:
  - structure du nucléon (distributions de partons, diffraction)
  - jets, photons, Drell-Yan, vecteurs bosons + jets, production de saveur lourde
- physique du b avec un large programme [21] incluant:
  - l'étude de la violation de CP et mesure de $\sin 2\beta$ du triangle CKM dans le canal $B \longrightarrow J/\psi K_s$ avec $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou e^+e^- et $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$. Pour la mesure dépendante du temps de $\sin 2\beta$ dans le run IIa ($2fb^{-1}$) on s'attend à:

mode	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$
efficacité de déclenchement	27%	20%
nbre d'évènements reconstruits	40000	30000
$\sigma(\sin 2\beta)$	0.04	0.05

    aboutissant à une erreur combinée $\sigma(\sin 2\beta)$ de 0.03.
  - mesure du mélange dans le système B_s. On utilise les désintégrations $B_s \rightarrow J/\psi \bar{K}^{*0}$ avec $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou e^+e^- On s'attend à pouvoir reconstruire dans le run IIa ($2fb^{-1}$) de l'ordre de 2000 évènements de ce type et pouvoir mesurer des valeurs de x_s jusqu'à environ 30.
  - mesures de spectroscopie, de durées de vie et de désintégrations rares
  - mesure de la section efficace de production de B
- autre physique du Modèle Standard:
  - physique électro-faible:
    - étude des propriétés des désintégrations du W
    - étude des assymétries de charge dans les désintégartion du W et du Z

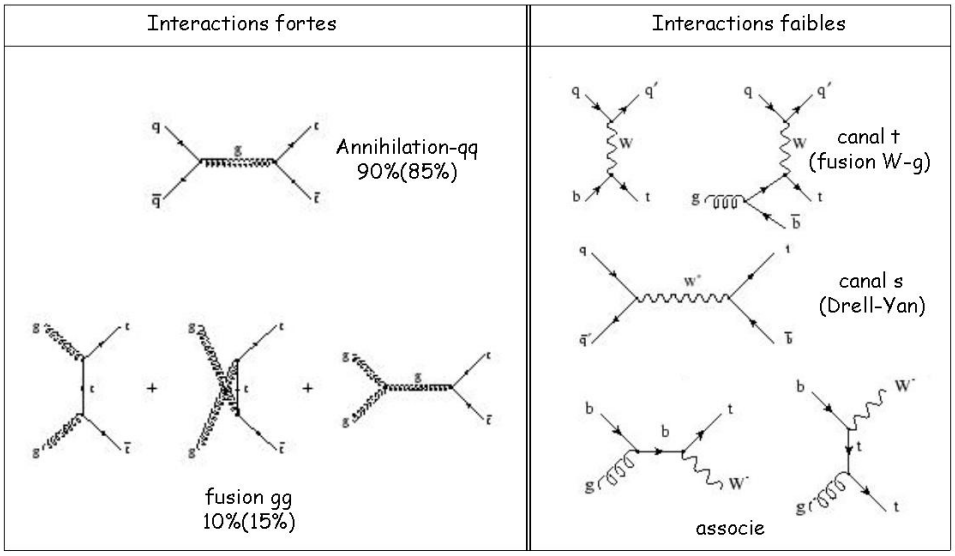


Figure 6.1: Les différents principaux mécanismes de production du top (90% et 10% sont pour $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, 85% et 15% pour $\sqrt{s} = 2$ TeV).

Processus	Run II ($\sqrt{s} = 1.96$TeV) [pb]	LHC ($\sqrt{s} = 14$TeV) [pb]
$t\bar{t}$	7.1	800
top indiv. canal t	2.4	245
top indiv. canal s	0.88	10
top indiv. associé	0.12	62

Table 6.2: Sections efficaces des différents mécanismes de production du top.

  * étude des couplages anomaux de bosons vectoriels
  * mesure précise de la masse du W. L'erreur attendue sur la mesure de la masse du W est estimée être de l'ordre de 40 MeV pour une luminosité intégrée de $2fb^{-1}$ et 20 MeV pour $15fb^{-1}$

– études à haute statistique du quark t. Le quark t a une masse ($\simeq$ 175 GeV/c^2) comparable à l'échelle électro-faible. Il est ainsi le seul quark dont la valeur de la masse apparait "naturelle" du point de vue de la brisure de la symétrie électro-faible. Ceci pourrait lui faire jouer un rôle clé dans le mécanisme de brisure de symétrie.

  La production des quarks t au Tevatron se fait par paires $t - \bar{t}$ (intéractions fortes) ou individuellement (intéractions faibles) comme le montre la figure 6.1. La table 6.2 indique les sections efficaces des différents processus attendues au Tevatron run II comparées aux valeurs attendues au LHC. Les nombres d'évènements auxquels on s'attend sont donnés dans la table 6.3. Les études qui seront entreprises auront trait à la production et la désintégration du top:

  * la section efficace de production sera mesurée avec une erreur statistique de $\sim 4\%$ et une erreur combinée de $\sim 8\%$ par expérience pour $2fb^{-1}$ (contre $\sim 25\%$ dans le run I). L'incertitude théorique est de l'ordre de 10-20%. Le mesure précise de la section efficace permettra de tester les prédictions de QCD et toute déviation par rapport à ces prédictions pourrait indiquer la présence de nouvelle physique

  * détermination précise de la masse du quark t. La masse du top est un paramètre fondamental du Modèle Standard. Au run I, la valeur mesurée au Tevatron (CDF+D0 combinés) est $m_t = 174.3 \pm 5.1$GeV/C^2. La precision sur cette mesure est estimée être de l'ordre de 2-3 GeV

	run I	run IIa	run IIb
di-lepton	17	~ 350	~ 2650
lepton+jets(b-tag)	45	~ 2600	~ 19500
lepton+jets(double b-tag)	9	~ 1250	~ 9400
top individuel	3.5	~ 2100	~ 15750
Luminosité intégrée $[fb^{-1}]$ combinée CDF+D0	~ 0.1	4	30

Table 6.3: Nombres d'évènements de top attendus au run II comparés au run I du Tevatron

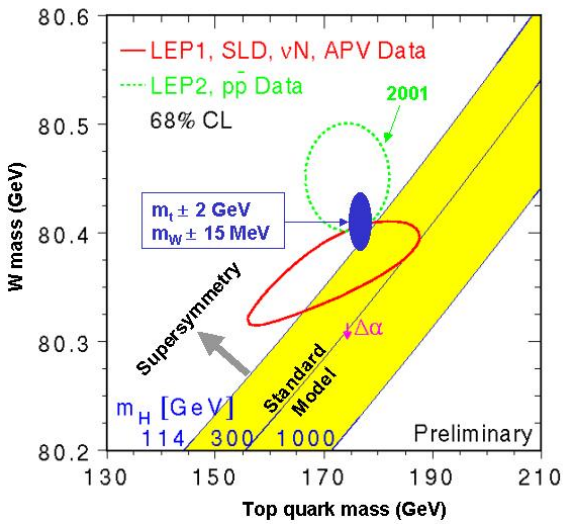


Figure 6.2: Contraintes indirectes sur la masse du Higgs

pour une luminosité intégrée de $2fb^{-1}$ et de 1-2 GeV pour $15fb^{-1}$. Les corrections radiatives de la masse du W sont liées à la masse du top et la masse du Higgs ($\delta m_W \propto m_t^2, \ln(m_H)$). Ainsi, connaisant la masse du W et du top on peut contraindre la masse du Higgs. Pour $\Delta m_t = 2 - 3$ GeV et $\Delta m_W = 40$ MeV on obtient $\frac{\Delta m_H}{m_H} = 80\%$ (voir aussi fig. 6.2).

* étude de polarisation: à $\sqrt{s} = 2$ TeV, 85% de la production de paires $t\bar{t}$ provient de l'anihilation $q\bar{q}$ par l'intermédiare d'un gluon (spin 1). Etant donnée sa très courte durée de vie, le quark top se désintègre avant de s'hadroniser et donc avant de perdre l'information de polarisation.

$$4\ 10^{-25}s \approx \tau_t = \frac{1}{\Gamma_t} < \Lambda_{QCD}^{-1} \approx qques\ 10^{-24} \tag{6.1}$$

Le spin du quark initial peut être reconstruit à l'aide de ses produits de désintégration.

* production simple de top: elle donne un accès direct au vertex Wtb, à la mesure de la largeur de désintégration du top et au module de l'élément de matrice CKM $|V_{tb}|$ sans faire d'hypothèse sur le nombre de générations.

$$\sigma(q\bar{q} \to tb) \propto \Gamma(t \to W + b) \propto |V_{tb}|^2 \tag{6.2}$$

La recherche de couplages anomaux par l'étude du taux de production et des distributions angulaires pourrait révéler la présence de nouvelle physique. Pour $2fb^{-1}$, on s'attend à des précision de 20% sur $\sigma(q\bar{q}) \to tb)$, 25% sur $\Gamma(t \to Wb)$ et 12% sur $|V_{tb}|$.

* recherche de résonances $t\bar{t}$: dans le but de rechercher tout nouvelle particule massive qui pourrait se désintégrer en paires $t\bar{t}$. Un Z' pourra être détecté si sa masse est inférieure à

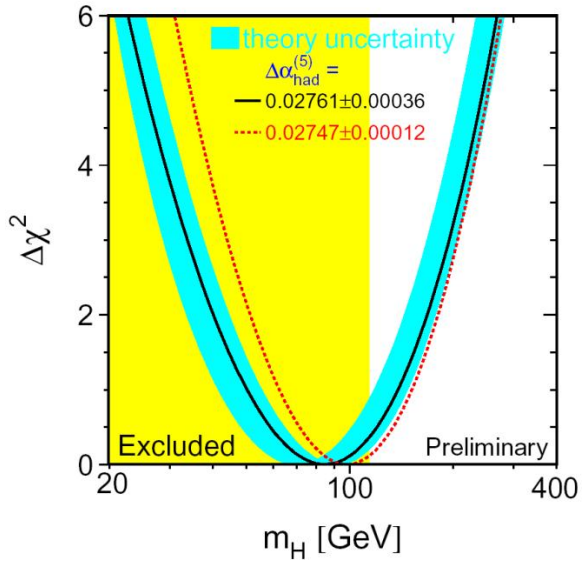


Figure 6.3: La recherche du Higgs au LEP

1 TeV. Des résonances liées à des modèles de brisure dynamique de la symétrie électro-faible (technicolor, topcolor ...) pourraient aussi être détectées de cette manière.

* dans les désintégrations de top, le rapport des rapports d'embranchement en W d'hélicité 0 et -1 est donné par

$$\frac{B(t \to W_0 b)}{B(t \to W_{-1} b)} = \frac{1}{2}\left(\frac{m_t}{m_W}\right)^2 \simeq \frac{7}{3} \tag{6.3}$$

dans le Modèle Standard. La mesure d'une déviation serait une évidence de couplage anomaux.

* mesure de $|V_{tb}|$: dans le cas de 3 générations, $|V_{tb}|$ est très proche de 1 (≥ 0.998). S'il existe une quatrième génération, $|V_{tb}|$ pourrait être significativement différent de 1. Sa valeur est extraite du rapport

$$\frac{B(t \to W + b)}{B(t \to W + q)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2} \tag{6.4}$$

Pour $2fb^{-1}$, on s'attend à une erreur sur la mesure de $|V_{tb}|$ de 2%.

* désintégrations rares et au delà du Modèle Standard:
  · courants FCNC: $t \to c/u + g/\gamma, Z$ ou H
  · Higgs chargé (SUSY): $t \to H^+ + b$

* si la masse du Higgs ne rend pas ce canal inexploitable au Tevatron, la production associée ($t\bar{t}H$) pourrait être une mesure directe du couplage de Yukawa du top au champ de Higgs.

– Higgs du Modèle Standard:
Les recherches du Higgs au LEP (voir figs. 6.2 et 6.3) suggèrent que le Higgs pourrait être léger (115-200 GeV), ce qui le rendrait accessible au Tevatron (voir [23] pour une étude détaillée).

La section efficace de production inclusive est de l'ordre du *pb*. Les modes de désintégration passent par une transition pour une masse de Higgs $m_H \sim 140$ GeV (voir fig. 6.4).

* pour $m_H < 140$ GeV:
  · le processus $H \to b\bar{b}$ domine mais est soumis à un bruit de fond QCD énorme.

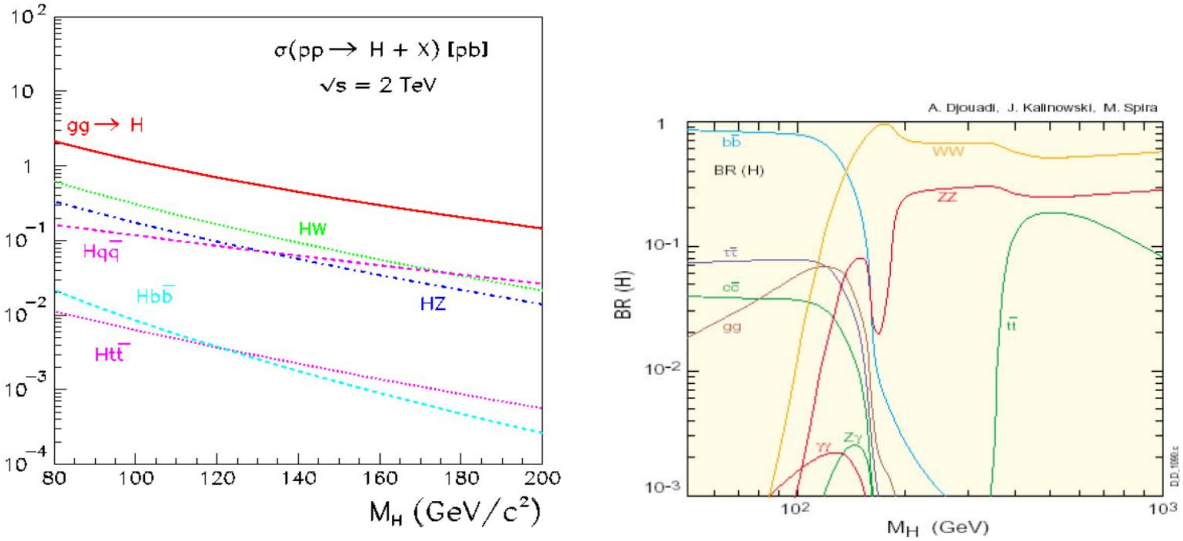


Figure 6.4: Sections efficaces de production et modes de désintégration du Higgs

- · la production associée (HW ou HZ) bien qu'ayant une section efficace plus faible ($\sim$ 0.2 pb) permet d'utiliser les désintégrations leptoniques du W ou du Z pour réduire le bruit de fond. La figure 6.5 donne pour un Higgs de masse 120 GeV ce à quoi resemblent le signal et les bruit de fond pour 2x15 fb^{-1} (CDF+D0 combinés).

- · la production associée ($t\bar{t}H$) a une section efficace faible mais un bon rapport signal/bruit. Le bruit provient essentiellement des évènements $t\bar{t}$ + jets (voir fig. 6.6).

∗ pour $m_H > 140$ GeV: le canal le plus approprié semble être $H \to WW^* \to l^+l^-\nu\bar{\nu}$ en utilisant des coupures angulaires pour séparer le signal du bruit de fond WW irréductible.

La figure 6.7 indique la zone de masse de Higgs (110 à 190 GeV) dans laquelle cette particule pourra être découverte (5σ), mise en évidence (3σ) ou exclue à 95% de niveau de confiance, avec toute la statistique du run II, pour D0 seul (15 fb^{-1}) ou D0 combiné avec CDF (30 fb^{-1}).

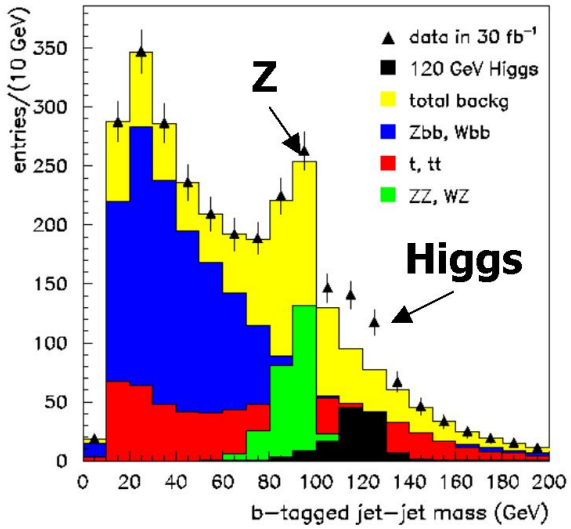


Figure 6.5: Signal de production associée (HW/Z) et bruits de fond pour $m_H = 120$ GeV et 2x15 fb^{-1}

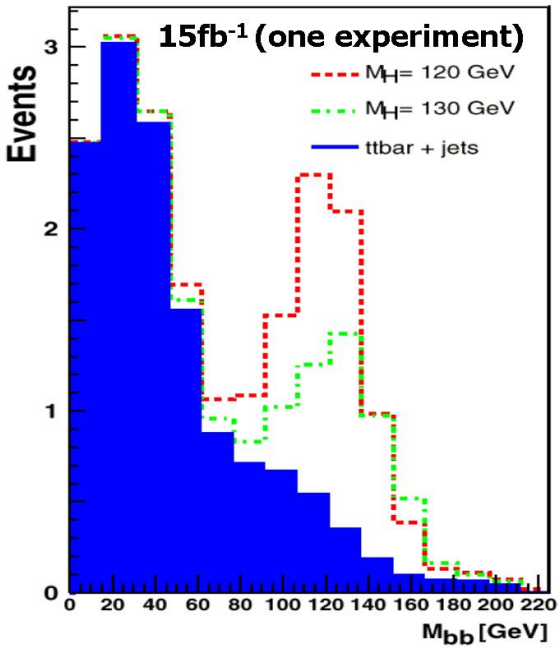


Figure 6.6: Production associée $t\bar{t}H$

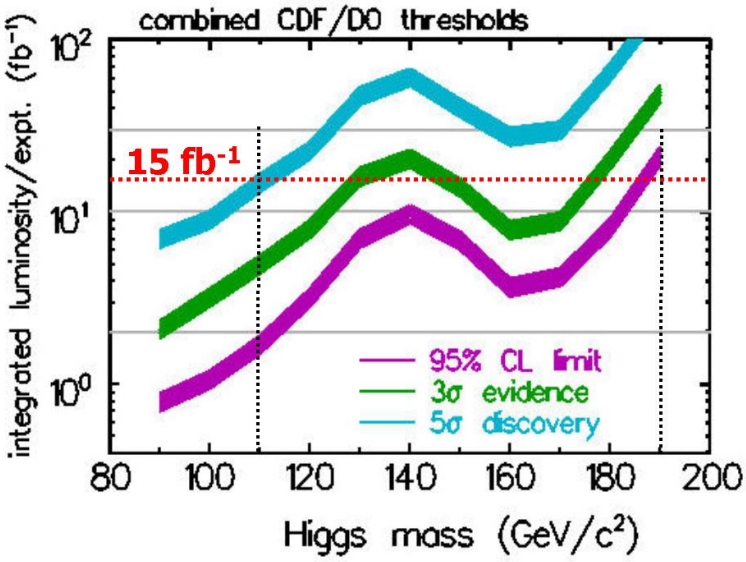


Figure 6.7: Potentialités de découverte du Higgs au run II du Tevatron

- physique au delà du Modèle Standard:
  Le problème de hiérarchie est lié au fait que l'échelle électro-failble et l'échelle de Planck diffèrent par 17 ordres de grandeur. Si le Higgs est une particule fondamentale, étant scalaire, il sera soumis à des corrections radiatives divergeant quadratiquement. Pour obtenir un Higgs "léger", on a besoin de mettre en place un "réglage fin" qu'il est difficile d'obtenir de façon naturelle. On peut remédier à ce problème par:

  - la supersymétrie: en introduisant une symétrie boson/fermion on élimine la divergences quadratique dans les corrections radiatives de la masse du Higgs
  - les modèles composites (technicolor ...): par l'introduction d'une nouvelle intéraction forte entre fermions fondamentaux (cela génère des familles complètes de techni-fermions avec des masses de l'ordre du TeV). Ces modèles ne contiennent pas de scalaires fondamentaux.

