

La recherche du Higgs au TeVatron

Ecole de GIF
10-14 Septembre 2001

Arnaud Lucotte
Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble

1 La recherche du Higgs au TeVatron

Le boson de Higgs est l'objet de recherche de toute une génération d'expériences de physique des hautes énergies. Jusqu'alors, les limites les plus contraignantes sont issues des quatre expériences LEP (cf cours de P. Lutz), qui excluent un Higgs de masse inférieure à $113.5 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance. A partir de 2006-07, les expériences du LHC, contruites en ce but, devraient apporter une réponse décisive à la question de la brisure de symétrie (cf cours de T. Verdee). D'ici-là cependant, les seules expériences susceptibles de rechercher le Higgs, surtout si celui-ci est léger, sont situées à Fermilab.

Durant la première période de collisions proton-antiproton enregistrées au TeVatron entre 1989 et 1995, les deux expériences CDF et DØ ont tenté de découvrir le Higgs. La sensibilité à la découverte de ce dernier est cependant demeurée très limitée en raison d'une statistique accumulée largement insuffisante. Ainsi, seules des limites supérieures d'exclusion à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production $\sigma(p\bar{p} \rightarrow H) \times \text{BR}$ ont pu être déduites sur la gamme de masse comprise entre $80 \text{ GeV}/c^2$ et $120 \text{ GeV}/c^2$. Encore ces dernières sont-elles près de 50 fois plus élevées que les sections efficaces attendues dans le cadre théorique du modèle standard [1].

La nouvelle période de prises de données du TeVatron, le Run II, offre des perspectives plus optimistes pour trois raisons. La première est l'augmentation de la luminosité délivrée prévue, plus de 150 fois celle du Run I d'ici 2007; la seconde est l'accroissement de l'énergie des faisceaux, passant de 1.8 à 2.0 TeV dans le centre de masse de la collision, ce qui représente une augmentation de 20% de la section efficace attendue du Higgs standard; enfin, les détecteurs DØ et CDF ont été profondément remaniés en vue du nouveau Run, et bénéficient d'une capacité de détection considérablement accrue dans les secteurs clef de la détection des désintégrations du Higgs. Ainsi, le TeVatron semble être en mesure d'apporter des indications importantes quant à l'existence d'un Higgs léger et sa nature supersymétrique (cours de A. Djaoudi) ou standard (cours de R. Cahn).

Le plan de ce cours est le suivant: la première partie décrit la nouvelle configuration de la chaîne de production des faisceaux au TeVatron, en insistant sur les innovations techniques qui permettent une hausse du niveau de performances attendues pour le Run II; la seconde présente les détecteurs et leurs nouveaux atouts dans le cadre de la recherche du Higgs; la troisième section couvre la recherche directe du Higgs dans ses différents canaux de désintégration et présente une estimation raisonnablement optimiste des possibilités de découverte; la dernière partie fait état des contraintes indirectes sur le Higgs standard provenant des mesures conjointes de la masse du quark top et du boson W effectuées durant le Run II.

Contents

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | La recherche du Higgs au TeVatron | 2 |
| 2 | Le Run de haute luminosité du TeVatron | 6 |
| 2.1 | Optimisation de la luminosité au TeVatron | 7 |
| 2.1.1 | La luminosité dans un collisionneur $p\bar{p}$ | 7 |
| 2.1.2 | Les facteurs d'optimisation | 9 |
| 2.1.3 | Les nouveaux paramètres de fonctionnement du TeVatron | 10 |
| 2.2 | La chaîne d'accélérateurs de Fermilab pour le Run II | 12 |
| 2.2.1 | La chaîne de production de protons | 13 |
| 2.2.2 | La chaîne de production d'antiprotons | 19 |
| 2.2.3 | L'anneau du TeVatron | 24 |
| 2.2.4 | Le refroidissement des faisceaux | 26 |
| 2.3 | Conclusion | 29 |
| 3 | Les détecteurs CDF et DØ au TeVatron | 30 |
| 3.1 | Environnement des collisions $p\bar{p}$ | 30 |
| 3.1.1 | Choix des variables | 30 |
| 3.1.2 | Empilement d'événements | 31 |
| 3.1.3 | Identification des particules | 32 |
| 3.1.4 | Déclenchement et acquisition des événements | 33 |
| 3.2 | Le détecteur DØ | 35 |
| 3.2.1 | Les nouveaux détecteurs de traces à DØ | 36 |
| 3.2.2 | Le calorimètre | 39 |
| 3.2.3 | Les nouveaux pré-échantillonneurs (PS) | 43 |
| 3.2.4 | Les détecteurs de muons | 45 |
| 3.3 | Le détecteur CDF | 48 |
| 3.3.1 | Les nouveaux détecteurs de traces | 49 |
| 3.3.2 | Le nouveau calorimètre-bouchon de CDF | 53 |
| 3.3.3 | Le système de détection des muons | 55 |
| 3.4 | Conclusion | 55 |
| 4 | Phénoménologie du Higgs au TeVatron | 56 |
| 4.1 | Phénoménologie du Higgs standard | 56 |
| 4.1.1 | Canaux de désintégration | 56 |
| 4.1.2 | Section efficace de production | 58 |
| 4.2 | Phénoménologie des Higgs supersymétriques | 60 |
| 4.2.1 | Contenu en Higgs du MSSM | 60 |
| 4.2.2 | Couplages aux fermions et bosons | 62 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 4.2.3 | Désintégrations des Higgs neutres | 62 |
| 4.2.4 | Désintégration des Higgs chargés | 64 |
| 4.2.5 | Sections efficaces de production de Higgs neutres | 64 |
| 4.2.6 | Section efficace de production de Higgs chargés | 66 |
| 4.3 | Les processus de fonds standard | 67 |
| 4.3.1 | La production QCD $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ | 67 |
| 4.3.2 | La production multi-jets de QCD | 68 |
| 4.3.3 | Les processus $Wb\bar{b}$ et $Zb\bar{b}$ | 69 |
| 4.3.4 | Les processus di-boson WW, ZZ et WZ | 70 |
| 4.3.5 | Les processus W +jets | 71 |
| 4.3.6 | La production de quarks top | 71 |
| 4.3.7 | Récapitulatif des fonds à la recherche du Higgs | 73 |
| 5 | La recherche directe du Higgs | 74 |
| 5.1 | Stratégies de recherche | 74 |
| 5.1.1 | Recherche du Higgs dans le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ | 74 |
| 5.1.2 | Recherche du Higgs dans le canal $H \rightarrow W^+W^{*-}$ | 74 |
| 5.2 | Outils de recherche du Higgs | 75 |
| 5.2.1 | Le déclenchement | 75 |
| 5.2.2 | L'étiquetage des jets de b | 79 |
| 5.2.3 | Détermination de l'énergie des jets | 84 |
| 5.2.4 | L'échantillon de contrôle $Z \rightarrow b\bar{b}$ | 88 |
| 5.3 | Les canaux de recherche du Higgs | 89 |
| 5.3.1 | Le Higgs standard neutre léger | 89 |
| 5.3.2 | Le Higgs standard neutre lourd | 94 |
| 5.3.3 | Les Higgs supersymétriques neutres | 96 |
| 5.3.4 | Recherche de Higgs chargés | 98 |
| 5.4 | Conclusion | 101 |
| 6 | La recherche indirecte du Higgs au TeVatron | 104 |
| 6.1 | Les contraintes sur le Higgs dans le modèle standard | 104 |
| 6.2 | Le boson W au TeVatron | 105 |
| 6.2.1 | Détermination de m_W au TeVatron | 106 |
| 6.2.2 | Les incertitudes sur la mesure de m_W | 107 |
| 6.2.3 | Autres détermination de m_W au Run II | 111 |
| 6.2.4 | Conclusion: la mesure de m_W au Run II | 112 |
| 6.3 | La masse du quark top au TeVatron | 112 |
| 6.3.1 | La sélection des paires de quark top | 112 |
| 6.3.2 | Mesure de m_t dans le canal "jets et lepton" | 113 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 6.3.3 | Mesure de m_t dans le canal di-leptonique | 115 |
| 6.3.4 | Incertitudes sur la masse du top | 116 |
| 6.4 | Conclusion: mesures de m_W et de m_t , et masse du Higgs | 118 |
| 7 | Conclusion | 119 |