  Ainsi pour mettre en évidence de la physique au delà du Modèle Standard, on va rechercher:

  - des lepto-quarks dans les canaux $ee\gamma\gamma$, $e\nu\gamma\gamma$, $\nu\nu\gamma\gamma$, $\mu\mu\gamma\gamma$, $\mu\nu\gamma\gamma$, $\nu\nu bb$, $\tau\tau bb$
  - des nouveaux bosons de jauge (W', Z')
  - des fermions excités dans les canaux $l^* \to l\gamma, lZ, \nu W$, $\nu^* \to \nu\gamma, \nu Z, lW$ et $q^* \to q\gamma, qg$
  - des particules supersymétriques:
    SUSY qui symétrise le contenu en fermions et bosons du Modèle Standard est briseée à basse énergie. Cependant, bien que des modèles soient disponibles sur le marché (médiation par gravité [mSUGRA], par champ de jauge [GMSB], par anomalies [AMSB]), le mécanisme de brisure n'est pas connu. De plus, l'identité de la particule supersymétrique la plus légère (LSP) dépend du modèle de brisure et la LSP peut être stable ou non (modèles avec violation de parité R [RPV]). Tous ces différents modèles produisent une phénoménologie très riche que D0 se propose d'étudier au mieux de ses possibilités. Les détails sont développés dans les références [24, 25, 26, 27].
  - des grandes dimensions supplémentaires: dans des modèles issus des supercordes/theorie-M, l'univers pourrait avoir une dimension 4+d ($d > 0$). Alors que la gravitation peut s'y propager dans toutes les dimensions, les champs de jauges et les fermions sont contraints à un sous espace de dimension 3+1. Dans ce genre de modèles, la gravitation pourrait jouer un rôle dans les expériences de physique des particules à une échelle d'énergie qui pourrait être aussi basse que le TeV. En effet, si M_P est la masse de Planck extraite de la constante de Newton, si M est l'échelle de Planck effective en dimension 4+d et si les d dimensions supplémentaires ont un rayon de compactification R, alors on a la relation:$M_P^2 = R^d\ M^{d+2}$. Ainsi pour obtenir une échelle M de l'ordre du TeV, il faut que l'ordre de grandeur du rayon de compactification pour les d dimensions suplémentaires soit:

d	R
1	10^{-3} année lumière
2	1 mm
3	10 nm
6	10 fm

    La présence des dimensions supplémentaires va aussi modifier la loi de Newton pour des distances inférieures au rayon de compactification. La validité d'un potentiel en $\frac{1}{r}$ pour la gravitation a été testée pour de petites distance [28] et exclue toute dimension supplémentaire de taille $> 200\ \mu$m.

    Les signatures auxquelles on s'attend au Tevatron sont:

    * pour l'émission d'un graviton réél ($q\bar{q}, gg \to gG$, $q\bar{q} \to G\gamma, GW, GZ$), un monojet ou un boson vectoriel seul plus énergie transverse manquante
    * pour un graviton virtuel ($q\bar{q} \to q\bar{q}, l^+l^-$, $q\bar{q} \to \gamma\gamma, WW, ZZ$), une déviation par rapport au Modèle Standard dans les distributions angulaires et de masse invariante.

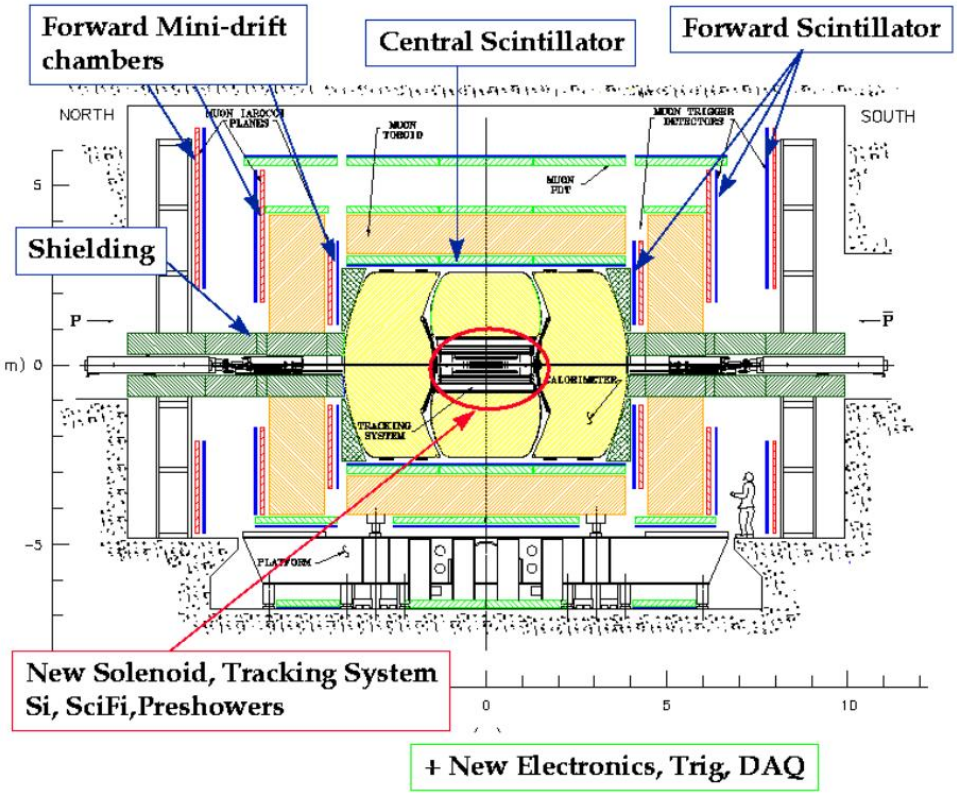


Figure 6.8: Modifications du détecteur D0 pour le run II

6.4 Les améliorations des moyens de détection de D0

Le détecteur D0 à été modifié pour le run II du Tevatron de façon à maximiser le potentiel de physique de l'expérience. La stratégie adoptée est de pleinement utiliser les points forts du détecteur du run I (calorimétrie, mesure des jets et de l'énergie transverse manquante), tout en développent et exploitant au maximum les nouveaux outils mis en place pour le run II. Les modifications principales comprennent (voir figs. 6.8 et 6.9):

- l'ajout d'un solénoïde supraconducteur engendrant un champ magnetique de 2T dirigé suivant l'axe des faisceaux et placé devant le calorimètre (CAL).
- le remplacement du système de trajectographie par la combinaison d'une chambre centrale à fibres scintillantes (CFT) et d'un trajectographe à micro-pistes de silicium (SMT)
- l'ajout de détecteurs de pieds de gerbes situés dans la partie centrale (CPS) et à l'avant (FPS)
- une couverture de détecteurs de muons rendue plus étendue et de meilleure granularité
- l'amélioration de l'électronique du calorimètre, du système de déclenchement et de l'acquisition.

Les modifications du détecteur permettront, en particulier:

- l'amélioration de la mesure de l'impulsion des muons
- l'amélioration de l'identification et du déclenchement sur les électrons et les muons
- l'amélioration de l'identification des taus
- l'étiquetage des jets de b. On s'attend à une efficacité d'étiquetage des jets de b de l'ordre de 55% à grand p_T avec une pureté meilleure que 1% (voir fig. 6.10).

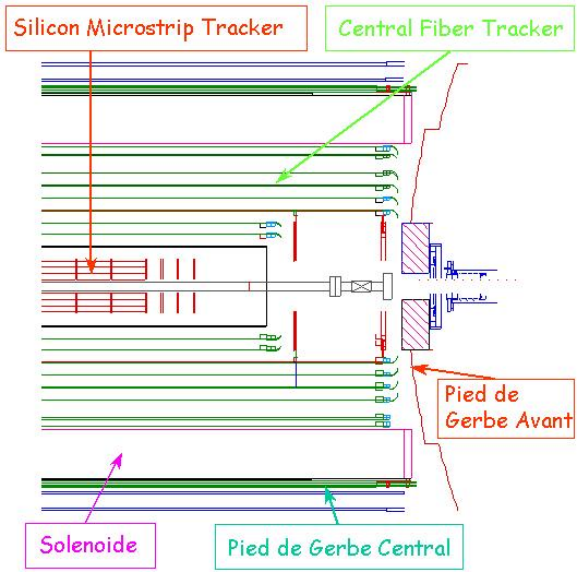


Figure 6.9: Les élements de détection internes de D0

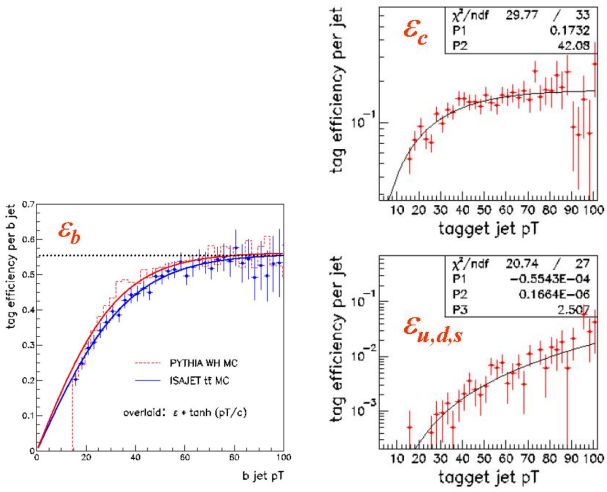


Figure 6.10: Efficacité d'étiquetage des b.

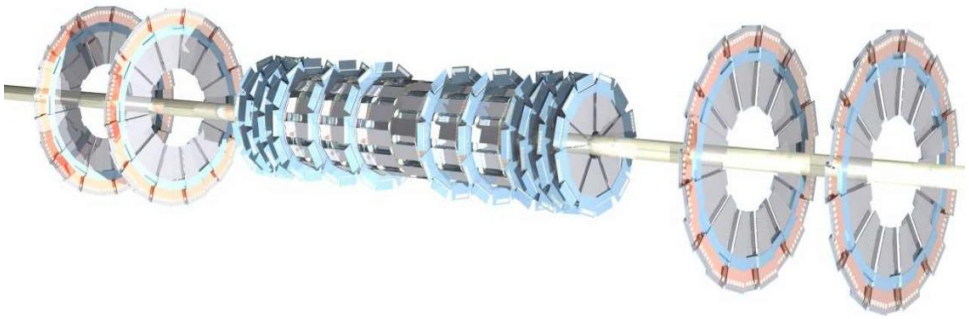


Figure 6.11: Vue artistique du trajectographe à micro-pistes silicium (SMT) de D0. Il occupe une longueur d'environ 2.4m.

- la mise en place de moyens de déclenchements à 3 niveaux utilisant aussi la trajectographie.

Le SMT est un élément essentiel du trajectographe de D0. Le reste de ce chapitre est consacré à la description de sa conception, sa fabrication, son installation et sa mise en service.

6.5 SMT, le trajectographe à micro-pistes silicium de D0

6.5.1 Conception

Le détecteur a été conçu de façon à être sensible à deux champs de physique: la physique centrale (pseudo-rapidité [1] η telle que $|\eta| < 1.5$) à grand p_T, prise en charge par les barillets et les disques centraux qui couvrent la region d'intéraction (environ 25cm rms dans la direction des faisceaux) et la physique du b vers l'avant jusqu'à des pseudo-rapidités de 3, rendue possible grace à des disques à l'avant qui complementent les barillets et disques centraux.

Le SMT est composé de 6 barillets formés par l'assemblage de 4 couches d' "échelles" de silicium et de 12 (resp. 4) disques F (resp. H) formés par l'assemblage de 12 (resp. 24) "secteurs" de silicium (voir fig 6.11). Chaque barillets mesure 12 cm de long et comporte 72 "échelles" de silicium arrangées en 4 couches de resp. 12,12,24 et 24 "échelles". Chaque couche est subdivisée en 2 sous-couches installées en quinconce (voir fig. 6.12). Chaque barillet est mécaniquement couplé à un disque F à son extrémité la plus éloignée du centre de D0. Les deux barillets externes sont équipés d' "échelles" simple face (SS) sur les couches 1 et 3 et d' "échelles" double face 2° stéréo (DS) sur les couches 2 et 4. Les quatre barillets internes sont équipés d' "échelles" double face double metal 90° stéréo (DSDM) sur les couches 1 et 3 et d' "échelles" double face 2° stéréo (DS) sur les couches 2 et 4.

Les "échelles" sont faites de une (DSDM) ou deux (SS et DS) pièce de silicium. Une électronique de lecture des micro-pistes des pièces de silicium est collée sur la surface active du silicium à l'une des extrémités de l' "échelle". Les "échelles" sont montées et alignées à 10-20μm près entre 2 supports de Beryllium (Be) machinés avec précision. Le support de Be qui fixe le coté des "échelles" portant l'électronique de lecture est appelé support actif car il comporte des circuits de refroidissement permettant d'évacuer la chaleur engendrée par l'électronique de lecture. Le support de Be qui fait face au support actif dans un barillet est appelé passif car il n'a qu'un rôle mécanique.
Chaque disque F est composé de 12 "secteurs" faits de pièces de silicium double face. Les disques H sont composés de 24 "secteurs" faits de paires double face de pièces de silicium simple face collées dos à dos. Comme pour les "échelles", l'électronique de lecture des micro-pistes des "secteurs" est collée à même le silicium. Les "secteurs" sont montés et alignés sur des anneaux de Be qui assurent leur support mécanique et leur refroidissement.
Les barillets et les disques F sont montés avec précision dans deux cylindres en fibre de carbone. ces cylindres sont installés de part et d'autre du centre de D0. Les quatre disques H sont montés individuellements dans

[1] La pseudo-rapidité est définie comme $\eta = -\ln[\tan(\frac{\theta}{2})]$ où θ est l'angle par rapport à la direction des faisceaux.

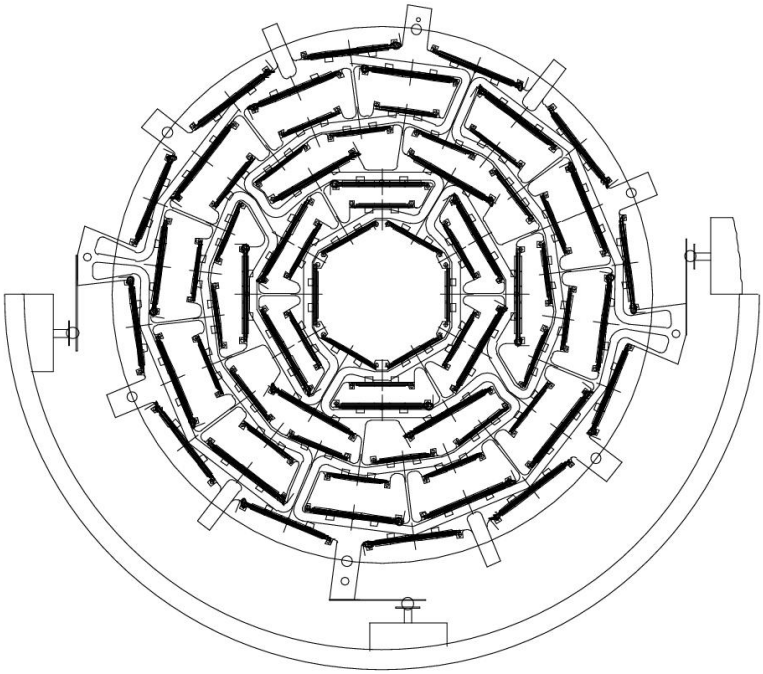


Figure 6.12: Détail de la géométrie d'un barrillet

	Barrillets	Disques F	Disques H	Total
Modules	432	144	96 paires	672
Surface de Si	$1.3m^2$	$0.4m^2$	$1.3m^2$	$3.0m^2$
Rayon interne	$2.7cm$	$2.6cm$	$9.5cm$	
Rayon externe	$9.4cm$	$10.5cm$	$26cm$	
# de canaux	387,072	258,048	147,456	792,576

Table 6.4: SMT en chiffres (module = "échelle" ou "secteur").

	Type de module	Alias	Stereo angle (°)	Pitch (μm)	# de modules	#chips /mod	# de chips	# de HDIs
Couche de barrillet:								
L1,L3 (bar. externe)	SS	3-chipper	0	50	72	3	216	72
L1,L3 (bar. interne)	DSDM	6-chipper	0/90	50/150	144	3/3=6	864	144
L2,L4	DS	9-chipper	$0/\pm 2$	50/60	216	5/4=9	1944	216
"Secteur" de disque:								
F	DS		$+15/-15$	50/60	144	8/6	2016	144
H	SS		$+7.5/-7.5$	50/50	96	6/6	1152	192
Total					672		6192	768

Table 6.5: Types de détecteurs équipant le SMT (module = "échelle" ou "secteur").

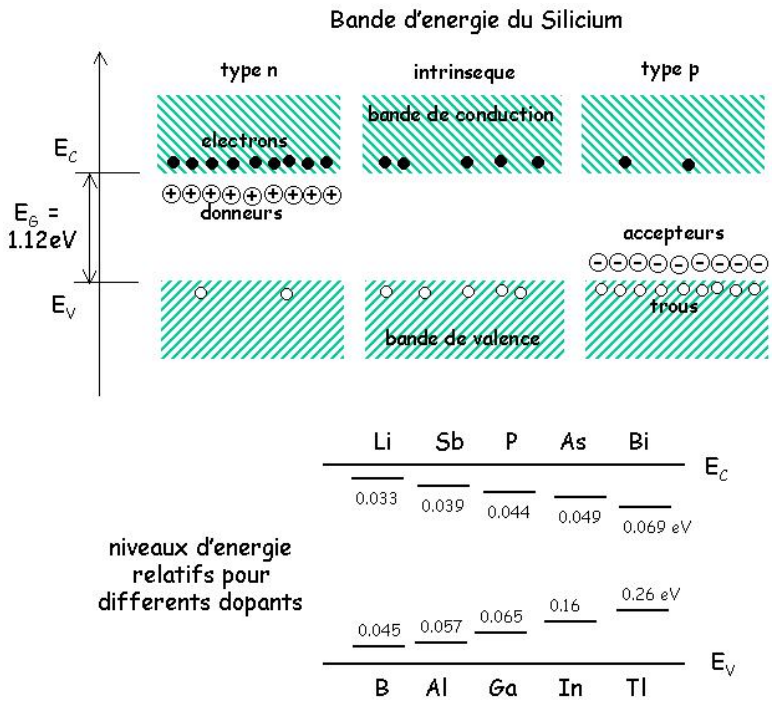


Figure 6.13: Bandes d'énergie pour différents types de silicium

des cylindres en fibre de carbone. Les tables 6.4 et 6.5 donnent quelques chiffres résumant les spécifications du SMT.

6.5.2 Principes de fonctionnement d'un détecteur silicium

Il me semble bon de rappeler les grandes lignes du fonctionnement d'un détecteur silicium. Nous essaierons d'être aussi concis que possible, et de n'introduire que les notions nécessaires à pouvoir mieux apprécier les différents critères de sélection utilisés lors de la conception et la fabrication du SMT. Un traitement complet peut être trouvé par exemple dans [29] .

6.5.2.1 Principes

Les atomes de silicium ont 4 électrons de valence. Dans un cristal de silicium les états électroniques se répartissent en 2 bandes d'énergie (conduction et valence) séparées par une bande interdite de largeur $E_G = 1.12$ eV (voir fig. 6.13). Dans du silicium intrinsèque (c'est à dire sans impuretées/dopants), des porteurs de charge sont créés par génération thermique en paires electrons (dans la bande conduction) - trou (dans la bande de valence). Les densités d'électrons et de trous sont égales à la densité intrinsèque: n_i.

Dans du silicium de type n on remplace un certain nombre d'atomes de silicium dans le réseau cristallin par des impuretés (dopant) ayant 5 électrons de valence. Ceci entraine la création de niveaux d'énergie E_D de type "donneur" dans la bande interdite. Si E_D est proche de la bande de conduction E_C (par exemple E_C-E_D = 0.044eV pour le phosphore), ces états vont être presques complètements ionisés à température ordinaire et le 5eme électron de valence du dopant va alors se retrouver dans la bande de conduction. Les porteurs majoritaires dans du silicium de type n sont les électrons.

De façon similaire pour du silicium de type p on introduit des dopants de 3 électrons de valence. Ici, on produit des niveaux d'énergie de type accepteur dans la bande interdite et des trous dans la bande de valence. Les trous sont les porteurs majoritaires dans le silicium de type p.

Le principe d'un détecteur silicium à micro-pistes est donné dans la figure 6.14. Dans une pièce de silicium

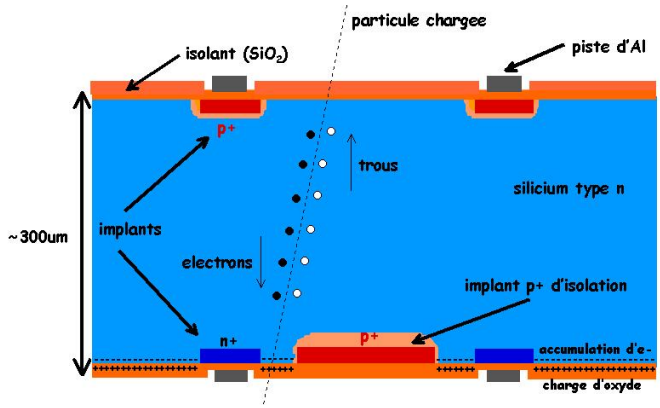


Figure 6.14: Principe d'un detecteur silicium à micro-pistes double face

de type n d'épaisseur typique 300μm, on diffuse des implants fortements dopés p+ espacés de typiquement 50μm et des implants fortements dopés n+ sur l'autre face. les jonctions p+/n sont des diodes que l'on polarise en inverse de façon à créer une zone de charge d'espace, libre de porteurs mobiles majoritaires (électrons pour du silicium de type n et trous pour du silicium de type p). Cependant des paires électron-trou sont continuellement engendrées thermiquement. En l'abscence de champ électrique, les paires recombinent. Si un champ électrique est présent, les électrons et les trous vont dériver en sens opposé établissant un courant dit courant de fuite. Ce courant dépend fortement de la température T[K]

$$I(T) \propto T^2 \exp(\frac{E_G}{2kT}) \tag{6.5}$$

et $I \propto d$ l'épaisseur de la zone de charge d'espace. On a aussi $d \propto \frac{1}{C}$ où C est la capacité de la jonction et $d \propto \sqrt{V_{pol}}$, avec V_{pol} la tension de polarisation. d égale l'épaisseur D du silicium lorsque celui-ci est dit complètement déplété. La tension de polarisation V_{pol} est alors égale à la tension de déplétion V_d. De façon un peu plus précise, la tension de déplétion peut s'écrire:

$$V_d = \frac{qD^2}{2\epsilon_r\epsilon_0}\frac{N_A N_D}{N_A + N_D} - V_{diff} \xrightarrow[N_A \gg N_D,]{V_d \gg V_{diff}} \frac{qD^2}{2\epsilon_r\epsilon_0} N_D \tag{6.6}$$

$$V_{diff} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \simeq 0.5V \tag{6.7}$$

où q est la charge de l'électron, $\epsilon_r = 11.9$ est la permittivité relative du silicium et ϵ_0 la permittivitŕ du vide. V_{diff} est la tension de diffusion, n_i la densité intrinsèque de porteurs, N_A la densité d'accepteurs et N_D la densité de donneurs et D est l'épaisseur du silicium. Pour les pièces de silicium que nous avons acquis, la tension de dépletion varie typiquement entre 30 et 70V.

La tension de polarisation est appliquée sur la pièce de silicium à un anneau de polarisation qui transfert cette tension aux implants p+ et n+ au travers de résistances de polarisation en silicium polycristallin diffusé (voir fig. 6.15). La valeur R de ces résistances est un compromis entre une grande valeur nécessaire à minimiser le bruit thermique qu'elles produisent (bruit $\propto \sqrt{\frac{1}{R}}$) et une valeur plus faible nécessaire à minimiser la chute de potentiel à leur bornes lorsque le courant de fuite des jonctions devient non négligeable. Typiquement on veut des resistances de quelques MOhms.

Lorsque les implants (p+/n+) sont connectés directement au système de lecture, le courant de fuite des jonctions p+/n qui ne cesse d'augmenter avec l'rradiation du silicium (voir plus bas) va faire bouger les piédestaux de l'électronique, réduire sa gamme dynamique et finalement va la saturer. Afin de se prémunir de ces effets néfastes, on introduit une fine couche d'oxyde de silicium (SiO_2, typiquement 2500Å) entre les pistes d'aluminium connectées à l'électronique de lecture et les implants. Ceci crée une capacité dite de

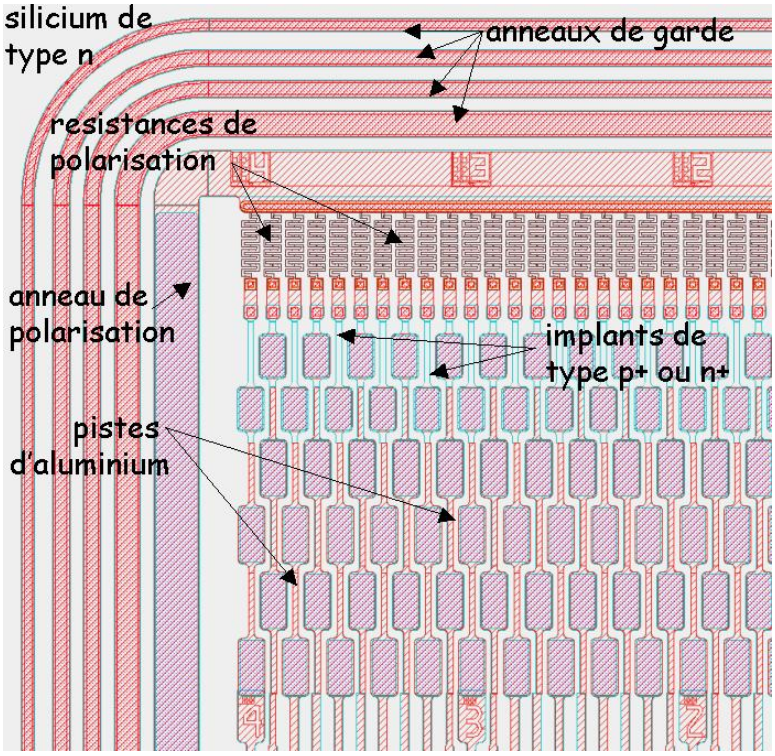


Figure 6.15: Détail de la géométrie d'une pièce de silicium à micro-pistes

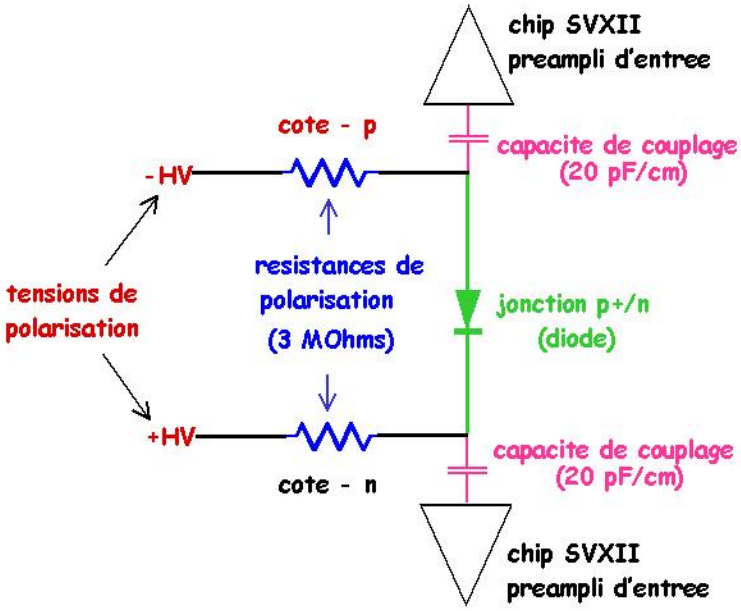


Figure 6.16: Représentation schématique du circuit électrique équivalent d'une micro-piste

couplege dont une valeur typique est 20pF/cm (voir fig. 6.16).

Il est nécessaire d'isoler électriquement les implants n+. En effet, des charges positives qui sont toujours présentes à l'interface SiO_2(isolant) - silicium induisent une couche d'électrons dans le silicium qui cout-circuite les implants n+ (voir fig. 6.14). En plaçant des implants de type p+ (p-stops) entre chaque paire d'implants n+, dans la région de l'implant p+, les charges d'oxyde sont compensées par les ions accepteurs négatifs de l'implant. Ceci permet d'interrompre la couche d'accumulation et d'ainsi isoler les implants n+.

Lorsqu'une particule chargée traverse le silicium, elle crée en moyenne 1 paire électron-trou pour 3.6eV d'énergie déposée. Ainsi, lorsqu'une particule au minimum d'ionisation traverse 300μm de silicium, la charge déposée la plus probable est de l'ordre de 25000 électrons (4fC). Les paires électron-trou créées sont séparées par le champ électrique provenant de la tension de polarisation. Les électrons sont collectés sur les implants n+ et les trous sur les implants p+. Le temps de collection des charges dépend de la tension de polarisation. Il est limité par la saturation de la vitesse des charges à grands champs. Pour un détecteur typique de 300μm d'épaisseur, il faut environ 8ns pour collecter les électrons et environ 25ns pour les trous. La résolution en position est limitée par la diffusion transverse des charges. La largeur du nuage de charges est typiquement de l'ordre de 5μm.

6.5.2.2 Effets de l'irradiation

Sans trop entrer dans les détails, cette section donne un aperçu des effets del'irradiation sur les détecteurs silicium. Cette exposition est pertinente pour ce qui concerne la durée de vie du détecteur.

Les particules ionisantes traversant le silicium du détecteur intéragissent avec les nuages électroniques des atomes de silicium. Les effets de ces intéractions sont transitoires et au coeur même du principe de détection du passage des particules. Cependant, l'intéraction des particules avec le détecteur peut aussi mener à une dégradation de ses propriétés dans son volume ou à sa surface:

- Les effets dans le volume du silicium proviennent de l'intéraction de particules lourdes (n, p, π) avec les noyaux des atomes de silicium dans le réseau cristallin. Ceci peut conduire, par la création de défauts, à des changements permanents qui vont affecter les propriétés mêmes du silicium. En particulier:
  - une modification de la tension de déplétion: pour une jonction p+/n, V_d est proportionnelle à N_D (voir eq. 6.6). Sous l'effet de la radiation, la concentration en donneurs N_D va être modifiée en une densité effective N_{eff}. Si l'on fait l'hypothèse d'absence de disparition d'accepteurs et de création de donneurs, on peut paramétriser la variation de la densité effective par:

    $$N_{eff}(\Phi) = N_D e^{-c_D \Phi} - b_A \Phi \tag{6.8}$$

    où Φ est la fluence exprimée en (neutron de 1 MeV équivalent)/cm^2, N_D est la concentration de donneurs à $\Phi = 0$, c_D la constante de disparition de donneurs, b_A la constante d'apparition d'accepteurs effectifs. Ces accepteurs effectifs sont des défaut qui acquièrent une charge négative dans la zone de charge d'espace. $c_D = 3.54\ 10^{-13}$ ($\pm$5%) cm^2 et $b_A = 7.9\ 10^{-2}$ ($\pm$8%) cm^{-1} [30]. La concentration effective du silicium de type n va donc d'abord diminuer avec la fluence et passer par zero pour un Φ de quelques 10^{12} n/cm^2 (le silicium est alors effectivement intrinsèque). Si l'on continue d'irradier le silicium, il se produit alors une inversion de type, le silicium devenant de plus en plus de type effectif p à mesure que la fluence augmente (voir fig. 6.17). Une conséquence de cette inversion est que les diodes se trouvent maintenant à la jonction "p"/n+. De plus, comme $V_d(\Phi) \propto |N_{eff}(\Phi)|$, la tension nécessaire à dépléter le silicium va d'abord décroître, passer par zéro puis croître de nouveau après inversion.
  - une modification du courant de fuite: l'émission d'électrons et de trous par les défauts est responsable de l'augmentation du courant de fuite. Comme la probabilité d'émission dépend exponentiellement de la position du niveau d'énergie du défaut dans la bande interdite et que à la fois électrons et trous sont nécessaires à l'établissement de ce courant, les défauts dont les niveaux d'énergie sont proches du centre de la bande interdite vont essentiellement contribuer.
    L'évoluer du courant de fuite en fonction de la fluence peut être paramétriseé par:
    - avant inversion:

      $$\frac{\Delta I}{V} = \frac{I(\Phi) - I_0}{V} = \alpha \Phi \tag{6.9}$$

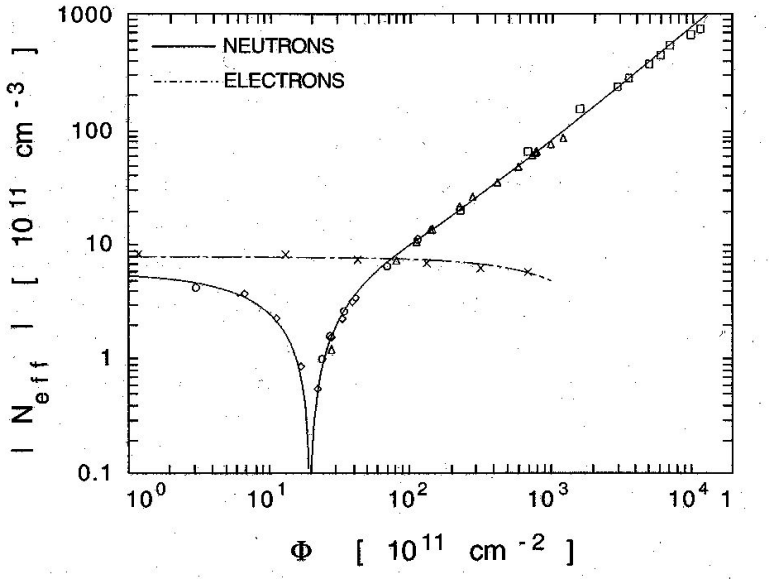


Figure 6.17: Dépendance du dopage effectif N_{eff} en fonction de la fluence d'équivalents neutrons de 1 MeV

∗ après inversion:

$$\frac{\Delta I}{V} = \frac{I(\Phi) - I_0}{V} = \alpha\Phi + \alpha^*(\Phi - \Phi_{inv}) \tag{6.10}$$

où Φ est la fluence exprimée en (neutrons de 1 MeV équivalent)/cm^{-2}, Φ_{inv} est la fluence d'inversion de type, $I_0 = I(\Phi = 0)$ et V est le volume du silicium. La ref. [30] donne pour du silicium de type n à 20°C: $\alpha = 8\ 10^{-17}\ A.cm^{-1}$, $\alpha = 9.8\ 10^{-17}\ A.cm^{-1}$ et $\Phi_{inv} = 4\ 10^{12}\ cm^{-2}$ (voir fig. 6.18).

– un piégeage des charges de signaux: les charges mobiles, provenant de l'énergie déposée dans le silicium par une particule chargée l'ayant traversé, peuvent être capturés par défauts qui jouent le rôle de piège. Les défauts de niveau d'énergie dans la moitié supérieure de la bande interdite sont des pièges pour les électrons et ceux d'énergie dans la moitié inférieure de la bande interdite sont des pièges pour les trous. Les charges capturées sont relachées après un délai qui dépend exponentiellement de la position du niveau d'énergie du piège dans la bande interdite. Dans le cas où ce délai est trop long, il va en résulter une détérioration de l'efficacité de collection de charges et donc de la quantité de signal mesurée.

Lorsque l'on arrête d'irradier une pièce de silicium, on observe que les défauts qui ont résulté de l'irradiation tendent à se transformer en défauts avec des propriétés différentes. Ce phénomène est complexe et n'est encore que partiellement compris. Ces transformations occasionnent:

– pour le courant de fuite: une diminution sur une échelle de temps de quelques semaines (recuit bénéfique) à température ordinaire (20°C). On peut paramétriser le comportement en fonction du temps de la variation relative de courant $\frac{\Delta I(t)}{\Delta I(t=0)}$ sous la forme de la somme d'un nombre fini d'exponentielles décroissantes $\sum_{i=1}^{n} A_i e^{-t/\tau_i}$ où les A_i sont les fractions relatives. L'ordre de grandeur des τ_i varie entre 10 minutes et 1 semaine à température ordinaire. De plus on a $\frac{\Delta I(t)}{\Delta I(t=0)} \xrightarrow[t\to\infty]{} \simeq \frac{1}{3}$.

– pour la densité effective N_{eff}: à une température donnée, on peut paramétriser le comportement en fonction de la fluence (normalisée à des neutrons de 1 MeV) et du temps de $\Delta N_{eff}(\Phi, t) = N_{eff,0} - N_{eff}(\Phi, t)$, où $N_{eff,0}$ est la densité avant irradiation, par (voir fig. 6.19):

$$\Delta N_{eff}(\Phi, t) = N_a(\Phi, t) + N_C(\Phi) + N_Y(\Phi, t) \tag{6.11}$$

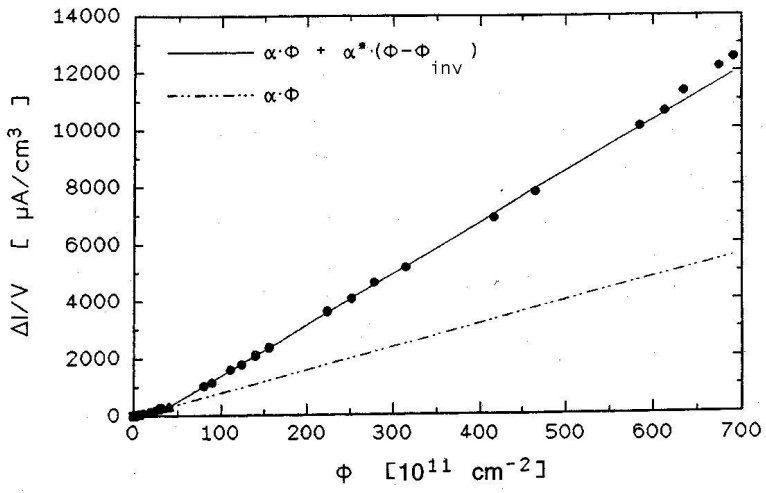


Figure 6.18: Dépendance du courant de fuite en fonction de la fluence

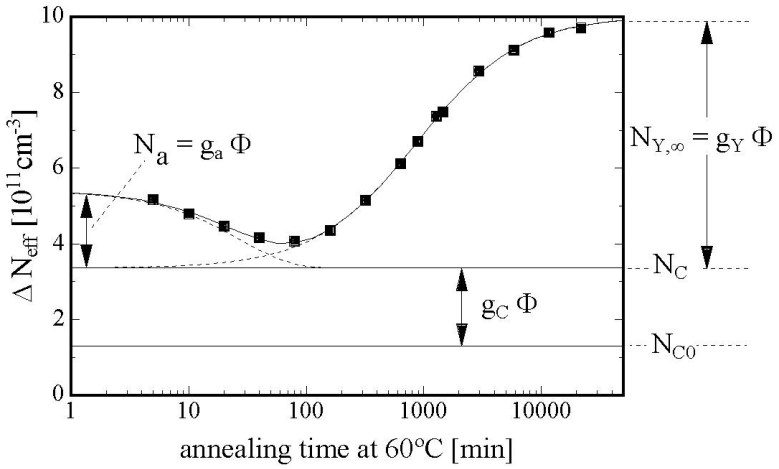


Figure 6.19: Comportement de la densité effective de dopant après irradiation

* $N_a(\Phi, t)$ représente la partie recuit bénéfique (annealing) à court terme. Elle rend compte au premier ordre la disparition des accepteurs créés proportionnellement à Φ pendant l'irradiation. Elle peut être paramétrisée par:

$$N_a(\Phi, t) = \Phi \sum_i g_{ai}\ e^{-\frac{t}{\tau_{ai}}} \tag{6.12}$$

L'ordre de grandeur des τ_{ai} est typiquement de 10 minutes à 2 jours à température normale.

* $N_C(\Phi)$ représente la partie de dommages stables. Elle peut être paramétrisée par:

$$N_C(\Phi) = N_{C,0}(e^{-c\Phi} - 1) + g_c\Phi \tag{6.13}$$

où le premier terme rend compte de la disparition des donneurs et le second terme de la création de défauts stables de type accepteur.

* $N_Y(\Phi, t)$ représente la partie anti-recuit (reverse annealing) qui va dans le sens d'augmenter la densité effective d'accepteurs à long terme. Elle peut être paramétrisée au premier ordre par:

$$N_Y(\Phi, t) = g_Y\ \Phi\ (1 - e^{-\frac{t}{\tau_Y}}) \tag{6.14}$$

τ_Y dépend fortement de la température:

Temp [°C]	< 0	20	60
τ_Y	$\gg 1$ an	350 jours	< 1 jour

De façon à se prémunir des effets adverses de l'anti-recuit (reverse annealing), il est impératif de faire fonctionner le silicum à basse température.

Le phénomène d'anti-recuit est un problème quant à l'utilisation de détecteurs irradiés sur de longues durées. Les périodes de maintenance où le détecteur n'est plus refroidi doivent être soigneusement contrôlées.

- Les effets de surface proviennent de l'apport de charges dans l'oxyde (SiO_2) et à l'interface SiO_2/Si par des rayonnements ionisants (γ, X, particules chargées). Dans le SiO_2, qui est un isolant, la mobilité des électrons est plusieurs ordeurs de grandeurs supérieure à celle des trous. Des paires électron/trou créés par ionisation, les électrons vont pouvoir diffuser en dehors de l'isolant et laisser derrière eux une accumulation de charges positives correspondant aux trous piégés dans l'isolant. L'accroissement de la charge d'oxyde et l'accumulation de charges à l'interface SiO_2/Si se fait jusqu'à atteindre une valeur de saturation qui se produit autour se 100KRad. La présence de ces charges va modifier le champ électrique au voisinage de la surface. Ces dommages de surface peuvent par exemple affecter la tension de déplétion, augmenter les courants de surface et augmenter la capacité inter-implants. Ces effets dépendent fortement de la géométrie de la pièce de silicium et de ses implants.

6.5.3 Fabrication

Les ingrédients pour fabriquer un module ("échelle" ou "secteur") sont:

- une ou deux pièces de silicium à micro-pistes
- un circuit hybride (HDI = High Density Interconnect) qui assure la lecture des micro-pistes et aussi la localisation du module ("échelle" ou "secteur") par rapport au support de Be actif des barillets ou à l'anneau de Be des disques
- pour les "échelles":
  - une pièce de Be machinée avec précision permettant de localiser l' "échelle" par rapport au support de Be passif du barillet
  - deux rails faits d'un laminat de mousse Rohacel et de fibres de carbone/bore destinés à être collés sur la surface des pièces de silicium de façon à les maintenir en place et à assurer la rigidité mécanique de l'assemblage.