2 Le Run de haute luminosité du TeVatron

Le projet d'une période de prises de données à haute luminosité, ou Run II, est apparu à Fermilab au début des années 1990. Motivé par la nécessité de mesurer avec précision les propriétés du boson W et des quarks top et bottom, le Run II prévoyait l'accumulation d'une statistique correspondant à une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} , soit près de 20 fois le volume des données du Run I enregistrées entre 1992 et 1996. Ce programme reposait sur la construction d'un nouveau synchrotron accélérateur de 120 à 150 GeV, l'injecteur principal, qui devait permettre d'atteindre une luminosité instantanée de $1 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, c'est à dire dépassant de plus de 100 fois les spécifications nominales du TeVatron [2].

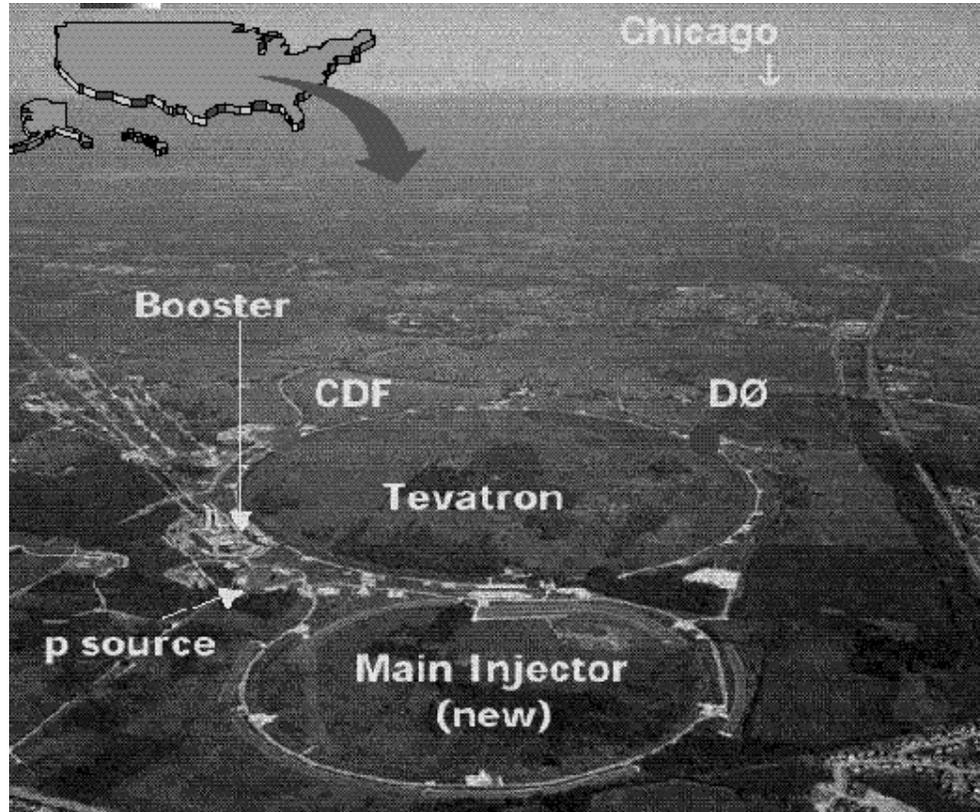


Figure 2.1: *Vue de la chaîne de production et d'accélération des faisceaux à Fermilab, ainsi que des détecteurs $DØ$ et CDF situés sur le collisionneur TeVatron*

Depuis, motivé par une série d'études concluant à l'extension significative des potentialités de découverte du Higgs et de signes de nouvelle physique résultant d'une plus grande statistique [3], le projet inclut aujourd'hui une deuxième phase, le Run IIb. Ce Run, qui s'appuie sur un accroissement de la luminosité instantanée à $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, prévoit l'accumulation d'environ 15 fb^{-1} par expérience d'ici le démarrage du LHC. Cette statistique correspond à plus de 100 fois celle du Run I. Il s'appuie principalement sur des améliorations de grande ampleur de la chaîne

de production des antiprotons, principal facteur limitatif dans l'obtention d'une haute luminosité dans un collisionneur $p\bar{p}$. Ces améliorations touchent les capacités de production, de stockage et de refroidissement des faisceaux d'antiprotons. De plus, la mise en service d'un anneau recycleur devrait permettre la réutilisation des antiprotons toujours présents en fin de cycle de collision.