6.5.3.1 Pièces de silicium à micro-pistes

Micron (Angleterre) est le fournisseur pour le silicium des barrillets (SS et DS sur galettes de 4 pouces et DSDM sur galettes de 6 pouces de diamètre) et Elma (Russie) est le fournisseur du silicium pour les disques H. Quant au silicium des disques F, à cause de problèmes de production encourus par Micron, nous avons été forcés de trouver un autre fournisseur pour compléter l'approvisionnement. Au bout du compte, 65% du silicium des disques F provient de Micron contre 35% pour Eurisys (France). Le contrôle de qualité du silicium a été effectué à l'aide de stations m̀icro-pointes, en partie à Fermilab, en partie dans des université collaborant à D0 (UC Riverside, Oklahoma University, Boston University) et en majeure partie directement à Micron, de façon à pouvoir rapidement corriger tout problème de production. Les critères d'acceptation du silicium de qualité "détecteur" sont donnés dans la table 6.6. Le compte des pièces de silicium acquises est donné dans la table 6.7. Les pièces de silicium de qualité A ont été utilisées dans la fabrication du SMT.

6.5.3.2 Chips de lecture (SVXIIe)

Les chips de lecture ont été conçus par LBL et FNAL [31]. Ils ont été produits en technologie durcie aux radiation de 1.2μm, mesurent $6.4x9.7\text{mm}^2$ et contiennent quelques 85000 transistors. Ils comportent 128 canaux de lecture de signaux dont le traitement se fait en parallèle. Ils acceptent des signaux de polarité positive ou négative, ce qui est une nécessité puisque nous lisons les signaux induits par les électros et les trous dans le cas des détecteurs double face. Chaque canal est pourvu d'un pipeline analogique de 32 capacités sur lesquels le signal peut être stocké avant digitisation. Chaque canal est équipé d'un convertisseur

	Qualité A	Nominal	Condition de test
Courant de fuite	$< 10\mu A$	aussi faible que possible	$V_{dépletion} + 20V$
CC problématique coté p	$< 2\%$	breakdown> 180V	100V, I< 2nA
CC problématique coté n (9-chipper)	$< 4\%$	breakdown> 180V	50V, I< 2nA
CC problématique coté n (autres)	$< 2\%$	breakdown> 180V	50V, I< 2nA
R polarisation	[1,10] MΩ	3MΩ	silicium polarisé
Uniformité R polar.	±25%	10%	silicon polarisé
R inter-piste	> 100MΩ	> 1GΩ	
CC	> 15pF/cm	20pF/cm	
$V_{dépletion}$	[20,60] V	35 V	
$V_{breakdown}$	> 100V	aussi haut que possible	$I_{breakdown} = 15\mu A$

Table 6.6: Critères d'acceptation du silicium de qualité "détecteur" (CC = capacité de couplage)

	nécessaire	acquises	qualité A	qualité B	qualité C
3-chippers (SS)	144	352	299		53
6-chippers (DSDM)	144	249	206	9	17
9-chippers (DS)	432	766	556	35	158
"secteurs" F	144	274	193	34	47
"secteurs" H	384	445	N/A	N/A	N/A

Table 6.7: silicium acquis par D0 pour la construction du SMT

analogique digital de type Wilkinson de 8 bits par canal. A des fins de calibration, chaque entrée de canal est équipée d'une capacité de test qui permet d'injecter, par l'intermédiaire d'une tension qui doit être fournie au chip, une charge connue dans le canal. Un dispositif de sparsification programmable permet de choisir entre 3 options de lecture: soit lire tous les canaux, soit ne lire que les canaux au dessus d'un certain seuil (ce seuil programmable mais est le même pour tous les canaux du chip), soit enfin lire les canaux au dessus d'un certain seuil plus leurs voisins immédiats.

Les chips ont été optimisés pour être connectées à des charges capacitives de 10 à 35pF. Le temps de montée des signaux est de l'ordre de 100ns, ce qui permet au chip de travailler avec un Tevatron en mode d'intéractions toutes les 396ns (run IIa) et même en mode d'intéractions toutes les 132ns. Le bruit équivalent électron est donné par:

$$ENC = 490\ e^- + 50\ e^-/pF \tag{6.15}$$

Le chip possède 4 modes d'opération. En opération normale, ils sont exéctués suivant la séquence: initialisation, puis une boucle (acquisition, digitisation, lecture). Les différents paramètres du chip (polarité des signaux, bande passante, niveau du piedestal, lecture de tous les canaux ou sparsification, seuil de sparsification ...) sont programmables. Pour l'initialisation, on charge dans un registre à décalage du chip une séquence de 190 bits contenant l'information correspondant aux paramètres programmables. Pendant l'acquisition, pour chaque canal, le signal d'entrée est intégré et stocké sur une des capacités du pipeline. La lecture se fait à 106MHz, en utilisant les 2 fronts d'une horloge à 53MHz.

A l'avant du chip (voir fig. 6.20), des pads disposés sur 2 rangées de 64 avec un pas effectif de 48μm permettent la connexion des 128 préamplis d'entrée du chip aux pistes d'une pièce de silicium par l'intermédiaire de fils de 25μm de diamètre soudés ultasoniquement (bonding). A l'arrière du chip, sont présents des pads qui sont connectés par bonding à l'hybride le lecture (bus de données/contrôle, alimentations, tension de calibration ...) ou à un autre chip (passage d'un signal jouant le rôle de jeton dans le cas où plusieurs chips sont chaînés sur un même hybride de lecture, partageant le même bus de données).

Le chip SVXIIe nécessite l'utilisation de 3 alimentations: V_{AVDD} pour polariser le substrat du chip, V_{AVDD2} comme tension de référence des préamplis d'éntrée et V_{DVDD} utilisé dans la partie digitale du chip. Le chip est très sensible à la valeur de ces tensions et pour fonctionner de façon correcte il faut que

$V_{AVDD} \simeq 5.2$V, $V_{AVDD2} \simeq 4$V, $V_{DVDD} \simeq 5.0$V. Si la condition nécessaire que $V_{AVDD2} - V_{DVDD} > 0.2$V n'est pas remplie, le piédestal des canaux du chip seront très instables. La puissance dissipée par canal est de l'ordre de 3-5mW suivant le mode d'opération du chip.

6.5.3.3 Hybrides de lecture (HDIs)

Ce sont des circuits flexibles à base Kapton avec des pistes de cuivre au pas de 0.2 mm (voir fig. 6.21). Ces circuits supportent les chips de lecture et les composants passifs qui sont nécessaires à leur bon fontionnement. Ces circuits comportent une cable Kapton/cuivre (de longueur variant entre quelques et une dizaine de cm suivant le type de HDI) qui permet de connecter l'électronique de lecture à des cables de 2 à 3 mètres de long dits de "basse masse", exécutés en technologie Kapton/cuivre par Allied Signal (USA). Ces cables "basse masse", utilisés pour minimiser la masse présente dans le volume du trajectographe, transportent les signaux en dehors de la région d'intéraction où des cables plus massifs peuvent alors être utilisés.

9 types de HDIs ont été produits: 2 par type d' "échelle" (les deux ne diffèrent que par la longueur de leur cable), 2 pour les secteurs de disques H (suivant que le HDI se trouve en contact ou non avec l'anneau de support en Beryllium du disque) et 1 seul type pour les secteurs de disques F.

Au départ nous n'avions qu'un seul fournisseur pour les circuits flexibles: LPC (USA). Du fait de pas mal de difficultés rencontrées dans la production de HDIs pour les 3-chippers et la volonté de LPC de ne pas continuer l'aventure de la physique des particules, nous avons été forcés d' élargir nos horizons. Au total, cinq autres compagnie ont été mises à contribution. Dyconex (Suisse) et Allied Signal, Compunetics, QPI et Speedy (USA).

Une fois les circuits flexibles testés pour conformité électrique (UC Irvine puis CSU Fresno), ils sont laminés à Fermilab sur des substrats de Beryllium qui assurent un rôle mécanique (de support et de positionnemet précis des "échelles" dans les barillets) mais aussi un rôle thermique (ils redirigent la chaleur dissipée par les chips de lecture vers le système de refroidissement des supports de Beryllium des barillets et des disques).

L'assemblage des composants sur les HDIs a été effectué en grande partie par Promex (USA). Une partie des HDIs pour les "secteurs" des disques F et H a aussi été assemblée par Silitronics (USA). La figure 6.22 montre l'exemple d'un HDI destiné à une "échelle" de type "9-chipper". Chaque HDI est aussi équipé d'une sonde de température de type PT-1000 thermiquement couplée au substrat de Beryllium.

Une fois assemblés les HDIs sont soumis à de caractérisation. Mesure du piédestal, du bruit et du gain de chacun des canaux des chips qu'ils contiennent. Le HDIs problématiques sont tentativement réparés. Les meilleurs HDIs sont ensuite utilisés pour fabriquer les modules ("échelle" de barillet ou "secteur" de disque suivant le type).

6.5.3.4 Fabrication d'une "échelle"

La figure 6.23 montre le détail de la fabrication d'une "échelle" double face. On peut y voir le HDI plié et collé autour de la pièce de silicium, les chips de lecture dont les preamplis d'entrée sont connectés aux pistes du silicium par un fil d'aluminium de 25μm de diamètre ultasoniquement soudé. Les rails de mousse Rohacel rigidifiés par laminage d'un amalgame de fibres de carbone et de bore servent à supporter les pièces de silicium et rigifier l'assemblage. La chaleur dissipée par les chips SVXIIe du dessous est canalisée par le substrat de Be du HDI vers le support du barillet en Be qui contient le système de refroidissement. Quant aux chips du haut, la chaleur qu'ils dissipent ext canalisée au travers du silicium vers le support en Be.

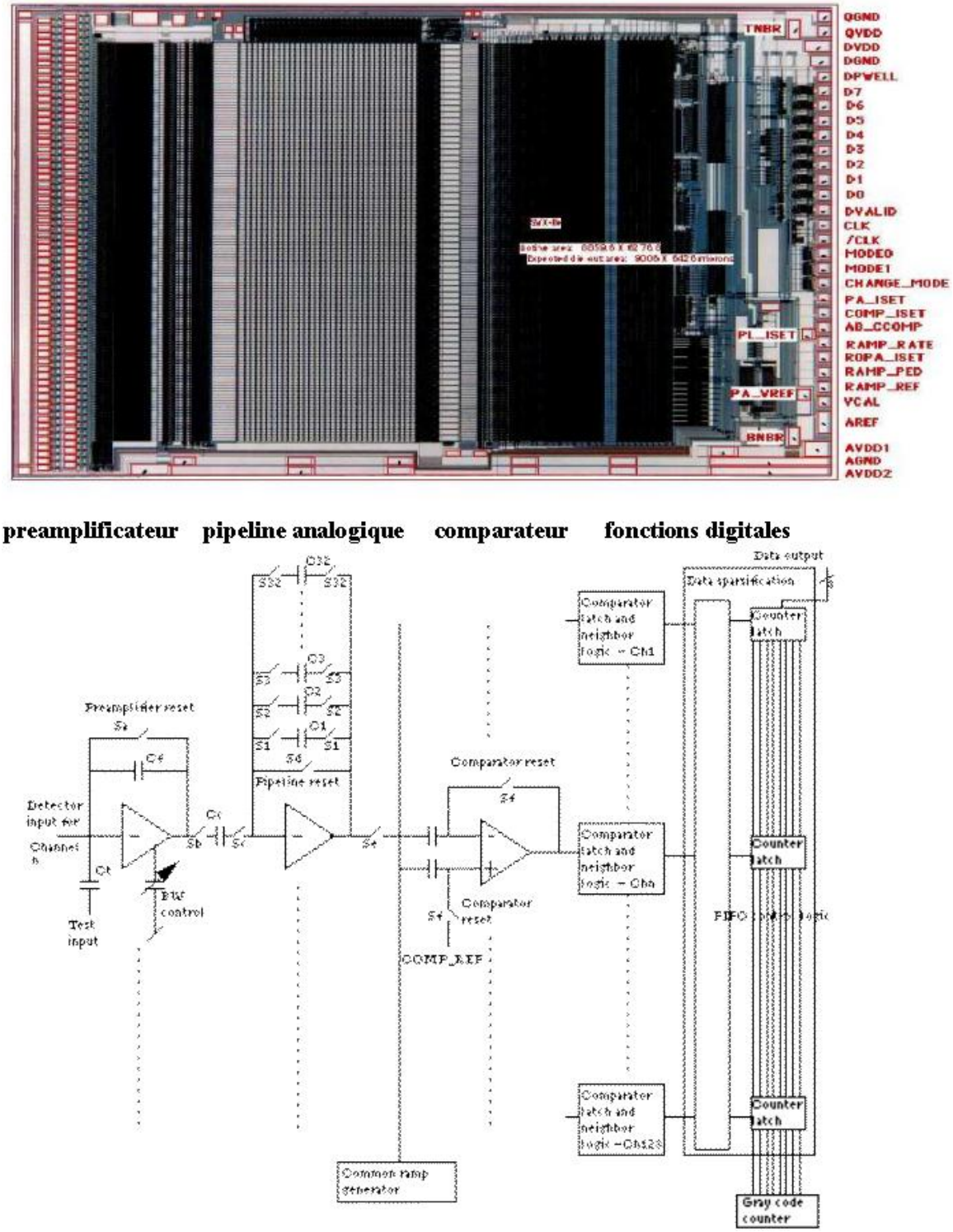


Figure 6.20: Détails du chip de lecture SVXIIe

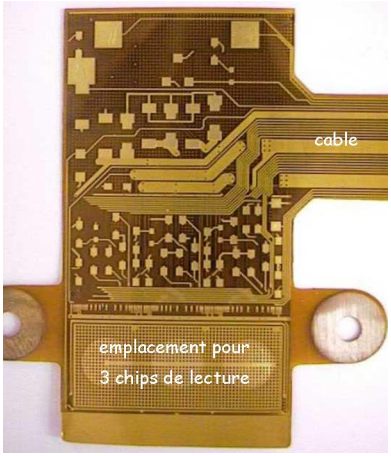


Figure 6.21: Circuit flexible Kapton/cuivre, base de l'hybride de lecture (HDI)

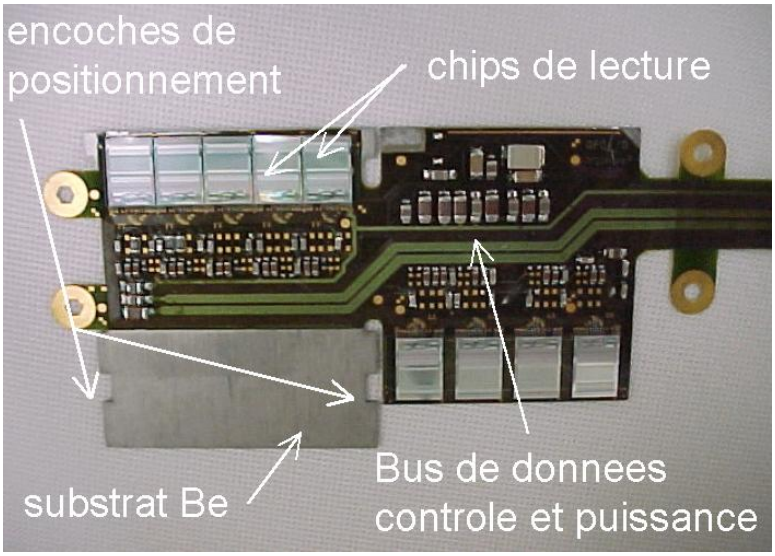


Figure 6.22: Hybride de lecture (HDI) destiné à être collé sur une "échelle" de type "9-chipper"

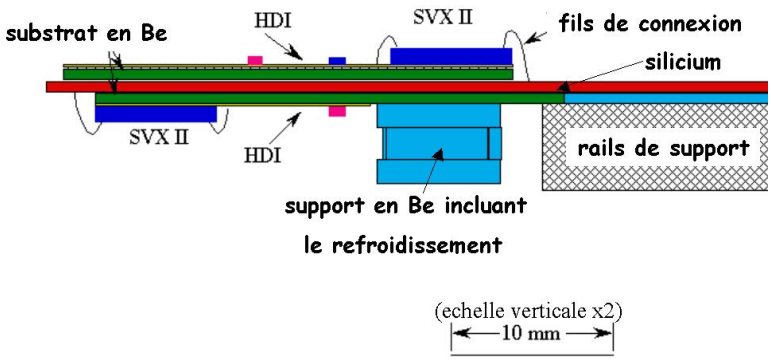


Figure 6.23: Détail de la partie lecture de l'assemblage d'une "échelle" de silicium

6.5.3.5 Production des modules

La figure 6.24 montre les instructions de bonding pour le coté p de l' "échelle": connexions silicium - silicium (moitié haute de la page) et connexions chips de lecture - silicium (bas de la page). Pour donner une idée de l'échelle de ces photo-montages, le pas des pistes sur le silicium est de 50μm. Au total, plus de 1.5 millions de connexions ont été faites. Le principe de la connexion est la soudure ultrasonore (wedge bonding) d'un fil d'aluminum de 25μm de diamètre. Cette opération est effectuée à l'aide d'une machine à bonding. 2 modèles de machines de la marque Kulicke et Soffa (USA) ont été utilisés en production:

- 3 machines plus anciennes, de type 1478. Ce sont des machines qui peuvent être utilisée en mode manuel, semi-automatique ou automatique, qui au maximum peuvent souder 1 fil par seconde. Les limitations de la précision de positionnement du plateau sous la tête de soudure, avec des erreurs qui ont tendance à être cumulatives, font qu'un maximum de 64 fils peuvent être soudé d'une traite.

- 2 machines plus récentes, de type 8090. Ces machines peuvent souder jusqu'à 5 fils par seconde et n'ont pas de limitation sur le nombre de fils qui peuvent être soudés en une seule traite du fait de leur bien meilleure précision de positionnement.

Les figures 6.25 et 6.26 montrent les différentes étapes de la construction d'une "échelle" de type 9-chip (DS - couble face 2° stéréo:

A Sur une machine à mesurer les coordonnées (CMM de type Zeiss-500), les 2 pièces de silicium sont placées côté-p visible sur une platine évacuée et sont alignées à 2μm près. Les pièces de silicium sont tenues en places par application du vide sur la platine. Sans briser le vide (celui-ci n'est pas électro-faible), on place la platine sur une machine à bonding, où l'on connecte les 2 pièces de silicium (voir haut de la fig. 6.24).

B Après le bonding vient létape du collage du HDI. La partie de lecture du côté-p est enduite de résine epoxy (Hexcel 5313K) puis est appliquée sur la surface de silicium de gauche. Une pièce de Beryllium est collée de la même manière sur la pièce de silicium de droite. Le HDI et la pièce de Be sont alignés avec précision par rapport au silicium et sont tenus en place par un système de poussoirs à ressorts. Il est critique que ces pièces soient bien alignées puiqu'elles vont servir à positionner l' "échelle" sur le barillet.

C Un poids où des encoches permettant de loger 2 rails de mousse Rohacel enduits de résine epoxy est positionné à l'aide d'une goupille de précision au dessus de la platine, pressant les rails, le HDI et la pièce de Beryllium sur les pièces de silicium.

D Après 12 heures de séchage de la résine epoxy à température ordinaire, le poids est enlevé.

E La platine est placée de nouveau sur une machine à bonding pour effectuer les connexions chips - silicium (voir bas de la fig. 6.24).

F Après bonding, on transfère sur une deuxième platine évacuée l' "échelle" de silicium qui a maintenant son côté-n visible.

G La partie de lecture du côté-n du HDI est enduit de résine epoxy, est repliée sur la pièce de silicium et est positionnée à l'aide de 2 goupilles de précisions. Un poids est appliqué pendant le séchage de la résine. 12 heures plus tard, le poids est enlevé.

Le bonding du côté-n est effectué (silicium-silicium et chips-silicium). L' "échelle" est ensuite mesurée avec précision. Elle est alors prête à être testée.

La figure 6.27 présente, respectivement de haut en bas, le côté-n d'un secteur de disque F, le côté-p du même secteur une fois retourné et dans la photo du bas 1 face d'un un secteur de disque H.

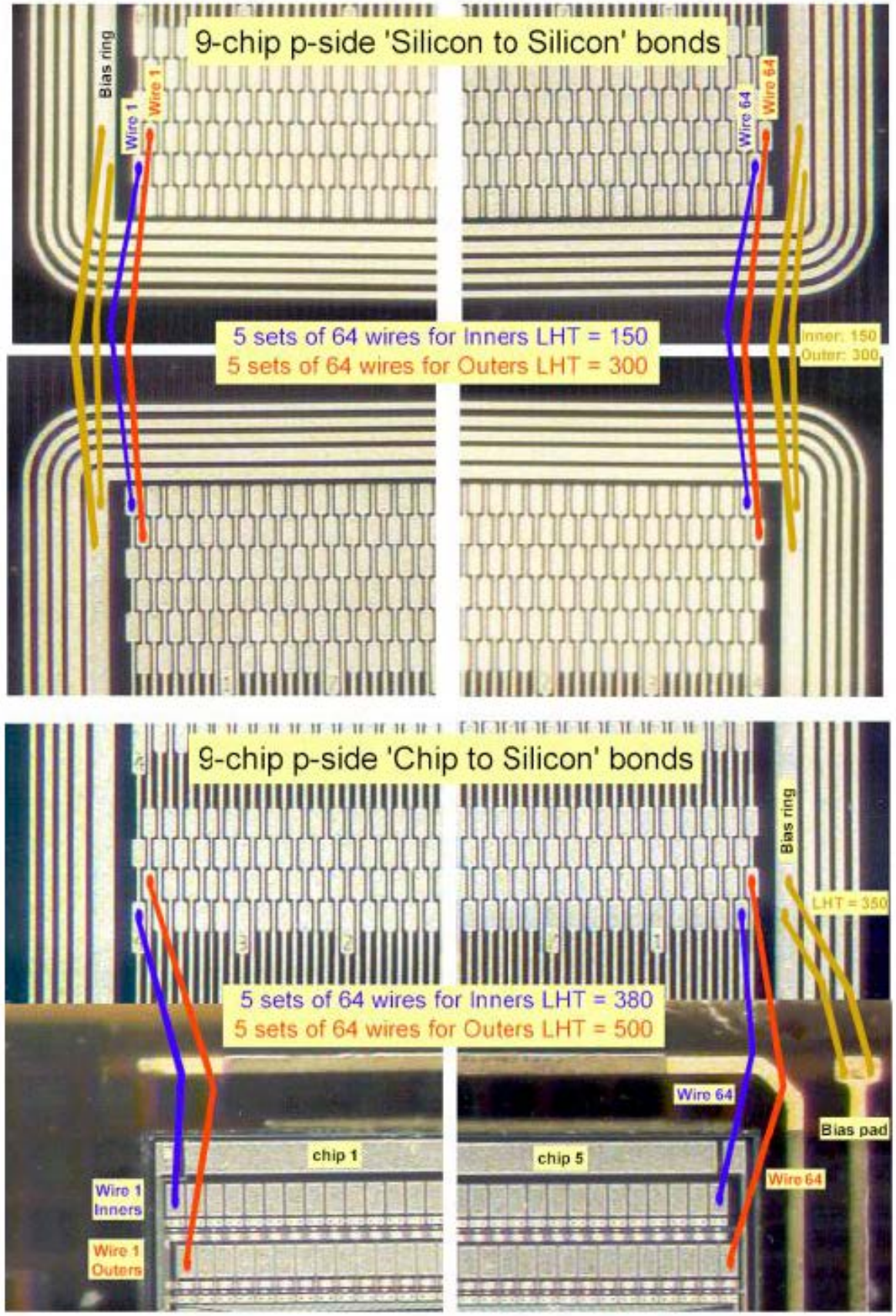


Figure 6.24: Instructions pour le bonding dee "échelles" à 9-chips

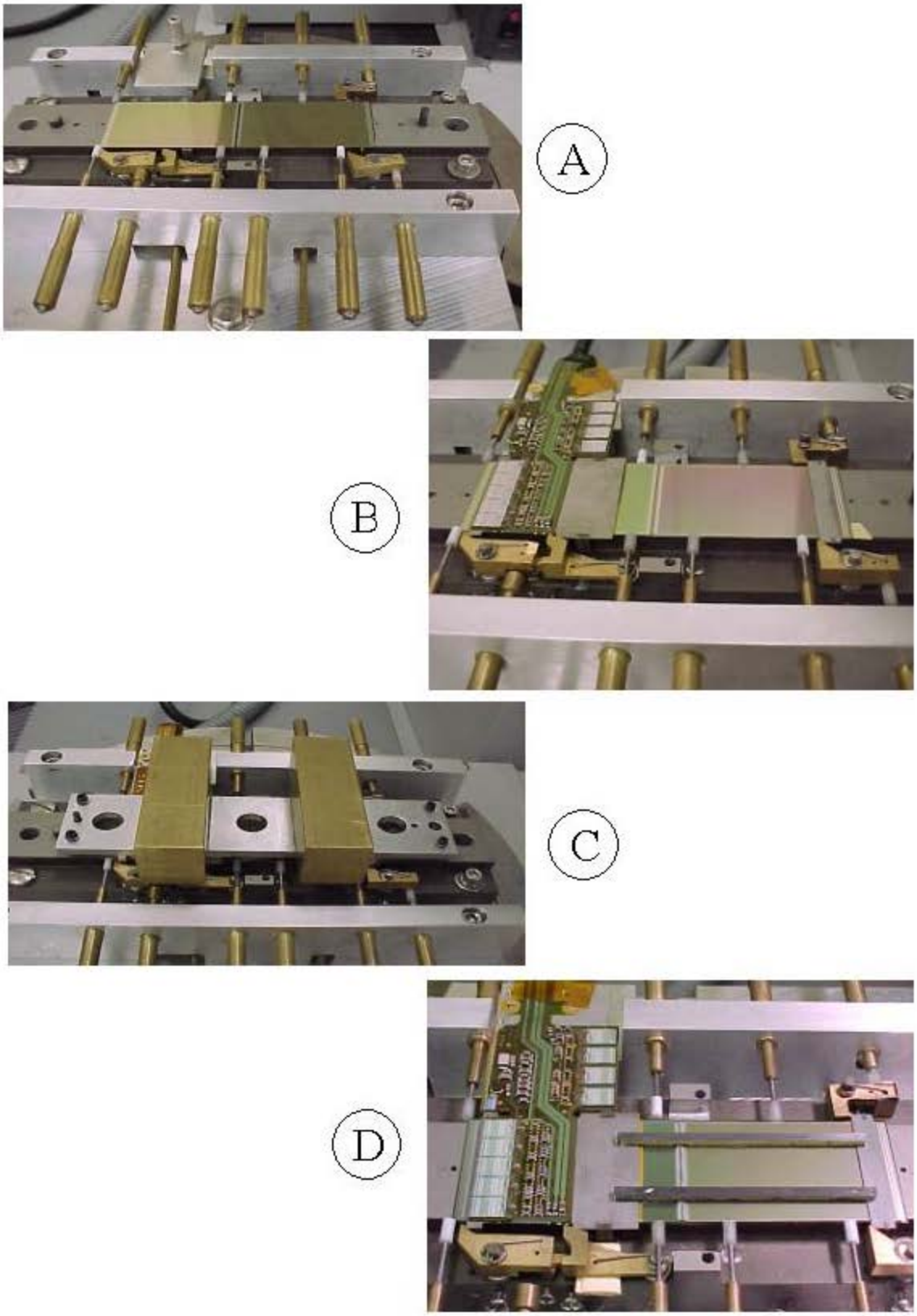
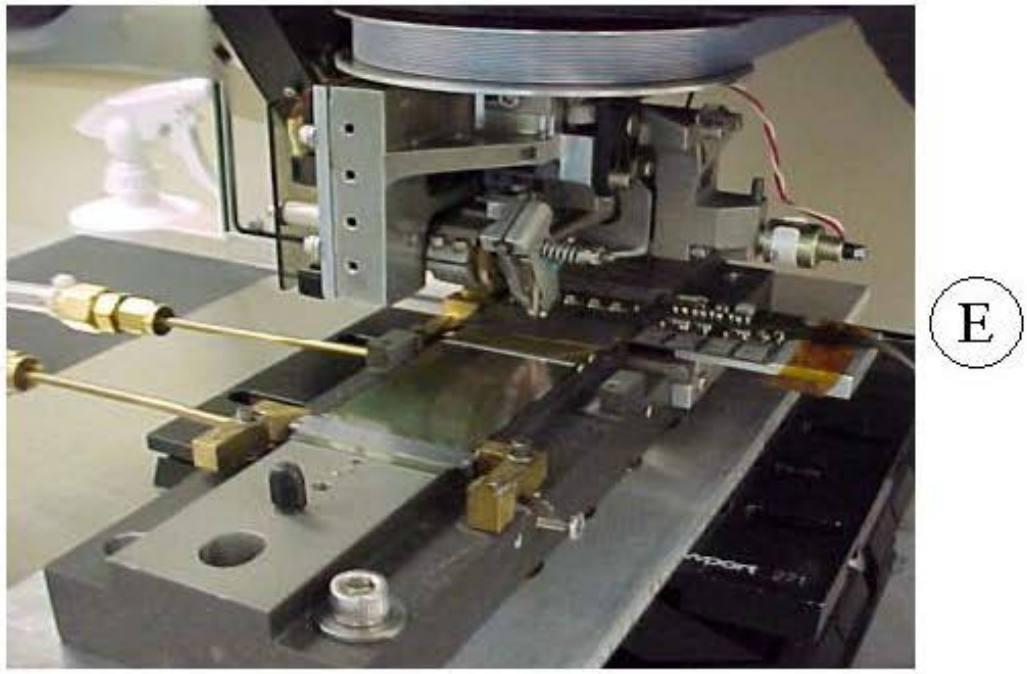


Figure 6.25: Etapes de l'assemblage d'une "échelle" de type 9-chip (double face 2° stéréo)



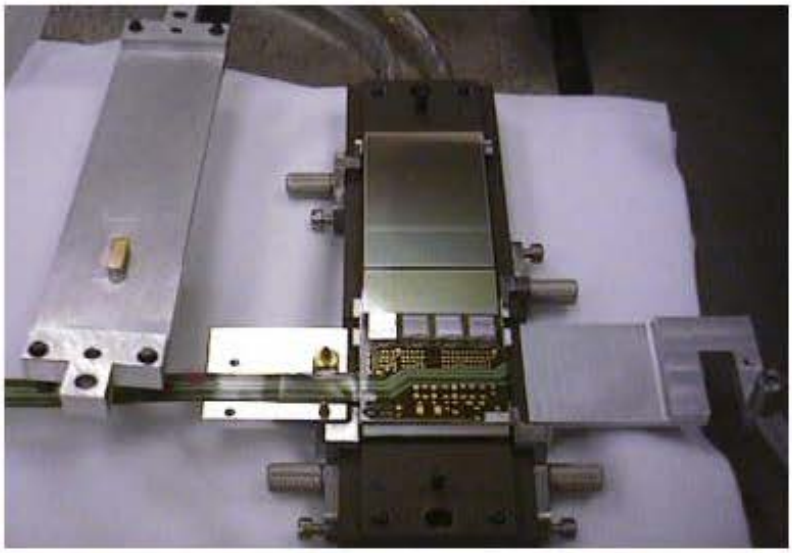


Figure 6.26: Suite des étapes de l'assemblage d'une "échelle" de type 9-chip (double face 2° stéréo)

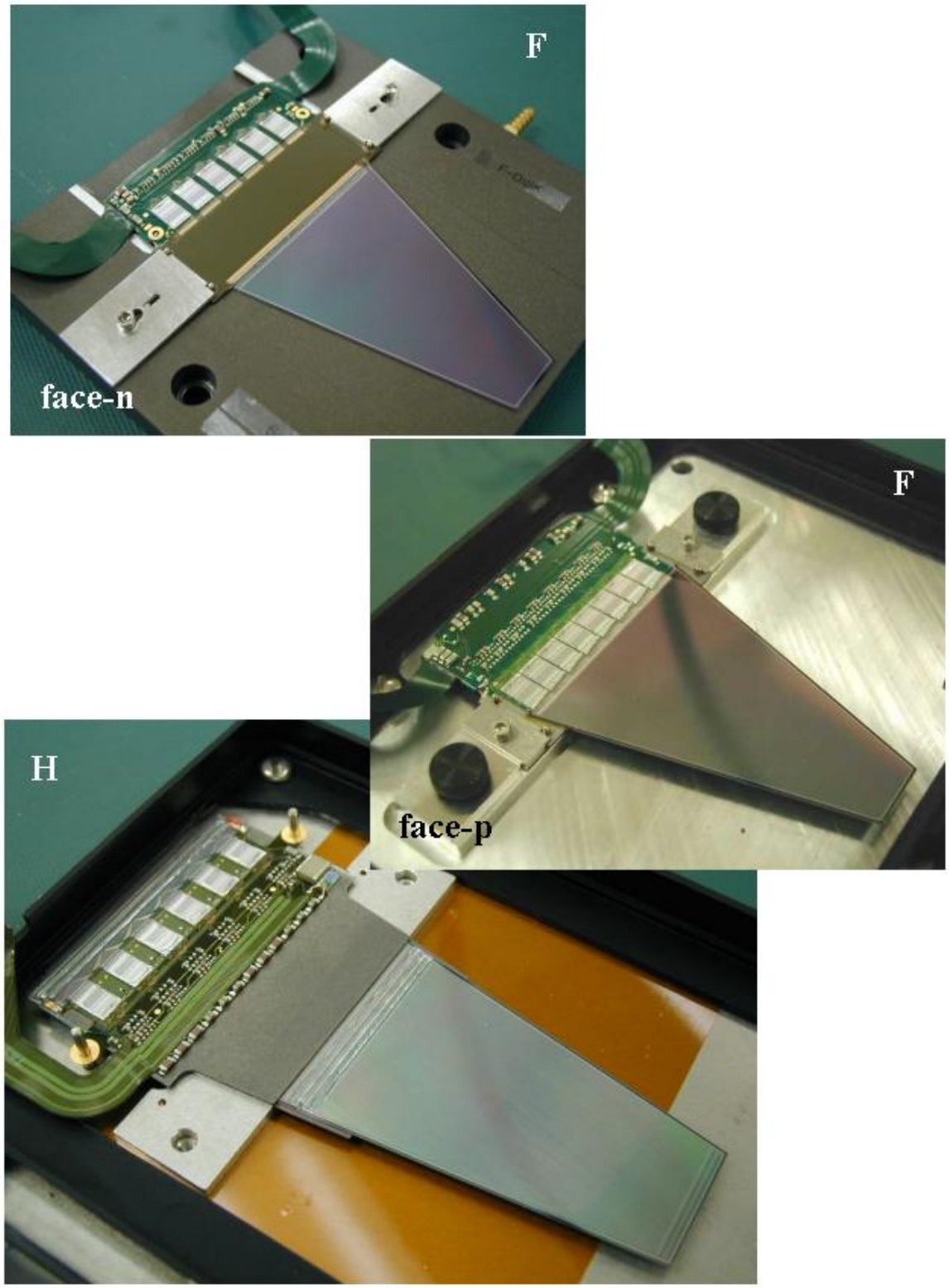


Figure 6.27: Secteurs de disque F (haut) et de disque H (bas) assemblés

6.5.3.6 Test des modules

Le test des modules se fait en plusieurs étapes qui peuvent être réitérées si nécessaire:

A Deboggage:

- si problèmes (mauvais canaux, problèmes avec HDI, chips, mise à la masse du Beryllium du HDI ...), tentative de réparation
- si réparation couronnée de succès aller en B sinon passer au mosule suivant

B Test de fonctionnalité:

- test d'initialisation et de lecture des chips
- détermination des caractéristiques de courant et de tension du silicium
- mesure de la tension négative maximum V_{-max} applicable (effets de micro-décharges)
- si problème(s) aller en A

C Rodâge:

- test de lecture des chips, pendant 72 heures, avec silicium polarisé et refroidi à 0°C. Suivi des courant d'alimentation des chips et du courant de fuite du silicium
- détermination des piédestaux, du bruit et du gain des canaux de lecture
- vérification du bon fonctionnement de la sparsification
- si problème(s) aller en A

D Test laser

- scan du silicium à l'aide d'un faisceau laser
- détermination des tensions d'opération du module
- identification des canaux morts et bruyant
- si problème(s) aller en A

La figure 6.28 montre le comportement du courant de fuite d'un module double face en fonction de la tension de polarisation appliquée (voir aussi fig. 6.16). Dans le cas où l'on fait varier la tension négative du côté-p, on voit nettement un comportement de "breakdown" autour de -30V. Le comportement est tout à fait différent si l'on polarise le côté-n. Ce phénomène peut être expliqué par la présence de micro-décharges [32].

Dans des pièces de silicium à micro-pistes, le champ électriques est fort près des jonctions de diodes. Le champ électrique s'accroit encore plus en présence d'un plan de masse (piste d'aluminium que l'on connecte à l'électronique de lecture) à proximité de la jonction et dont l'alignement avec l'implant de la diode n'est pas parfait. Quand le champ électrique devient supérieur à la valeur critique nécessaire à la création de paires électron-trou dans le silicium, il va se produire une avalanche qui se manifeste par une augmentation du courant de duite et une augmentation du bruit sur les pistes concernées.

Ce phénomène se manifeste essentiellement pour le silicium manufacturé par Micron. Ceci nous oblige à limiter la tension négative qui peut être aplliquée du côté-p d'une pièce de silicium double face.

La figure 6.29 montre l'effet du faisceau laser sur une "échelle" simple face à 3 chips (3x128 canaux). A l'aide d'une table motorisée, l' "échelle" est déplacée sous le faisceau laser de façon à ce que toutes les pistes aient une chance d'être illuminées. Le faisceau laser est ici placé à peu près au mileu du troisième chip de lecture. On peut remarquer un canal qui ne semble pas repondre à la lumière. Il est comptabilisé en tant que canal mort pour ce module.

La figure 6.30 donne pour les différents types de modules, l'evolution de la production au cours du temps. Elle a duré de l'ordre de 20 mois pour produire les 768+ HDIs et les 672+ modules nécessaires à l'assemblage des disques et barillets du SMT.

La figure 6.31 donne les distributions de V_{-max} pour les différent types de modules double face. La figure fig:vop montre les distributions des tension d'opération ($V_{op} = V_{+} - V_{-}$) et la figure 6.33 les distributions des pourcentages de canaux morts des différent types de modules.

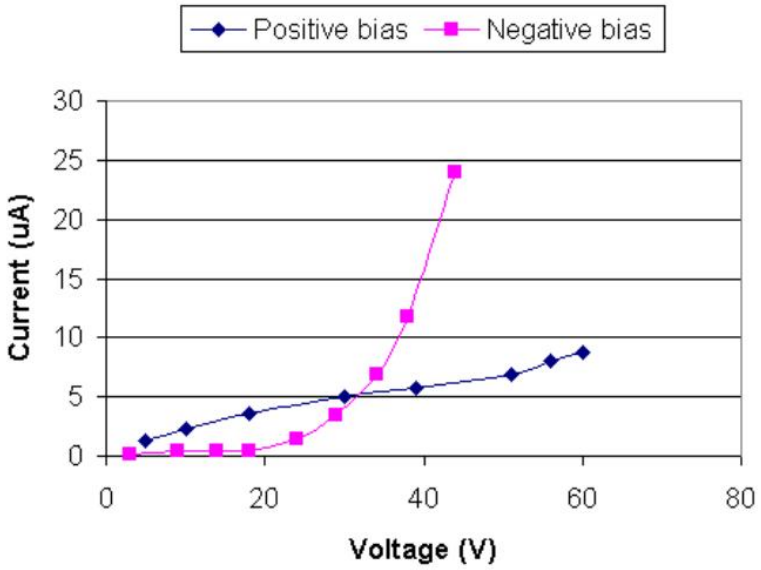


Figure 6.28: Exemple de courbe courant-tension de polarisation

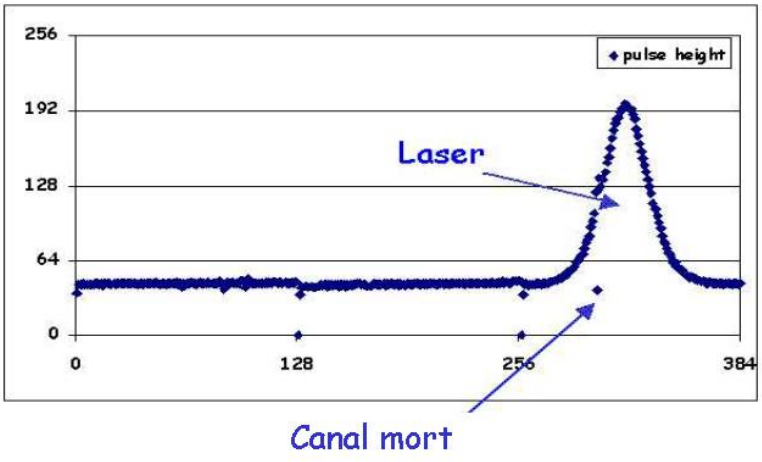


Figure 6.29: Test de la réponse d'une "échelle" avec une source laser

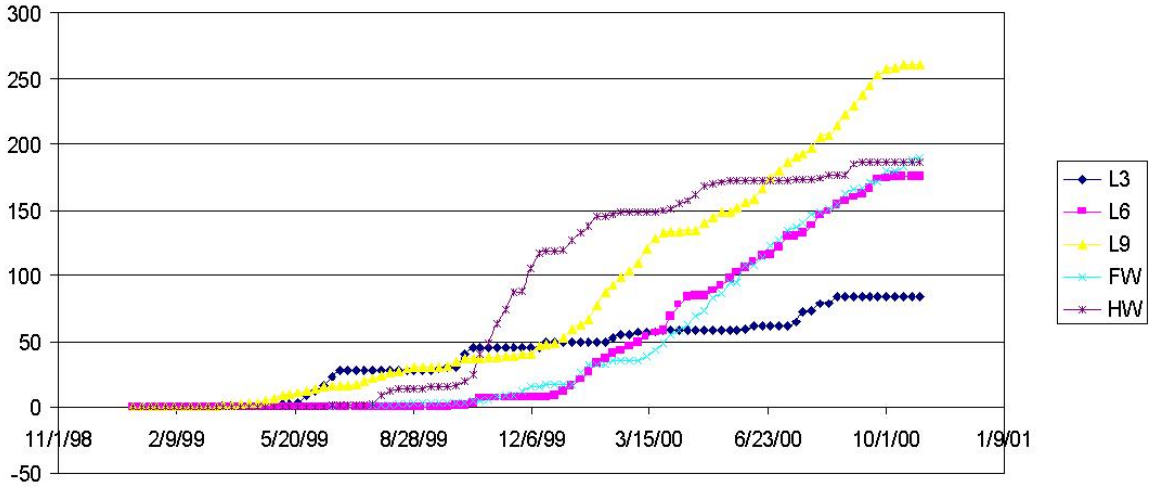


Figure 6.30: Profil de la production au cours du temps

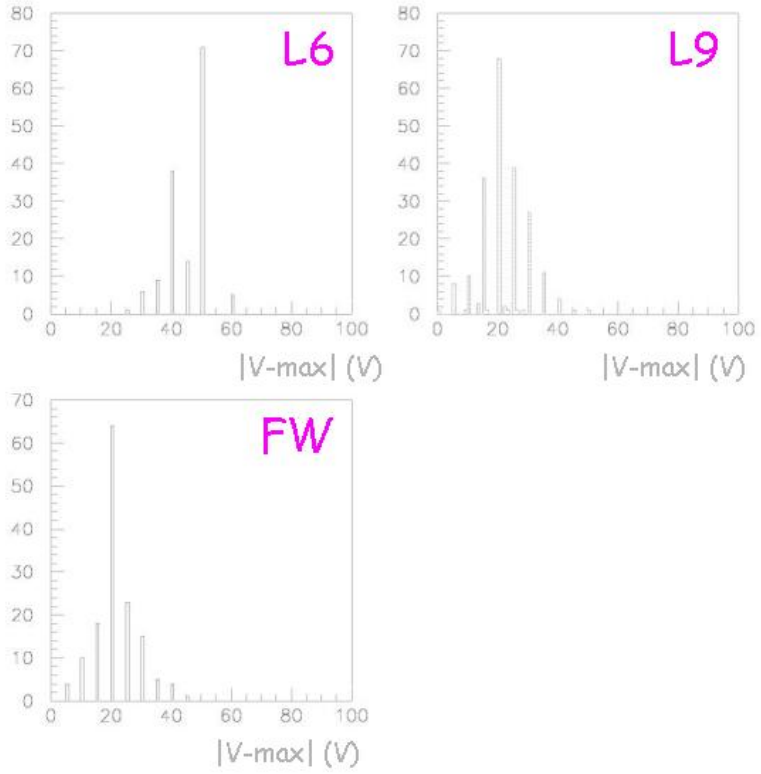


Figure 6.31: Distribution de la tension négative maximum pour différents types de modules