2.1 Optimisation de la luminosité au TeVatron

Une introduction aux concepts utiles à la compréhension de la physique du faisceau au TeVatron est fournie Ref.[4]. Les programmes du Run IIa et IIb sont présentés Refs.[5][6][7].

2.1.1 La luminosité dans un collisionneur $p\bar{p}$

Dans un collisionneur circulaire, la luminosité instantanée s'exprime comme [7]:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p N_{\bar{p}} f_0}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} H\left(\frac{\beta^*}{\sigma_l}\right) \left(1 + \left(\frac{\alpha\sigma_l}{2\sigma_t}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}}$$

où f_0 est la fréquence de révolution, $N_p(N_{\bar{p}})$ le nombre total de protons (antiprotons) circulant dans la machine, et $\sigma_p(\sigma_{\bar{p}})$ la variance au carré de la section des paquets de protons et d'antiprotons dans le plan orthogonal à leur trajectoire (directions x et y). H est un facteur de forme rendant compte des effets sur \mathcal{L} de la longueur finie des paquets (σ_l) au point de collision et de la valeur de la fonction β , notée β^* , qui caractérise la focalisation longitudinale des faisceaux en ce point. Ce paramètre est fixé par les dimensions des sections droites autour du point de collision, ainsi que par la configuration des champs des aimants quadripolaires. β^* a la dimension d'une longueur. Le dernier terme rend compte de la présence d'un angle de croisement α entre les faisceaux au point de collision et dépend de la variance de la longueur des paquets σ_l comme de celle de leur taille transverse σ_t , moyenne de σ_p et $\sigma_{\bar{p}}$.

D'après la relation précédente, les principales limitations sur la luminosité \mathcal{L} sont donc le nombre de particules en circulation dans l'anneau de collision N_p et $N_{\bar{p}}$, et la taille des faisceaux au carré selon les deux directions horizontale et verticale σ_p^2 et $\sigma_{\bar{p}}^2$. Ce dernier paramètre est étroitement lié à la dynamique du faisceau et fait appel à la notion *d'émittance*.

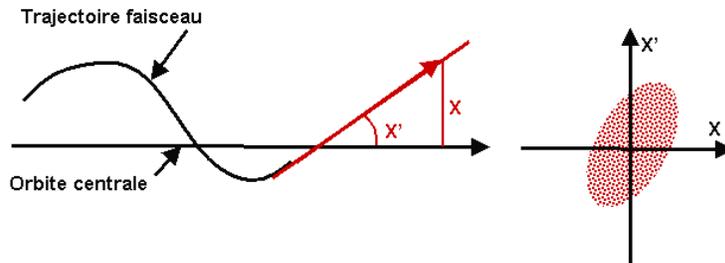


Figure 2.2: Description du faisceau dans l'espace des phases (x, x') où x et x' sont les variables conjuguées

Dans leur révolution autour de l'anneau, les particules du faisceau subissent l'effet d'aimants dipolaires, qui courbent leur trajectoire et l'effet d'aimants quadripolaires (et d'ordres supérieurs) dont le rôle est de focaliser le faisceau. Ainsi, une particule passant au centre de ces aimants ne subira aucune déflexion, tandis qu'une particule excentrée subira une action tendant à la ramener sur l'orbite centrale. Le mouvement de la particule dans le plan transverse décrit alors des oscillations appelées *oscillations betatron*. Plus précisément, si le mouvement d'une particule selon la direction $x(s)$ dans le plan transverse à la trajectoire du faisceau se décrit à partir de la variable de position x et de sa variable conjuguée $x' \equiv dx/ds$, angle par rapport à la direction x , alors l'*émittance* ϵ_x du faisceau selon x est définie comme l'aire recouvrant l'ensemble des points occupés par les particules dans l'espace des phases $\{x, x'\}$. Elle est mesurée généralement en mm.mrad et est représentée Fig. 2.2. Comme la distribution des faisceaux est approximativement de forme gaussienne dans le plan transverse, leur émittance selon x , ϵ_x , est reliée à la variance de leur rayon σ_x par:

$$\sigma_x^2 = -\frac{\beta^* \epsilon_x}{2\pi \gamma \ln(1 - F)} \quad \text{avec} \quad \gamma = E/m_p$$

où F est la fraction de points de l'aire comprise dans l'acceptance du faisceau. Par convention à Fermilab, on définit l'*émittance normalisée* du faisceau comme l'aire englobant 95% des points de l'espace des phases ($F = 0.95$) [8]. La relation se simplifie alors:

$$\sigma_x^2 = \frac{\beta^* \epsilon_x}{6\pi \gamma}$$

Cette expression montre que la taille transverse des faisceaux croît comme la racine de l'émittance et comme la racine de β^* , qui vaut 35 cm au point de collision. Le facteur γ provient du passage du référentiel au repos de la particule, où les équations du mouvement sont résolues, au référentiel du laboratoire. Un faisceau d'émittance $\epsilon_x = 20\pi$.mm.mrad en circulation dans le TeVatron aura ainsi une taille transverse de $\sigma_x = 35\mu\text{m}$ et les dimensions de la tache lumineuse dans le plan x, y vaudra $\sigma_x = 25\mu\text{m}$.