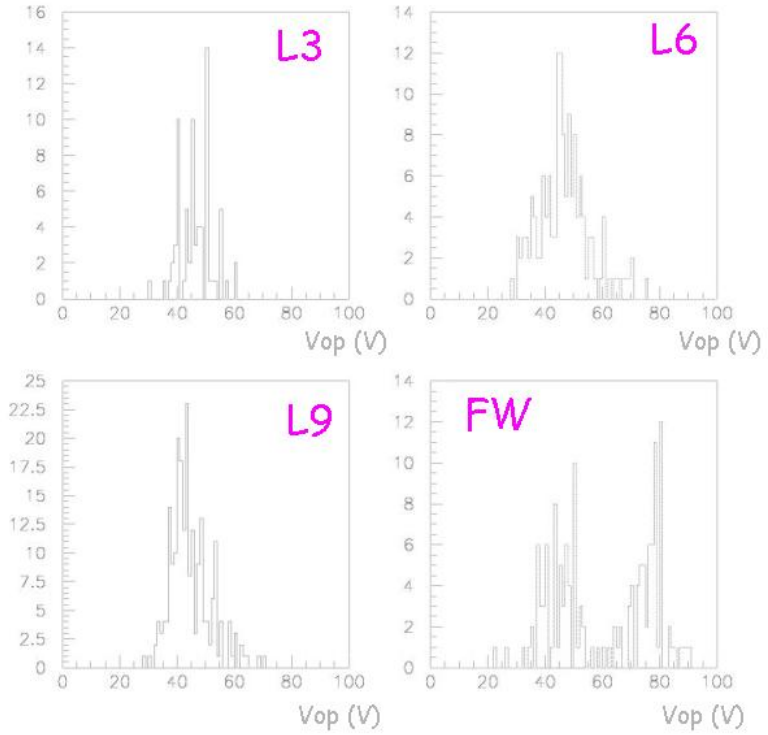


Figure 6.32: Distribution de la tension nominale d'opération ($V_d + 15$V) pour différents types de modules

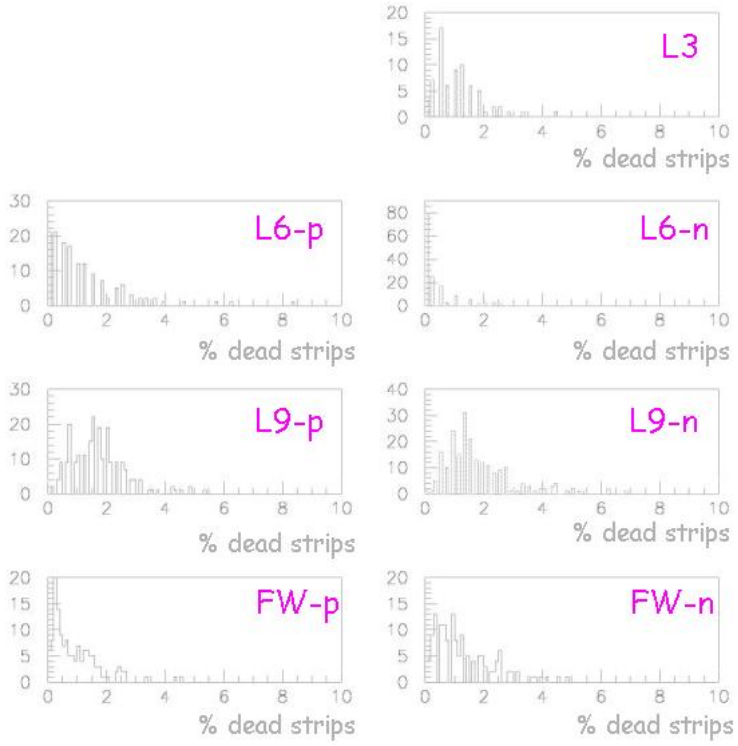


Figure 6.33: Distribution de la proportion de canaux morts pour différents type de modules

6.5.3.7 Assemblage des barillets et des disques

La figure 6.34 montre quelques étapes dans l'assemblage d'un barillet. Les supports de Beryllium (1 actif et 1 passif) sont placés dans une platine tournante qui les tient alignés l'un par rapportà l'autre. Les "échelles" sont installées une par une, couche par couche, en commençant par la couche la plus interne. L'installation se fait à l'aide d'un outil qui permet des translations suivant les 3 axes et une rotation autour du grand axe de l' "échelle" (fig. 6.34-A). Celle-ci est alors poussée en place contre un des plots précisément machiné des supports (fig. 6.34-B) et fixée par des goupilles (fig. 6.34-C). La position de l' "échelle" par rapport aux supports est ensuite mesurée avec précision (fig. 6.34-D). Enfin, l' "échelle" est testée électriquement pour vérifier qu'elle à supporté l'installation.

Les distributions de 3 paramètres liés à la précision de la construction mécanique des barillets sont données en figure 6.35. Du point de vue du système de déclenchement sur des traces à grand paramètre d'impact, les quantités pertinentes à prendre en compte sont les déviations standard des distributions. Les rotations dans le plan des "échelles" (Δ) peuvent être ajustées à une gaussienne de $\sigma = 10\mu$m, ce qui corrspond à une erreur sur la position de traces de 3μm. Les rotations suivant le petit axe des "échelles" (δ) ont un σ de 48μm correspondant à une erreur sur la position des traces de 3μm. Les rotations suivant le grand axe des "échelles" (γ) ont un σ de 48μm correspondant à une erreur sur la position des traces de 2μm.

La figure 6.36-A montre un disque F assemblé dont on est entrain de mesurer l'alignement. Les secteurs sont montés alternativement dessus et dessous l'anneau de Beryllium de support et de refroidissement.

La figure 6.36-B montre un disque H assemblé et monté dans son cylindre de support en fibres de carbone dans sa boite de transport juste avant d'être expédié à D0. 4 disques de ce type ont été produits.

La figure 6.37 montre l'opération de couplage d'un disque F et d'un barillet (haut) et l'assemblage de 3 disques F finaux (bas). 3 assemblages barillet/disque-F et 1 assemblage de 3 disques F sont installés avec précision dans un cylindre en fibre de carbone (voir fig. 6.38-haut). Le cylindre est ensuite fermé et scélé et les cables des HDIs des "échelles" et "secteurs" sont connectés au cables de "basse masse" (voir fig. 6.38-bas). Deux cylindres de ce type ont été produits.

6.5.4 Installation

Quelques étape de l'installation du SMT à l'intérieur du détecteur de D0 sont résumées dans la figure 6.39. Insertion d'un cylindre contenant barillets et disques F à l'intérieur du trajectographe à fibres scintillantes (A). Mise en place de 2 disques H (B); on peut voir comment les cables de "basse masse" rayonnent sur la face du calorimètre central. Mise en place (C) du tube à vide et connexion, sur la face du calorimètre central, des cables de "basse masse" à des cables 80 conducteurs par l'intermédiare de cartes de transition (adaptor cards). Les cables 80 conducteurs sortent de l'espace inter-cryostats et sont connectés à des chassis de cartes d'interface. L'électronique du SMT est répartie en 4 quadrants (NE, NW, SE, SW). On peut voir sur la photo (D) l'électronique du quadrant SW: 2 chassis de cartes d'interface (en bas), leurs blocs d'alimentations (au centre) et au dessus des alimentations, les paneaux de fusibles qui leur sont associés.

L'installation des 2 cylindres du SMT s'est terminée le 20 décembre 2000. Les 4 disques H étaient tous installés au 6 février 2001. Le cablage (plus de 15000 connexions) et l'installation de l'électronique étaient complètement finis en mai 2001.

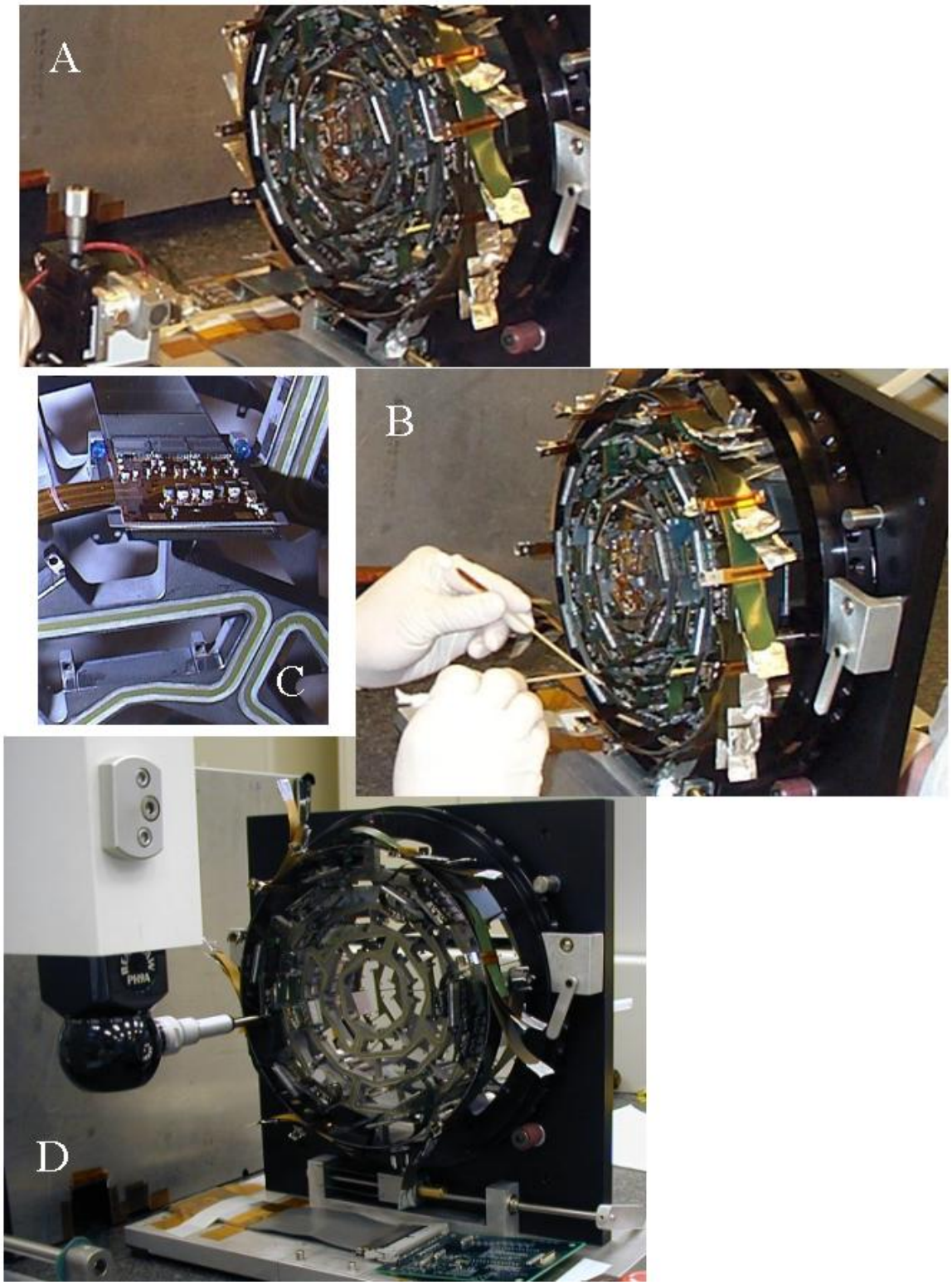


Figure 6.34: Assemblage d'un barrillet

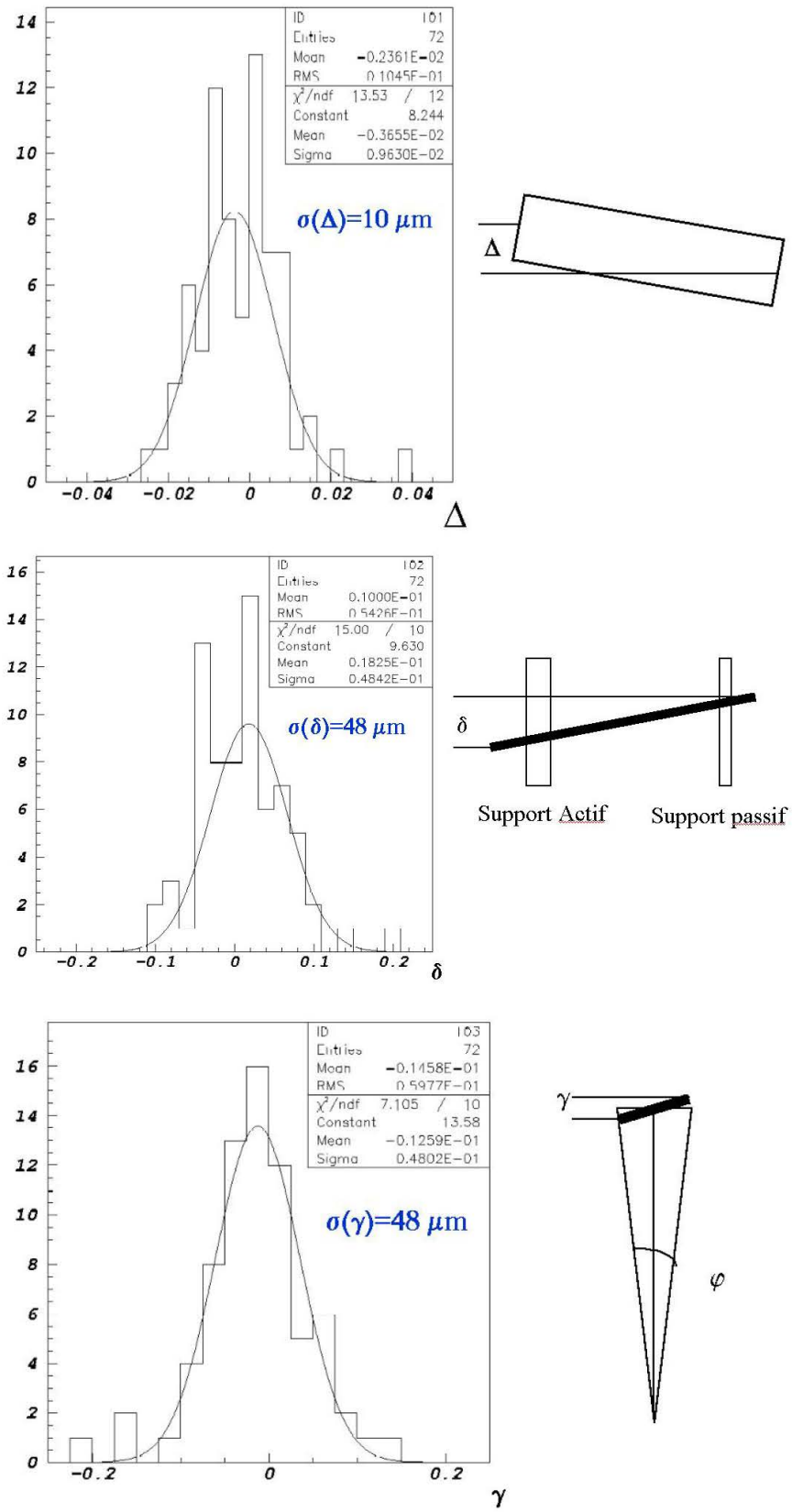


Figure 6.35: Mesure d'alignement d'un barrillet

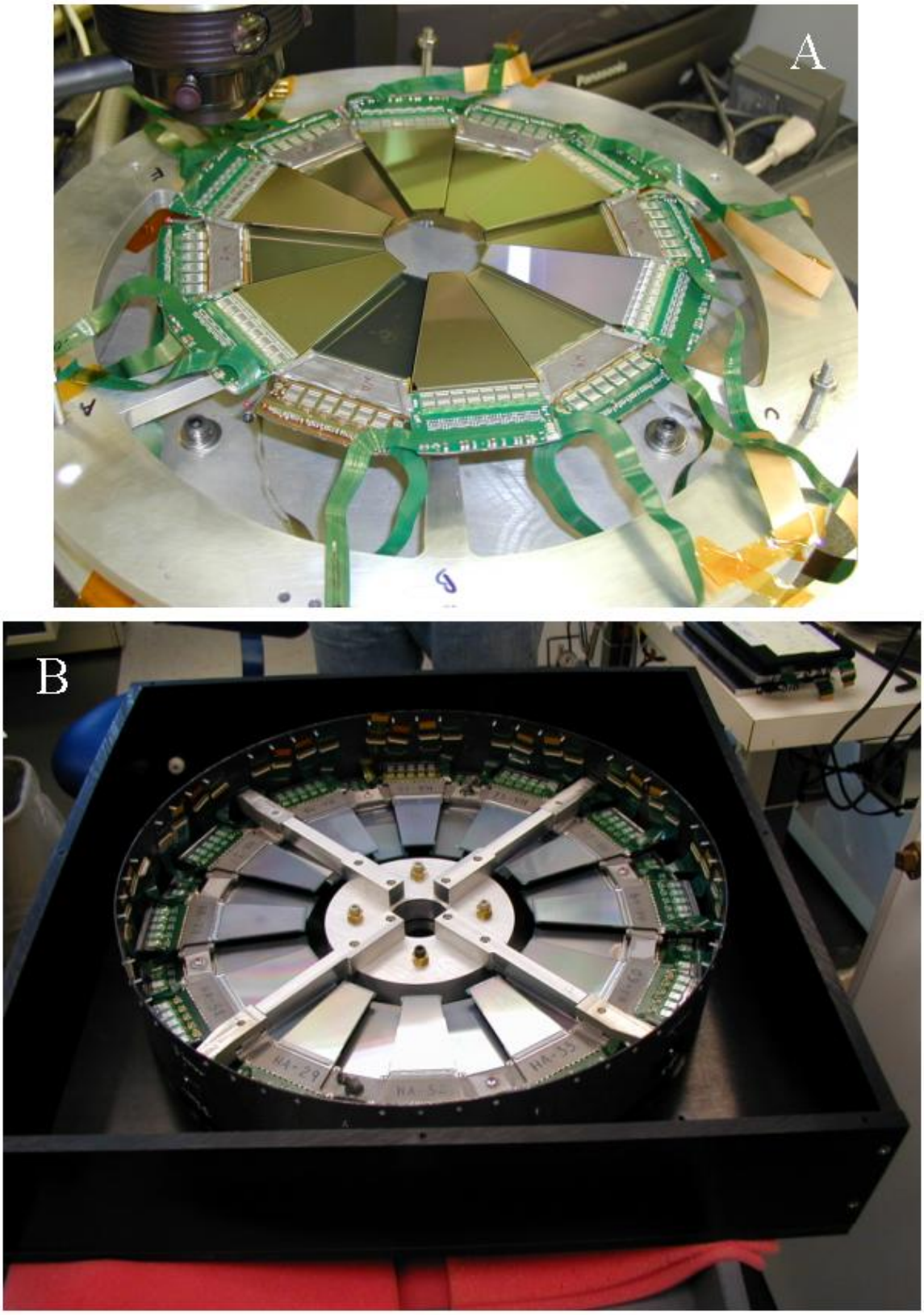


Figure 6.36: Un disque F (haut) et un disque H (bas) assemblés

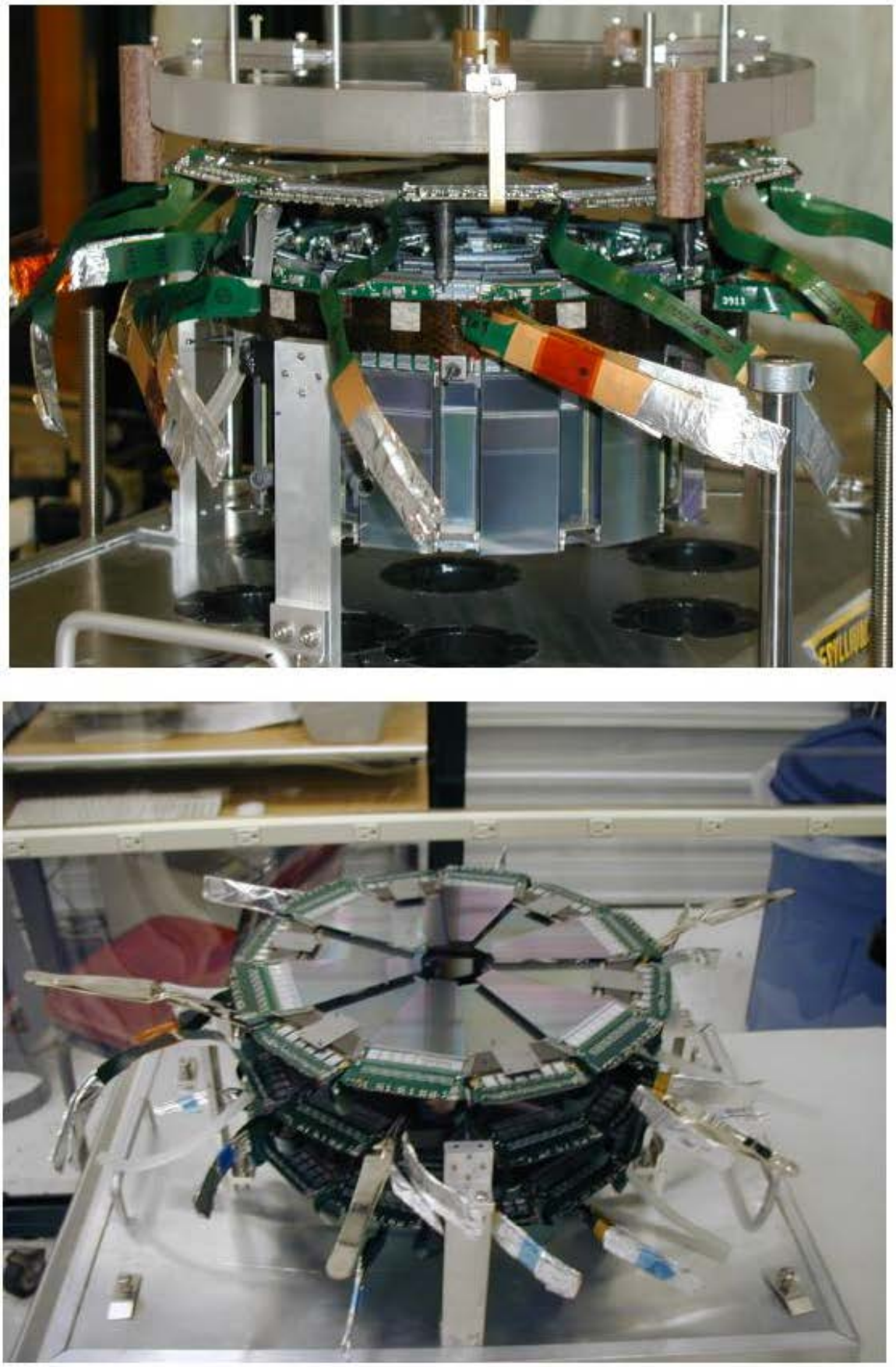


Figure 6.37: Couplage d'un disque F avec un barrillet (haut) et de 3 disques F (bas)

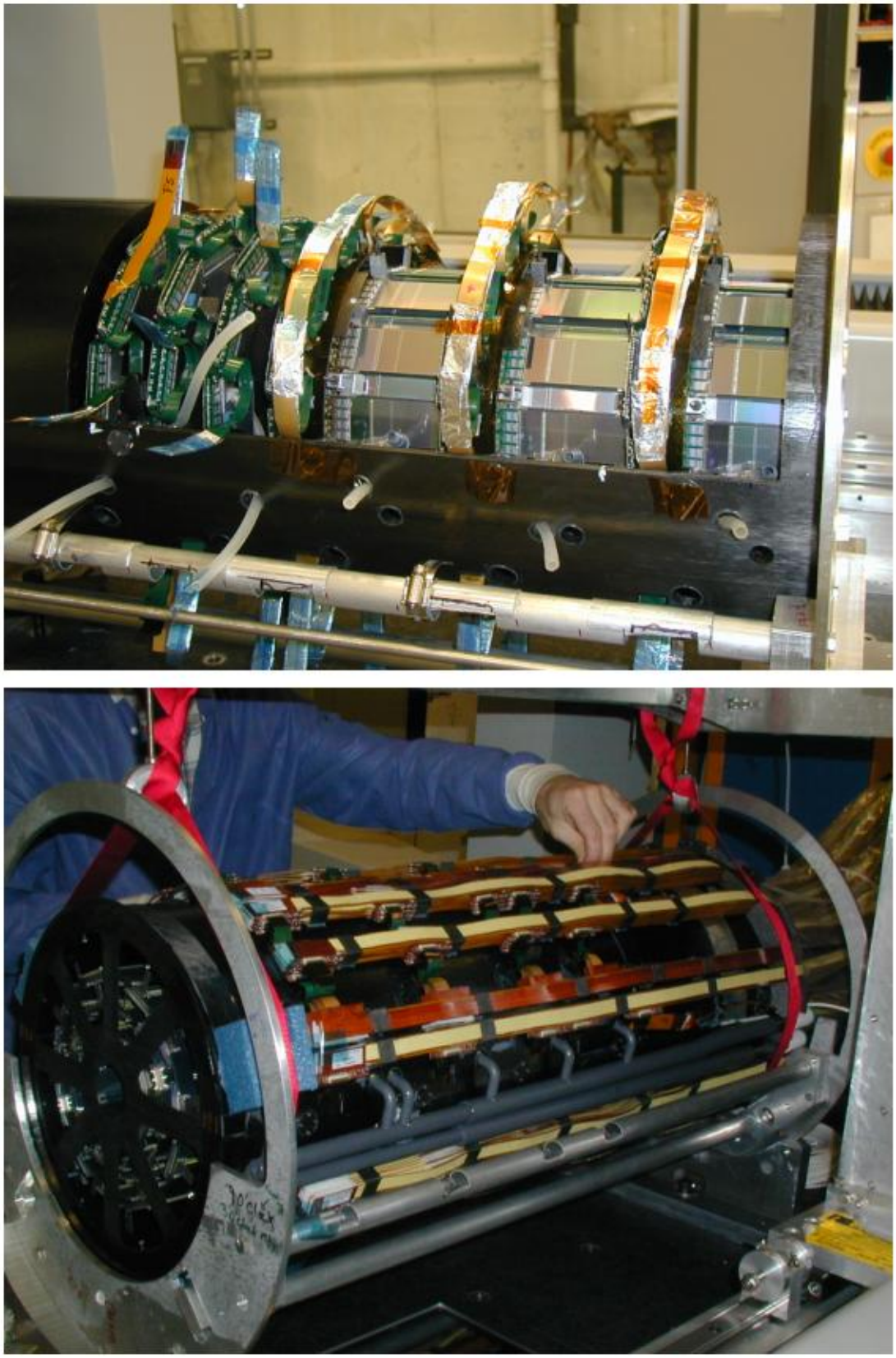


Figure 6.38: 3 assemblages barillet/disque-F et 1 assemblage de 3 disques F dans leur cylindre de carbone de support (haut). Cylindre scélé et HDIs connectés aux cables de "basse masse" (bas)

Figure 6.39: Etape de l'installation de la moitié du SMT

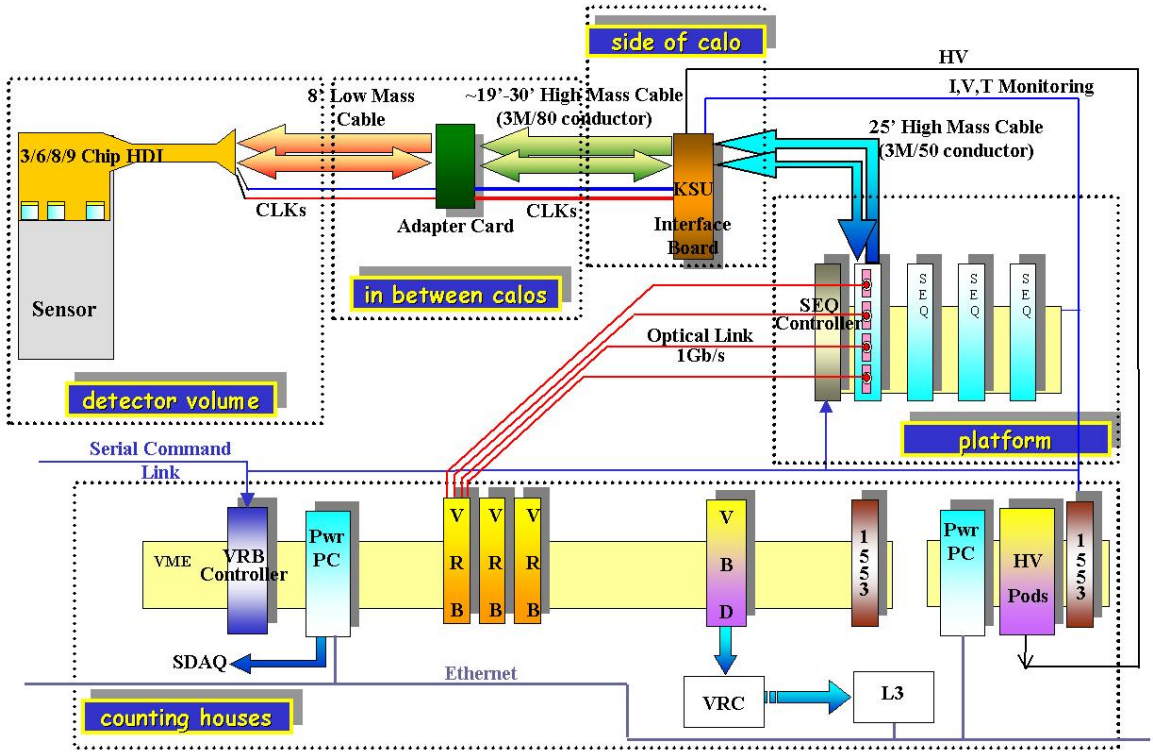


Figure 6.40: Electronique du SMT

6.5.5 Utilisation et mise au point

6.5.5.1 Electronique et flot de données

Un schéma synoptique de lélectronique du SMT est donné en figure 6.40. Les composantes principales de l'électronique nécessaire au fonctionnement du SMT sont:

- les cartes d'interfaces: elles sont au nombre de 144 et sont situées dans 8 chassis installés juste à l'extérieur du calorimètre central (voir fig. 6.39-D). Elles regénèrent les signaux de données et de contrôle des chips de lecture des modules, distribuent les alimentations (AVDD, AVDD2, DVDD) au chips et permettent le suivi de la valeur de leurs tensions et courants. Elles permettent aussi de mettre en forme et digitiser les signaux des sondes de températures équipant chaque HDI. Elles servent aussi de distributeur des tensions de polarisation du silicium des modules.

- les séquenceurs: il y a 120 cartes au total, chaque carte pouvant accomoder 8 HDIs, disposées en 6 chassis. Ces cartes sont le système nerveux central et le coeur des chips de lecture. Elles sont situées dans le hall de collision, sous le détecteur D0. Des chips Altera permettent de les programmer pour envoyer les horloges et les signaux de contrôle nécessaires pour faire passer les chips dans les différents modes de fonctionnement (initialisation, acquisition, digitisation et lecture). Lors de la lecture des chips, après l'émission d'une acceptation de déclenchement de niveau 1, ils récupèrent les données dans une FIFO et les transfèrent après conversion sur des liaisons optiques 1 GHz aux VRBs.

- les VRBs (mémoire tampon VME de lecture): il y a 120 cartes au total, chaque carte pouvant accomoder 8 HDIs. Elles sont disposées en 12 chassis situés dans une salle de comptage extérieure au hall de collision. Elles permettent de mémoriser les données provenat de la lecture des HDIs des modules au rythme de acceptations de déclenchement de niveau 1 (5 à 10 kHz correspondant à 50 Mb/s/canal). Les données sont extraites de ces mémoires et envoyées à la ferme de déclenchement de niveau 3 au rythme des acceptations de déclenchement de niveau 2 (~ 1 kHz).

6.5.5.2 Commissionnement

Le SMT était complètement connecté et sous tension dès la fin mai 2001. Le refroidissement des modules est assuré par la circulation d'un mélange 70% eau - 30% glycol dans les supports actifs en Beryllium des barillets et les anneaux de support en Beryllium des disques. Le système fonctionne avec le liquide de refroidissement à une température de -10°C. Ceci induit des températures entre -5°C (pour les modules à 3 chips de lecture) et 0°C (pour les autres) telles que lues sur les sondes des HDIs des modules.

Les problèmes auquels nous avons été confrontés durant la période de commisonnement étaient essentiellement lié au mauvais fonctionnement d'alimentation de basse tension ou à leur distribution (fusibles résistifs pour les basses tensions et courants de fuites dans les boites de distribution de hautes tensions). Dans des conditions de fonctionnement stable: 95% des canaux des barillets, 96% des disques F et 87% des disques H sont opérationnels.

6.5.5.3 Questions d'irradiation

Comme nous l'avons vu dans la section 6.5.2.2, l'irradiation du silicium change ses propriétes, en général pas pour le meilleur. La figure 6.41 montre en fonction de la distance au faisceau, la fluence par unité de luminosité intégrée à laquelle on s'attend pour le run II, suivant différents modèles.

La figure 6.42 montre le comportement du bruit de grenaille (shot noise), exprimé en nombre d'électrons équivalents (ENC), engendré par le courant de fuite des jonctions du silicium des modules en fonction de la luminosité intégrée et pour différentes températures de fonctionnement. Pout $T = 10°$C et $L = 4fb^{-1}$, la contribution du bruit de grenaille n'est que d'environ 1700 électrons à comparer au 25000 électrons du signal. Même si l'efficacité de collection est un peu affectée, le bruit de grenaille ne devrait pas être un facteur limitatif pour le run IIa.

L'inversion de type du silicium va se produire pour une fluence de l'ordre de 4 10^{12}cm^{-2} (voir section 6.5.2.2). Pour les "échelles" de la première couche des barillets, situées à 2.7cm du faisceau, ceci correspond à des luminosités intégrées de 0.4 à 1.3 fb^{-1}, selon le modèle utilisé. Dans le cas du modèle étiqueté Ellison [33], qui est un des plus pessimistes, la limitation de la durée de vie de la première couche des barillets va provenir du fait que la tension de déplétion pourrait atteindre la centaine de volts pour une lumnositée intégrée d'environ $3.5fb^{-1}$ (voir fig. 6.43).

Etant donné que nous somme limité sur la tension négative qui peut être appliquée au côté-p des détecteurs double face, à cause de phénomènes de micro-décharges (voir section 6.5.3.6), la majorité de la tension devra être appliquée, positive, du côté-n. Le présent détecteur n'a pas été conçu pour être polarisé au delà de 100V par côté (tension de clacage des capacités de couplage pour les détecteurs double face, caractéristiques des cables de basse masse ...) et donc, dans le cadre de ce modèle, il ne sera possible de dépasser $3.5fb^{-1}$. Par contre $2fb^{-1}$ ne devraient pas poser de problème.

D0 compte remplacer à la fin du run IIa, à l'horizon 2005, après avoir accumulé une luminosité intégrée de $2fb^{-1}$, le détecteur silicium actuel par un détecteur silicium conçu pour endurer les conditions d'irradiations du run IIb ($13fb^{-1}$).

Le dispositif de suivi de l'irradiation du détecteur est fait de 4 compteurs à ionisation (BLMs) placés sur le tube à vide du Tevatron de chaque côté de la zone d'intéraction. Il comprent aussi des diodes placés sur les disques à l'avant (F et H). La figure 6.44 montre sur un disque F, 6 "doigts" supportant les diodes.

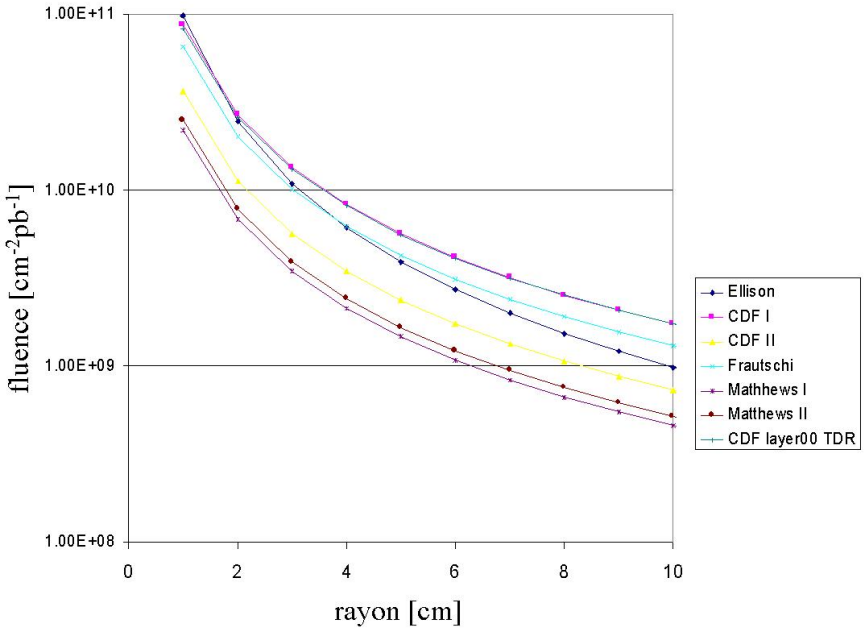


Figure 6.41: Différentes modèlisations de la fluence en fonction de la distance radiale au faisceau pour le run II

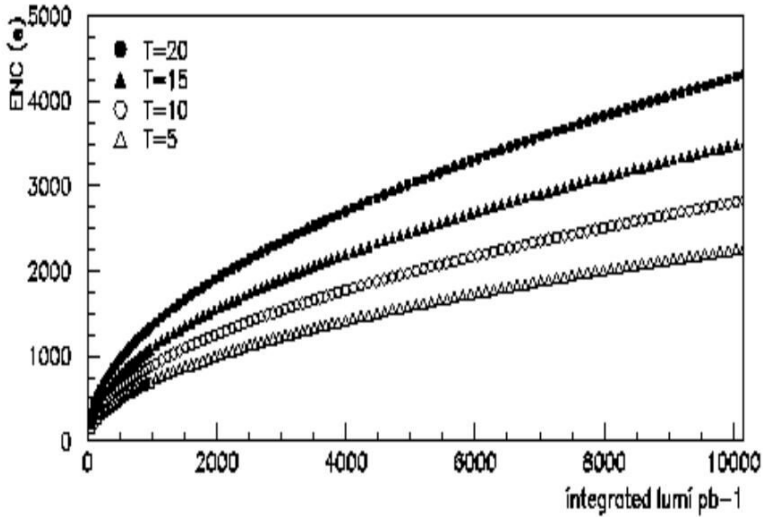


Figure 6.42: Bruit équivalent électron (ENC) correspondant au bruit de grenaille (shot noise) du courant de fuite en fonction de la luminosité intégrée, pour différentes températures en °C.