Dans le cas général de faisceaux p et \bar{p} d'émittance identique en x et en y et notées ϵ_p et $\epsilon_{\bar{p}}$, la luminosité prend alors la forme:

$$\mathcal{L} = \frac{3\gamma f_0}{\beta^* (1 + \frac{\epsilon_{\bar{p}}}{\epsilon_p})} N_{\bar{p}} \left(\frac{N_p}{\epsilon_p} \right) H \left(\frac{\beta^*}{\sigma_l} \right) \left(1 + \left(\frac{\alpha \sigma_l}{2\sigma_t} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}}$$

Cette relation fait apparaître les paramètres principaux sur lesquels on doit agir pour accroître la luminosité: le nombre d'antiprotons en circulation dans l'anneau $N_{\bar{p}}$ et l'intensité des faisceaux de protons ($\frac{N_p}{\epsilon_p}$), qui requiert la maîtrise conjointe de la densité et de l'émittance des faisceaux. L'angle de croisement, rendu indispensable par l'augmentation du nombre de paquets en circulation dans le TeVatron, aura un impact significatif sur la luminosité enregistrée. La configuration envisagée est donc aussi détaillée.

2.1.2 Les facteurs d'optimisation

L'intensité des protons: $(\frac{N_p}{\epsilon_p})$

L'augmentation de l'intensité du faisceau de protons repose principalement sur la construction d'un nouveau synchrotron accélérateur, l'injecteur principal, dernière étape avant injection dans le TeVatron. Son rôle est de former des paquets de protons intenses, en réduisant leur taille dans le plan transverse et dans la direction du faisceau (coalescence). Les faisceaux formés sont alors accélérés puis injectés soit dans le collisionneur TeVatron, soit dans la chaîne de production des antiprotons.

L'intensité des faisceaux de protons et d'antiprotons injectés dans le TeVatron est limitée par l'effet "faisceau-faisceau" au point de collision. Cet effet est dû aux perturbations engendrées par le champ magnétique exercé par un faisceau sur l'autre. Ces perturbations magnétiques peuvent se décomposer en termes dipolaires, quadripolaires ou d'ordres supérieurs. Si la composante dipolaire est responsable d'une déflexion de l'orbite des particules, les termes quadripolaires (et supérieurs) modifient la focalisation et donc provoquent un changement dans le nombre d'oscillations betatron par tour (changement d'harmonique). Si cet écart est trop grand, les particules du faisceau peuvent être perdues. Cette déviation sur les oscillations betatron est caractérisée par le paramètre sans dimension ξ :

$$\xi = \frac{r_0}{4\pi} \frac{N_p}{\epsilon_p} N_{IP} = 0,000733 \frac{N_p}{\epsilon_p} N_{IP}$$

où r_0 est le rayon classique du proton et N_{IP} le nombre de points de collisions [5]. N_p est en unité de 10^9 et ϵ_p en π .mm.mrad. Le faisceau de protons étant plus intense que celui d'antiprotons, c'est lui qui impose les contraintes les plus sévères. L'écart maximal tolérable par les antiprotons est de 0.024 au TeVatron et montre que l'on ne peut augmenter la densité des paquets N_p sans augmenter l'émission ϵ_p du faisceau. Le contrôle de ces effets conditionne la luminosité au point de collision.

Le nombre d'antiprotons $N_{\bar{p}}$

Le nombre d'antiprotons en collision est le principal facteur limitatif de la luminosité. Il a donc été le premier visé par les modifications apportées à la chaîne de production. Celles-ci comprennent trois volets.

Le premier concerne l'amélioration de la production des antiprotons, grâce à des faisceaux de protons incidents sur cibles plus intenses que lors du Run I. Ce progrès est possible grâce à la mise en service de l'injecteur principal.

Le second comprend l'amélioration des dispositifs de collection, de stockage et d'accélération des antiprotons recueillis derrière la cible. Ces modifications interviennent dans la station cible, ainsi que dans les anneaux de stockage des antiprotons au RunIIb.

Enfin, le troisième volet inclut la mise en oeuvre du recyclage des antiprotons présents en fin de période de collisions dans le TeVatron et après ralentissement dans l'injecteur principal. Le

recyclage s'effectuera dans un nouvel anneau de stockage, le recycleur, opérationnel pour le Run IIb.

Facteur d'acceptance

L'augmentation du nombre de particules dans le TeVatron nécessite celle du nombre de paquets mis en circulation. Celui-ci est prévu de passer de 36×36 paquets à 140×105 par la suite, correspondant à une durée moyenne entre les paquets de 396 ns à 132 ns. Si, à 396 ns, les séparateurs électrostatiques permettent la séparation des faisceaux aux 36+36 points potentiels de collision des faisceaux autour de l'anneau, en revanche à 132 ns, les séparateurs sont situés au-delà de la première interaction parasite. L'introduction d'un angle de croisement entre les faisceaux incidents est alors nécessaire. Une des conséquences majeures de l'introduction d'un angle de croisement est de réduire la luminosité d'un facteur $(1 + \alpha\sigma_1/2\sigma_t)^{1/2}$. Il apparaît donc important, afin de limiter la perte de luminosité, de garder le produit $\alpha\sigma_1$ le plus petit possible relativement à la section transverse du faisceau σ_t . Pour le Run II, la longueur des paquets est réduite de 60 cm à 37 cm. L'introduction à Fermilab d'un angle $\alpha = 136 \mu\text{rad}$ [6] correspond à une réduction de la luminosité de 24% comparée à celle attendue en absence d'angle de croisement. Ce chiffre est calculé pour des paquets de largeur $40 \mu\text{m}$.

2.1.3 Les nouveaux paramètres de fonctionnement du TeVatron

Le tableau 1 répertorie les principaux objectifs du TeVatron au Run II en terme d'énergie et de luminosité. Les caractéristiques des différentes étapes prévues sont comparées à celles de la seconde phase du Run I de 1993 à 1995, le Run Ib.

Le premier changement réside dans l'accroissement de 200 GeV de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision. Cette augmentation est significative car elle correspond à une hausse de près de 40% de la section efficace attendue pour la production de paires de quarks top. Elle correspond aussi à une hausse de 20% de celle d'un boson Higgs standard. Elle repose essentiellement sur l'installation de nouvelles cavités accélératrices radio-fréquence (RF) dans l'anneau du TeVatron, détaillé dans la section correspondante.

L'évolution la plus importante entre les deux Runs concerne toutefois l'accroissement de la luminosité. La première phase, ou Run IIa, repose essentiellement sur l'accroissement du taux de production horaire d'antiprotons d'un facteur deux par rapport au Run I. Durant cette phase sont mis en circulation 36 paquets de protons et d'antiprotons séparés en moyenne de 396 ns, pour une luminosité instantanée typique de $0.9 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. En fin de Run IIa, la configuration de la machine est modifiée pour le passage à 140 paquets de protons et 105 d'antiprotons, sans réduction du nombre de particules par paquet. Un angle de croisement de $136 \mu\text{rad}$ est mis en place aux points de collision entre les faisceaux de protons et d'antiprotons pour éviter les interactions à proximité de la région lumineuse. La durée moyenne entre deux collisions est réduite à 132 ns et le nombre moyen d'interactions par collision est maintenu en deçà de 2.3 pour une luminosité instantanée de $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Le Run IIa est supposé s'étendre sur 2 à

3 ans et vise l'obtention d'un total intégré de 2 fb^{-1} .

| Phase Configuration $p \times \bar{p}$ | Run Ib (6×6) | Run IIa (36×36) | Run IIa (140×10) | Run IIb (140×105) |
|--|----------------------------|-------------------------------|--------------------------------|---------------------------------|
| Energie cdm collision (TeV) | 1.8 | 2.0 | 2.0 | 2.0 |
| Luminosité instant. ($\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) | 0.16×10^{32} | 0.86×10^{32} | 2.1×10^{32} | 5.2×10^{32} |
| Luminosité intégrée ($\text{pb}^{-1} / 7\text{j}$) | 3.2 | 17.3 | 42.0 | 105 |
| Nb protons / paquet | 2.3×10^{11} | 2.7×10^{11} | 2.7×10^{11} | 2.7×10^{11} |
| Nb antiprotons / paquet | 5.5×10^{10} | 3.0×10^{10} | 3.0×10^{10} | 1.0×10^{11} |
| Nb antiprotons / total | 3.3×10^{11} | 1.1×10^{12} | 3.6×10^{12} | 1.1×10^{13} |
| Production antiprotons / hr | 6.0×10^{10} | 2.0×10^{11} | 2.0×10^{11} | 5.2×10^{11} |
| β^* (cm) | 35 | 35 | 35 | 35 |
| Emittance protons (mm-mrad) | 23π | 20π | 20π | 20π |
| Emittance antiprotons (mm-mrad) | 13π | 15π | 15π | 15π |
| Longueur paquet \bar{p} (cm) | 60 | 37 | 37 | 37 |
| Angle de croisement (μrad) | 0 | 0 | 136 | 136 |
| Durée entre croisements (ns) | 3500 | 396 | 132 | 132 |
| Nb interactions / croisement | 2.5 | 2.3 | 1.9 | 4.8 |

Table 1: Paramètres principaux de fonctionnement du TeVatron [6]

Les objectifs du Run IIb s'appuient sur l'augmentation de l'intensité des faisceaux de protons, la hausse du taux horaire de production des antiprotons ainsi que sur la réutilisation des antiprotons présents dans le faisceau en fin de période de collisions. Ils nécessitent en parallèle un contrôle accru de l'émission de ces faisceaux intenses dans les anneaux de stockage et de collision, et imposent de lourdes contraintes sur leur refroidissement. Ces améliorations constituent le coeur du programme du Run II, et leurs implications techniques sont détaillées dans la suite de l'exposé. L'objectif du Run IIb est l'obtention d'une luminosité intégrée d'environ 12 fb^{-1} supplémentaires par expérience en 4-5 années, avec des luminosités instantanées de $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

2.2 La chaîne d'accélérateurs de Fermilab pour le Run II

Le programme de haute luminosité repose sur un ensemble de modifications profondes de la chaîne de production des protons et des antiprotons. Cette section présente le complexe d'accélérateurs de Fermilab et souligne l'impact des modifications apportées à ses composantes. La Fig.2.3 schématise le complexe d'accélérateurs de Fermilab pour le Run II. La production et l'accélération de protons s'effectuent en cinq étapes successives: la production et la pré-accelération d'ions H^- jusqu'à 750 keV par un accélérateur de *Cockroft-Walton*; l'accélération du faisceau d'ions jusqu'à 400 MeV dans un accélérateur linéaire, le *Linac*; le déshabillage des ions H^- et l'accélération des protons dans un synchrotron, le *booster* jusqu'à 8.0 GeV; l'accélération des protons dans l'*injecteur principal* jusqu'à 120 ou 150 GeV. Là ils sont utilisés soit pour la production d'antiprotons (120 GeV), soit injectés dans l'anneau du TeVatron (à 150 GeV) pour accélération finale dans jusqu'à 980 GeV.