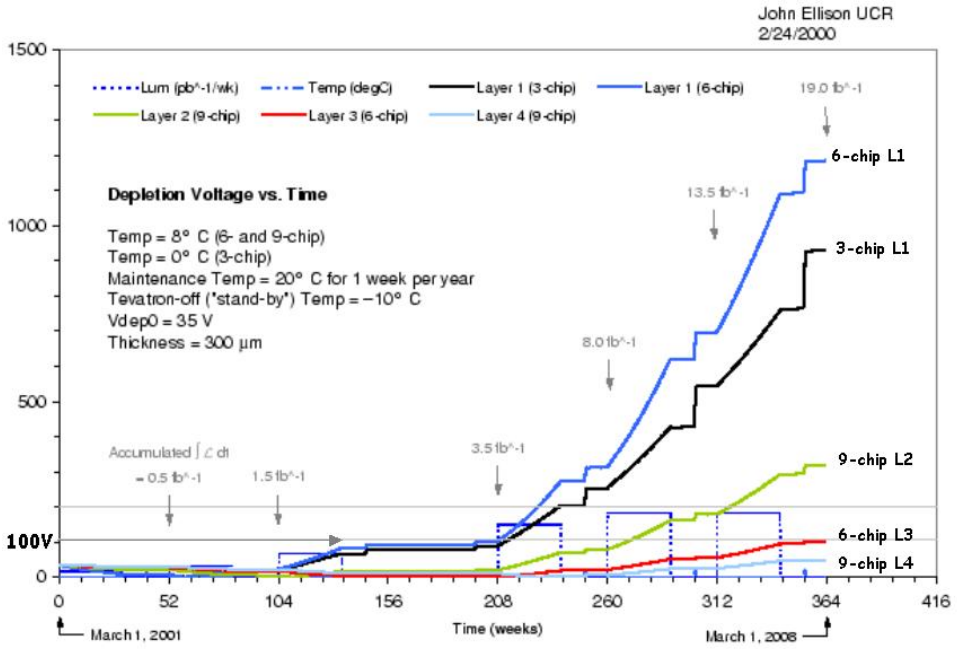


Figure 6.43: Comportement de la tension de dépletion (V_d) en fonction de la dose intégrée

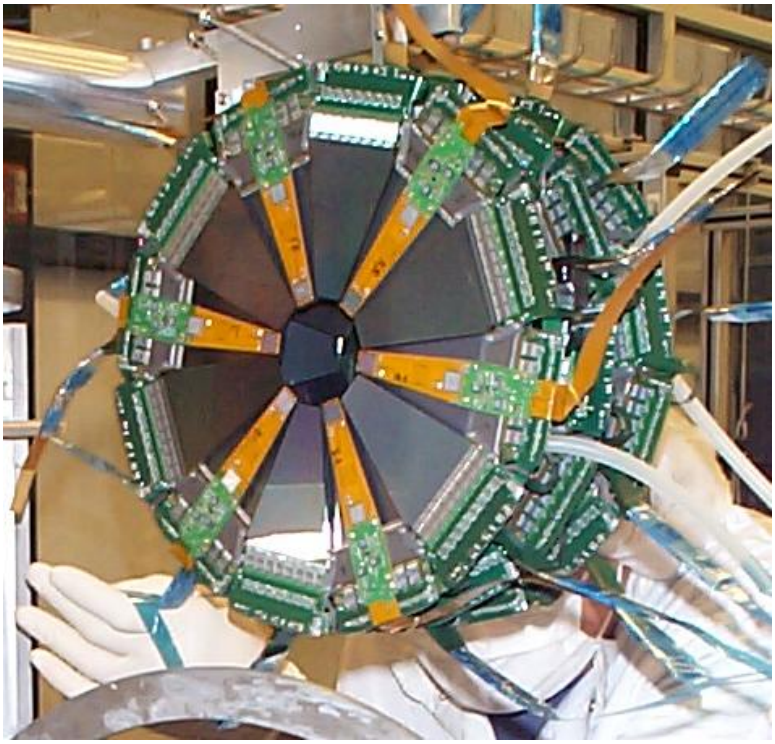


Figure 6.44: Assemblage de disques F avants montrant 6 "doigts" sur lesquels sont placés des diodes utilisées pour faire le suivi de l'irradiation du détecteur

6.5.5.4 Premiers résultats

La figure 6.45 montre des histogrammes faits en ligne des distributions de charge (en coup d'ADC) des agrégats de canaux touchés et de la largeur des agrégats (en nombre de canaux), individuellement pour les 6 barillets du SMT. Les distributions de charge exhibent une forme de Landau attendue pour des agrégats de signaux.

Une étude de mise en temps et d'optimisation de la bande passante utilisée dans la programmation des chips de lecture a été conduite. La figure 6.46 montre la valeur d'ADC au maximum de la courbe de Landau de la charge mesurée pour différents délais appliqués à la fenêtre d'intégration (de 396ns) du signal et pour 3 valeurs de bande pasante. Un délai "410" a été choisi en conséquence.

Des calibrations sont faites à intervalles d'à peu près une semaine pour suivre le comportement du détecteur en terme de piédestal et de bruit (rms de la distribution de piédestal). Elles permettent de déterminer les canaux bruyants et les seuils de sparsifications qui sont utilisés dans l'initialisation des chips de lecture. La figure 6.47 montre les résultats d'une calibration pour une "échelle" à 9 chips (DS - 2° stéréo). L'histogramme du haut représente en fonction du numéro de canal, le piédestal en coup d'ADC (on peut voir la structure en 5 chips pour le côté-p de l' "échelle" et 4 chips pour le côté-n). Superposé est la valeur du seuil calculé pour chacun des chips (piédestal moyen du chip + 6 coups d'ADC). L'histogramme du bas montre le bruit (en coups d'ADC) en fonction du numéro de canal pour la même "échelle". La contribution cohérente au bruit total est de quelques dizièmes de coups d'ADC.

La figure 6.48 montre un évènement avec des agrégats dans le SMT et des agrégats dans les 8 couches du trajectographe à fibres scintillantes (CFT). Les traces globales trouvées par le logicciel de reconstruction sont superposées.

Pour les agrégats de canaux liés à une trace reconstruite, le comportement de la largeur de l'agrégat en fonction de la pseudo-rapidité η de la trace pour des "échelles" à 6 chips (DSDM - 90° stéréo) et à 9 chips (DS - 2° stéréo) pour les données (voir fig. 6.49 cercles pleins) est en bon accord avec la simulation Monte-Carlo (fig. 6.49 cercles vides). La figure 6.50 donne pour la face à 90° stéréodes "échelles" à 6 chips, en fonction de η, la fraction de 1, 2, 3 et > 4 canaux contribuant.

La figure 6.51 donne la distribution du paramètre d'impact des traces reconstruites pour un lot d'évènements. Les détecteurs n'ont pas été alignés autrement que par l'utilisation dans la géométrie du détecteur des mesures faites pendant la construction des barillets et disques. La gaussienne ajustée a un sigma de 60μm pour lequel la taille du faisceau contribue pour 30 à 40μm.

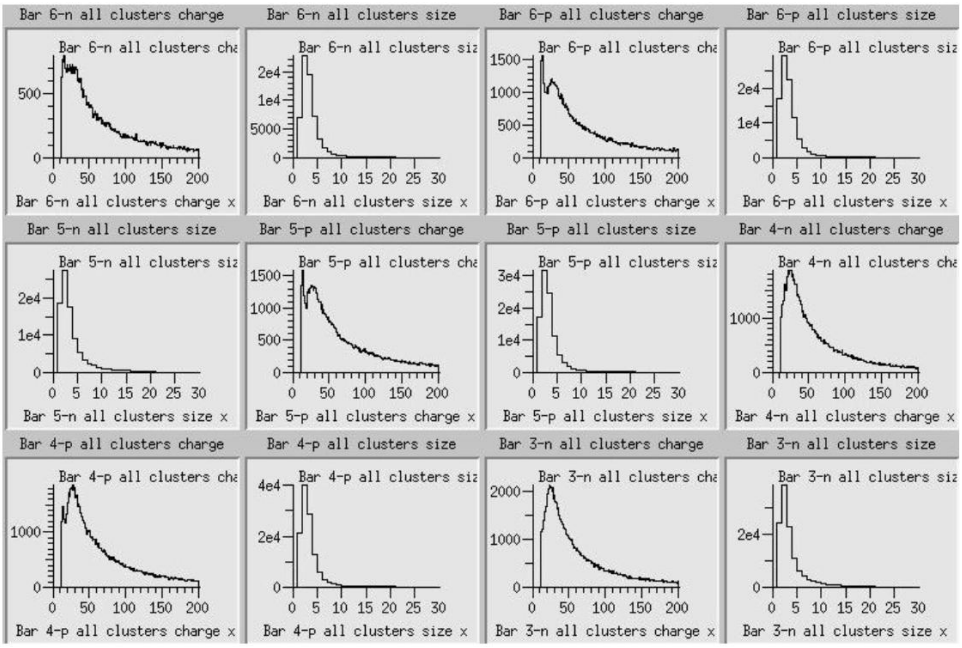


Figure 6.45: Histogrammes en ligne, montrant la distribution de la quantité de charge et la largeur des agrégats de pistes touchées dans les différents barillets. La charge est exprimée en compte d'ADC

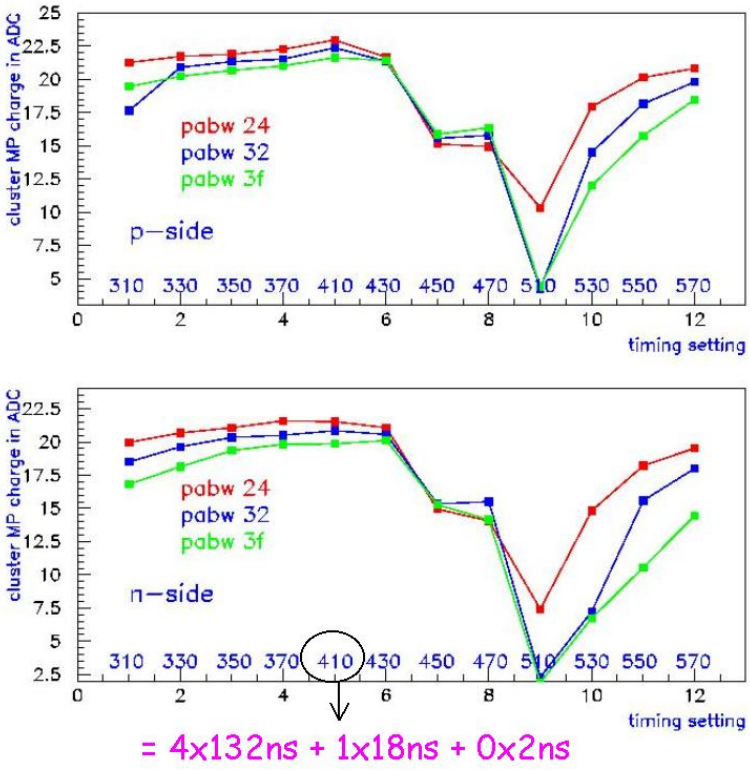


Figure 6.46: Mise en temps de l'électronique du SMT

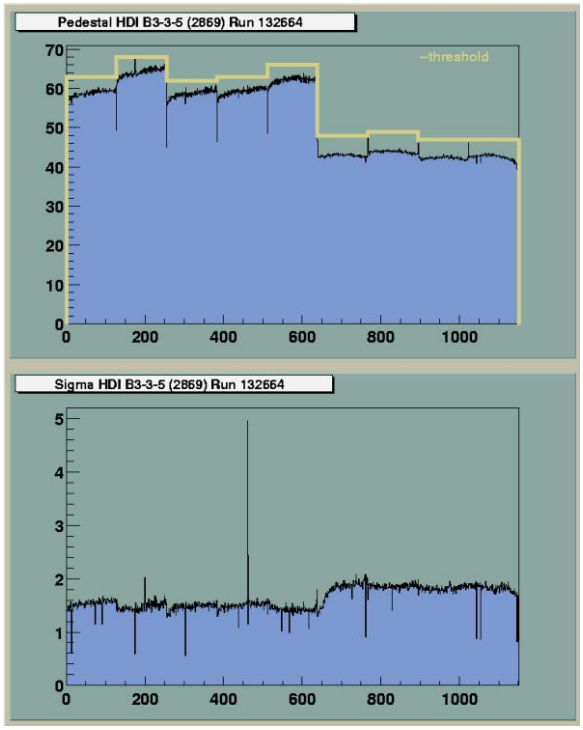


Figure 6.47: Données de calibration d'une "échelle" du SMT

Figure 6.48: Hits dans le CFT et le SMT et traces globales reconstruites

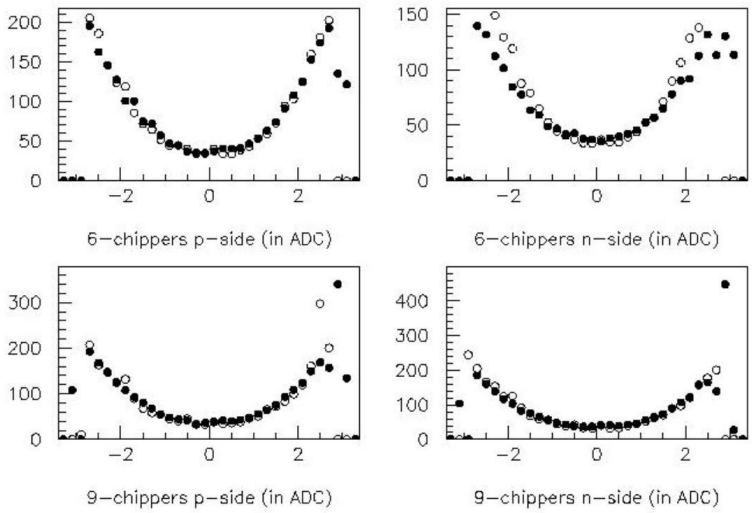


Figure 6.49: Variation de la largeur des clusters en fonction de η pour les "échelles" à 6 chips et à 9 chips. Les cercles pleins correspondent aux données et les cercles vides à ce que l'on attend (Monte-Carlo)

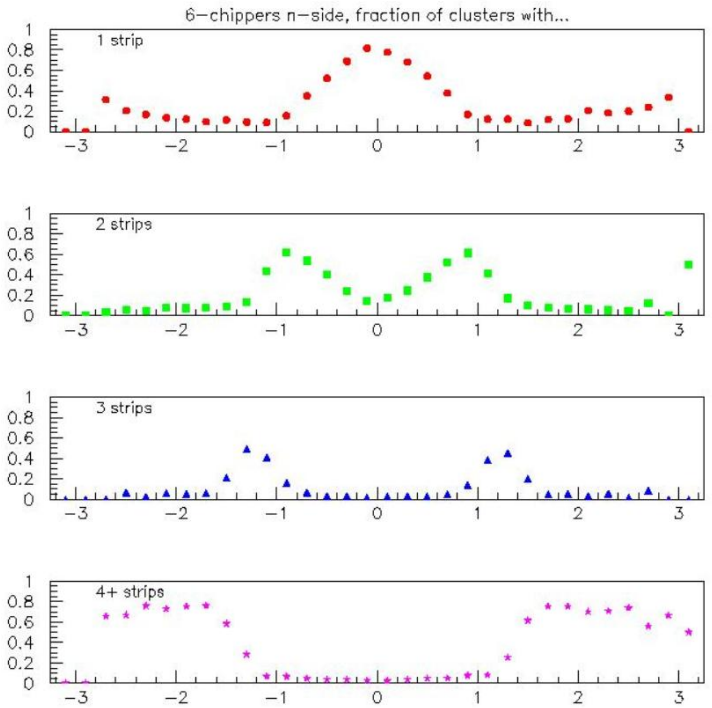


Figure 6.50: Pour les "échelles" à 6 chips sur la face n (90°), fraction d'agrégats de longueur donnée en fonction de η

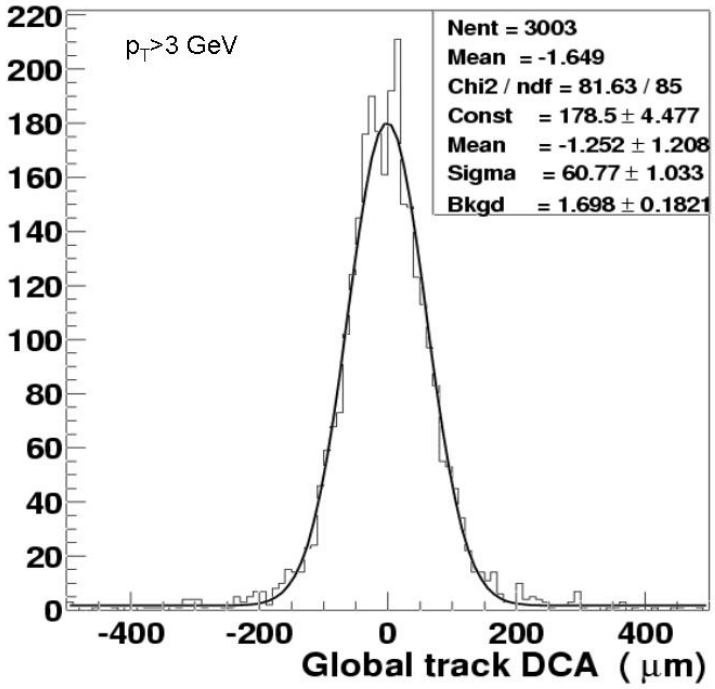


Figure 6.51: Distribution du paramètre d'impact de traces reconstruites. Cette distribution a été faite sans alignement des détecteurs.

6.5.6 Conclusions

Le trajectographe silicium de D0 (SMT) fonctionne de façon stable avec plus de 95% de ses canaux opérationels. Ses performances vont permettre à D0 d'atteindre les objectifs de physique qu'il s'est fixé pour le run IIa. La dose de radiation à laquelle ses couches internes de silicium auront été soumises à la fin du run IIa pourraient cependant lui être fatales.

Pour achever le run II dans les meilleures conditions possibles, un nouveau trajectographe silicum est nécessaire qui puisse résister à plus de $15fb^{-1}$ d'équivalent de dose de radiation [34] et ainsi garantir la découverte à 5 σ d'un Higgs de Modèle Standard à 115 GeV, ou l'évidence d'un signal à plus de 3 σ pour des masses de Higgs jusqu'à 175 GeV ou enfin de placer une limite de 180 GeV sur la masse du Higgs si aucun signal n'est détecté.

Références

[1] P. Ramond, Journeys Beyond the Standard Model, Perseus Books, 1999
F. Halzen et A.D. Martin, Quarks and Leptons, John Wiley, 1984
P.B. Collins, A.D. Martin et E.J. Squires, Particle Physics and Cosmology, John Wiley, 1989

[2] E. Kh. Akhmedov, hep-ph/0001264

[3] B. Kayser et R. N. Mohapatra, The Nature of Massive Neutrinos,
in Current aspects of Neutrino Physics, Springer, 2000.

[4] Ch. Quigg, hep-ph/0204104

[5] J.F. Cavaignac et al., Phys. Lett. B148 (1984) 387

[6] Comparison of anti-neutrino reactor spectrum models with the Bugey 3 Measurements
B. Achkar et al., Phys. Lett. B374 (1996) 243-248.

[7] Measurement of Fast Neutrons in the Gran Sasso Laboratory using a ^{6}Li doped Liquid Scintillator,
M. Abbes et al., NIM A274 (1989) 203

[8] S. ait-Boubker et al., NIM A277 (1989) 461

[9] W. A. Mann, hep-ph/9912007

[10] M. Apollonio et al., Phys. Lett. B466 (1999) 415

[11] F. Boehm and P. Vogel, Physics of Massive Neutrinos, Cambridge University Press, 1987.

[12] B. Pietrzyk, XXIXth Rencontres de Moriond, France, March 1994

[13] S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 2138

[14] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 225
F. Abe et al., Phys. Rev. D50 (1994) 2966

[15] Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV
F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2773.

[16] Measurement of the Top Quark Mass with the Collider Detector at Fermilab
F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 271, Erratum: Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 2808.

[17] S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632

[18] S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 1197
S. Abachi et al., Phys. Rev. lett. 80 (1998) 2063
S. Abachi et al., Phys. Rev. D58 (1998) 52001

[19] S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 1203

[20] ANTARES proposal

`http://antares.in2p3.fr/Publications/proposal/proposal99.html`

[21] B physics at the Tevatron, décembre 2001, Fermilab PUB-01/197

[22] J. Erler hep-ph/0010153

[23] Higgs Working Group, hep-ph/0010338

[24] SUGRA Working Group Report, hep-ph/0003154

[25] RPV Working Group Report, hep-ph/9906224

[26] BTMSSM Working Group Report, hep-ph/0006162

[27] Gauge Mediation Working Group Report, hep-ph/000807

[28] C. D. Hoyle et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1418

[29] G. Lutz, Semiconductor Radiation Detectors, Springer-Verlag, 1999.

[30] R. Wunstorf, et al., NIM A315 (1992) 149-155.

[31] R. Yarema et al, A Beginner's Guide to the SVXIIe, FERMILAB-TM-1892, October 1996.

[32] T. Ohsugi et al., NIM A342 (1994) 22

[33] J.A. Ellison and A.P. Heinson, Effects of Radiation Damage on the D0 Silicon Tracker, D0note-2679
R. Gómez, Studies of Radiation Damage for the D0 Silicon Tracker, D0note-2816

[34] Run IIb Silicon Technical Design Report

`http://d0server1.fnal.gov/projects/run2b/Silicon/TDR/D0_Run2b_Silicon_TDR_29Mar02_v4.04.pdf`