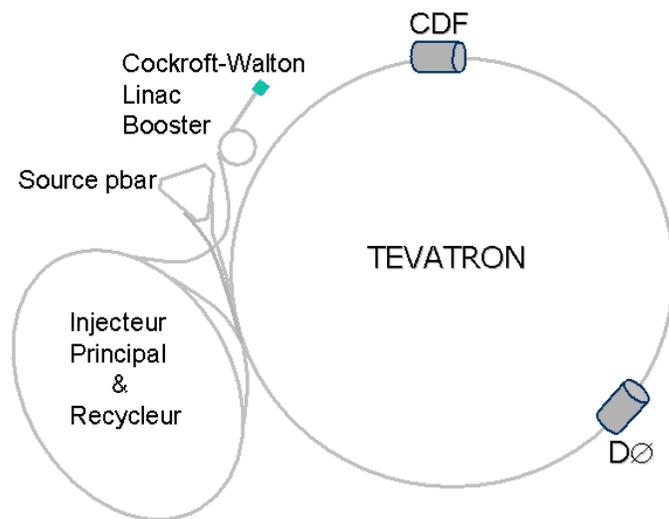


Figure 2.3: Les étapes successives de production et d'accélération des faisceaux au TeVatron. Pour les protons, le Cockroft-Walton, le Linac, le booster puis l'Injecteur Principal et le TeVatron. Pour les antiprotons, la source d'antiprotons avec une station-cible, les anneaux de debuncher ("dépaquetiseur") et accumulateur puis l'injecteur principal et le TeVatron

La production du faisceau d'antiprotons utilise la collision du faisceau de protons de 120 GeV de l'injecteur principal sur une *station-cible*. Celle-ci associe la cible composée de disques de Nickel, des lentilles magnétiques et un aimant pulsé; les antiprotons extraits sont capturés dans les anneaux "*debuncher*" et *accumulateur*, qui servent à refroidir, stocker et former un faisceau intense d'antiprotons de 8 GeV; enfin l'injecteur principal accélère les particules jusqu'à 150 GeV avant de les injecter dans le TeVatron. Dans la seconde phase du Run II, il est prévu une phase de recyclage des antiprotons en fin de période de collisions, qui aura lieu dans l'anneau *recycleur* localisé dans le même tunnel que l'*injecteur principal*, et qui doit permettre d'intégrer ces antiprotons à ceux provenant de l'accumulateur pour former le faisceau final destiné à la période de collisions suivante.

2.2.1 La chaîne de production de protons

Les étapes successives de la génération du faisceau de protons à Fermilab sont décrites en détail Ref. [9]. La plupart des éléments construits pour le Run I ont été améliorés afin d'accroître les courants disponibles. C'est le cas des premières étapes de production: le *Cockroft-Walton*, le *Linac* et le *Booster*. Enfin, la construction de l'*injecteur principal*, dernier accélérateur avant le *TeVatron*, en remplacement de l'anneau principal, constitue une avancée majeure dans la production de faisceaux intenses. La Table 2 répertorie l'ensemble des accélérateurs de la chaîne des protons.

| | Nom de l'élément | Fonction | Gamme d'énergie |
|------------------------------|-------------------------------|----------------------------|-----------------|
| | Source de protons | production des H^- | ≥ 10 keV |
| Production des protons | Cockroft-Walton | accélération des H^- | 750 keV |
| | Linac (accélérateur linéaire) | accélération des H^- | 750 keV-4 MeV |
| | Booster (synchrotron) | accélération des p | 4 MeV-8 GeV |
| | Injecteur Principal (synch.) | accélération des p | 8 GeV- 150 GeV |
| | TeVatron | accélération et collisions | 150GeV-980 GeV |

Table 2: *Liste des composantes intervenant dans la chaîne de production et l'accélération des protons à Fermilab*

Production et pré-accélération des ions H^-

La génération d'ions H^- est la première étape dans la production des protons à Fermilab. Le procédé consiste à ioniser de l'hydrogène atomique, puis à faire dériver les protons engendrés vers une plaque de césium, où ils s'habillent d'un cortège d'électrons arrachés au métal, cf Fig. 2.4. Une fois les ions H^- formés, ils sont accélérés par la même différence de potentiel qui les a entraînés vers la plaque de césium, mais dans la direction opposée.

Le pré-accélérateur Crockoft-Walton [11], représenté Fig. 2.5, accélère alors ces ions jusqu'à une énergie cinétique de 750 keV, avant de les injecter, via une ligne de transfert, dans l'accélérateur linéaire. Le faisceau d'ions est formé d'une série de longs pulses continus, injectés selon un cycle de 15 Hz. En vue d'un Run de haute luminosité, la source et le pré-accélérateur ont été modifiés dès la fin du Run Ib dans le but de produire des faisceaux d'ions plus intenses. Des courants d'intensité de 65 mA ont ainsi été produits avec succès et injectés dans l'accélérateur linéaire.

Accélérateur linéaire: le Linac

Le Linac [13] est un accélérateur linéaire de 130 m de long composé de deux ensembles de containers (ou tankers) contenant une succession de cavités radio-fréquence. Dans chaque tanker, l'accélération est produite par une série de tubes à dérive, qui masquent le faisceau à l'intérieur des cavités où le champ électrique s'oppose au mouvement, accélérant le faisceau dans l'espace séparant ces dernières, où le champ est positif. Les cavités d'un même tanker fonctionnent à

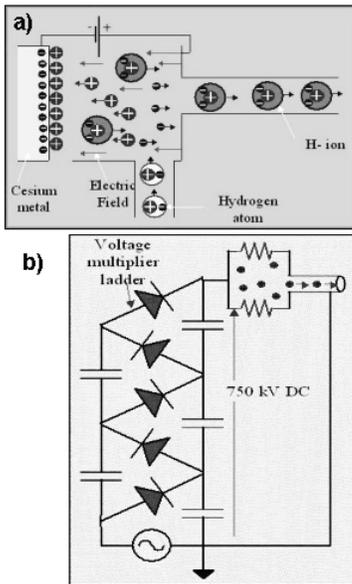


Figure 2.4: a) Génération d'ions H^- utilisés dans la production des protons. b) Schéma du Cockcroft Walton

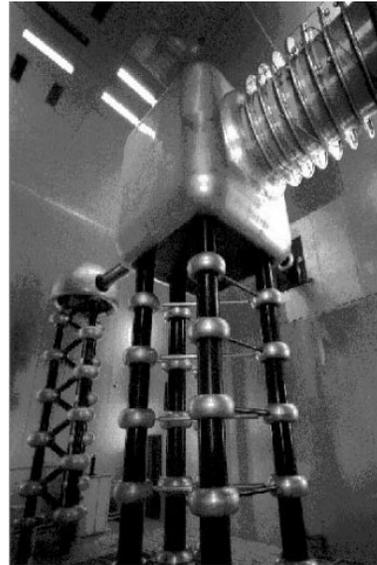


Figure 2.5: Photo de l'accélérateur Cockcroft Walton de Fermilab

la même fréquence et leur longueur est déterminée de telle sorte que la particule chargée qui les traverse soit toujours soumise à un potentiel accélérateur. Le schéma d'un des modules du Linac est représenté sur la Fig. 2.6 tandis qu'une vue des tubes à dérive est montrée Fig. 2.7.

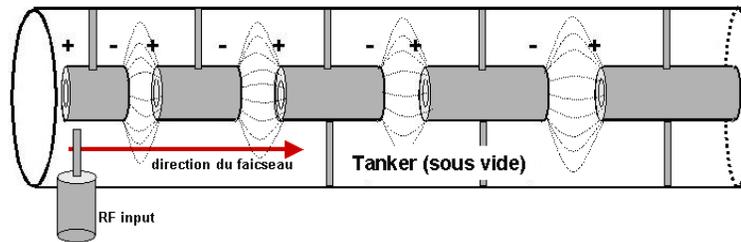


Figure 2.6: Schéma d'un tanker du Linac avec les cavités résonantes

Les 5 premiers tankers construits pour le Run Ia sont alimentés par des amplificateurs “tétrodes” [13] délivrant 5 MW et opérant à une fréquence de 201 MHz. Ils permettent l'accélération du faisceau d'ions jusqu'à 116 MeV grâce à un gradient moyen de 1.6 MV/m. Un second ensemble de 7 tankers a été installé pour le Run Ib. Alimentés par des amplificateurs Klystrons de 12 MW qui fonctionnent à 805 MHz, leurs cavités délivrent un gradient accélérateur de 7.5 MV/m pour une énergie finale de 400 MeV.

Ces deux ensembles permettent d'adapter l'accélérateur à l'injection de courants plus intenses en provenance du Cockcroft-Walton, et de produire un faisceau d'ions de 400 MeV d'énergie

| Paramètres du Linac | |
|--------------------------------|------------|
| Longueur totale | 130 m |
| Energie cinétique d'injection | 750 keV |
| Energie cinétique d'extraction | 400 GeV |
| Cycle d'Operation | 15 Hz |
| Longueur pulse | 20 μ s |
| Courant moyen | 15 μ A |

Table 3: *Paramètres de fonctionnement du Linac pour le Run II [13]*

cinétique, au lieu des 200 MeV obtenus au cours du Run Ia. L'intensité maximale du courant du faisceau permise est aussi significativement accrue, avec des maxima à 65 mA, pour une intensité moyenne de $15\mu\text{A}$. En raison de la structure résonante des champs accélérateurs, le faisceau formé est composé de paquets d'ions séparés de 5 ns (1/200 MHz). Un ensemble de 4000 paquets forme un pulse, de longueur totale 20 μ s (maximale de 50 μ s) et comprenant typiquement 6.3×10^{12} ions H^- . Deux pulses consécutifs sont espacés de quelques 50 μ s. Le taux de répétition de l'ensemble du Linac est de 15 Hz. Les caractéristiques du Linac sont reportées Table 3.

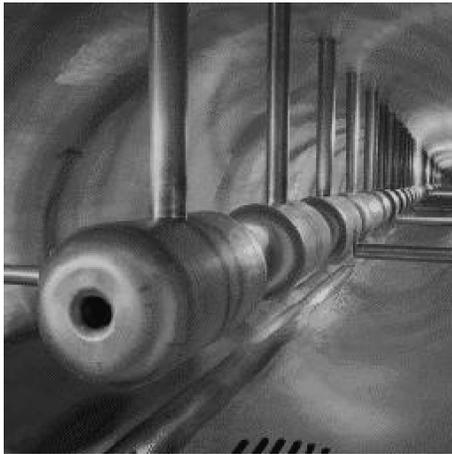


Figure 2.7: *Photo de l'accélérateur linéaire Linac de Fermilab. Ici une ligne de tubes à dérive plongée dans le vide d'un tanker. La longueur totale du module est de 16 m.*

Accélérateur synchrotron: le booster

Le *booster* est le premier synchrotron de la chaîne. De forme circulaire, le *booster* a une circonférence de 475 m. Il est composé d'un ensemble de cavités RF accélératrices situées dans une section droite, et d'un guide magnétique. Ce dernier comprend un ensemble d'aimants dipolaires dans les sections courbes, et de cellules dites "FODO" associant aimants quadripolaires focalisants (dans une direction) et défocalisants (dans l'autre) et situées dans les sections droites, cf Fig. 2.8.

Le faisceau de protons est injecté par pulse avec une énergie cinétique de 400 MeV. Aimants et cavités RF accélératrices doivent fonctionner de manière synchrone de façon à permettre l'accélération progressive des particules jusqu'à 8.0 GeV. Les cavités fonctionnent ainsi avec

selon une gamme de fréquences comprise entre 37 et 53 MHz, et assurent une accélération moyenne de 500 keV par tour.

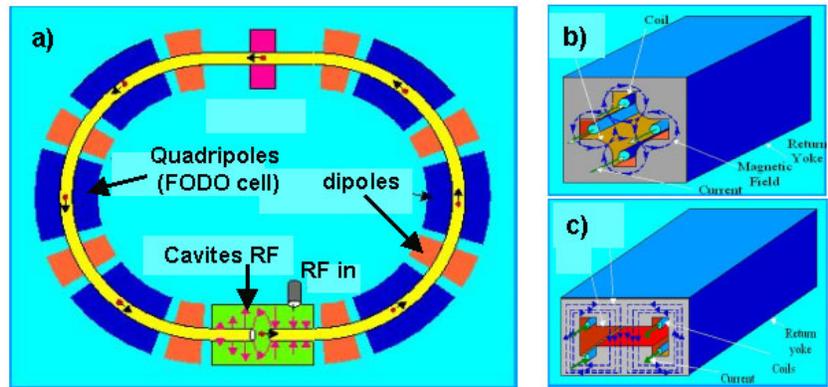


Figure 2.8: a) Schéma de fonctionnement d'un synchrotron. b) Vue d'un Aimant quadripolaire. c) Vue d'un aimant dipolaire

Le faisceau parcourt ainsi 16000 tours du *booster* avant d'atteindre l'énergie nominale. La longueur du pulse délivré par le Linac étant de $20 \mu\text{s}$, et la révolution autour du synchrotron s'effectuant en $2.2 \mu\text{s}$, l'injection doit s'effectuer en empilant les protons sur plusieurs tours. Lors de leur premier passage, les ions H^- provenant du Linac sont déshabillés de leurs électrons en traversant une feuille de Carbone. Les protons émergeant sont alors défléchis par les aimants dipolaires jusque dans l'anneau où ils s'ajoutent aux protons déjà en orbite.

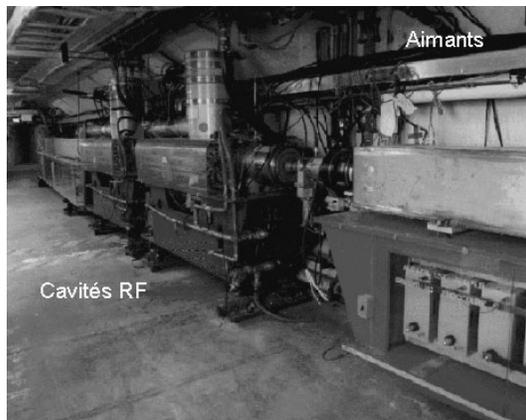


Figure 2.9: Photographie du tunnel du booster. Vue des cavités RF et des aimants du synchrotron

La hausse de l'intensité du faisceau s'effectue conjointement à la réduction de l'émittance du faisceau, passant de plus de $50\pi \text{ mm.mrad}$ en entrée à des valeurs de sortie inférieures à $15\pi \text{ mm.mrad}$ dans les deux directions horizontale et verticale. Le faisceau complet, formé de 84 paquets (fréquence RF / fréquence de révolution), qui définit un batch, est injecté vers l'injecteur principal toutes les 1.5 s. En vue du Run II, des améliorations ont été appliquées au cours du Run Ib dans le but d'augmenter l'intensité des courants entre le *Linac* et le *booster*.

Si les spécifications du Run IIa reposent sur la production d'un batch composé de 5.2×10^{12} protons toutes les 1.5 s, celle du Run IIb prévoit deux pulses injectés dans le même temps.

| Paramètres du Booster | |
|--------------------------------|---|
| Circonférence | 475 m |
| Energie cinétique d'injection | 400 MeV |
| Energie cinétique d'extraction | 8.0 GeV |
| Cycle d'Opération | 15 Hz |
| Emittance transverse: | 50π mm.mrad (entrée) $\leq 15\pi$ mm.mrad (sortie) |
| Fréquence RF | 53.1 MHz |
| Nb paquets | 12-84 |
| Nb protons/ paquet | 6.0×10^{10} |
| Courant moyen | $12\mu\text{A}$ |

Table 4: *Paramètres de fonctionnement du booster au Run II [12]*

L'injecteur principal

La mise en service de l'injecteur principal [14] est l'élément majeur de l'amélioration de la chaîne de collisionneurs pour le Run II. Absent au Run I, il a été construit en remplacement de l'Anneau Principal (ou "Main Ring"). Dernière étape de pré-accélération avant le TeVatron, il est situé dans un tunnel de 3.3 km de circonférence, correspondant exactement à 7 fois la circonférence du *booster*, et localisé à proximité de ce dernier, cf Fig.2.3. C'est un synchrotron composé d'un ensemble de cavités RF accélérant les particules jusqu'à 4 MV par tour, et d'un guide magnétique comprenant 344 aimants dipolaires et 308 aimants quadripolaires, dont les caractéristiques sont résumées Table 5.

| Paramètres Injecteur Principal | |
|--------------------------------------|--------------------------|
| Circonférence | 3339.40 m |
| Energie cinétique d'injection | 8.0 GeV |
| Energie cinétique d'extraction | 120.0/150 GeV |
| Temps Cycle (120/150 GeV/c) | 1.5 s / 2.4 s |
| Nb protons | 3×10^{13} |
| Nb protons / paquet | 6×10^{10} |
| Nb antiprotons | 5×10^{12} |
| Fréquence RF (injection/extraction) | 52.8/53.1 MHz |
| Nb paquets | 498 |
| Voltage RF | 4 MV |
| Champ dipoles (@150GeV) | 1.72 T |
| Admittance / Emittance transverse | $\geq 40\pi/12\pi$ mm.mr |
| Admittance / Emittance longitudinale | $\geq 0.5/0.2$ eV.s |

Table 5: *Paramètres de fonctionnement de l'injecteur principal pour le Run II [5][14]*

L'injecteur fonctionne selon deux modes. En mode "collisionneur", l'injecteur principal accélère

jusqu'à 7 batches en provenance du *booster* et forme un faisceau de haute intensité de typiquement 3.0×10^{11} protons par paquet par le processus de coalescence. Ces chiffres représentent un gain de 20% dans le nombre de protons mis en circulation dans le TeVatron relativement aux performances du Run I. La gamme d'accélération définie par le système de cavités RF permet d'accroître l'énergie cinétique des protons de 8.0 GeV à 150 GeV avant injection dans l'anneau du TeVatron.

En mode "production d'antiprotons", l'injecteur principal accélère des faisceaux de plus haute intensité 5×10^{12} p/paquet jusqu'à 120 GeV avant transfert vers la station-cible toutes les 2.4 s. Ce chiffre, bien supérieur au Run I, est une des principales sources de progrès dans le taux de production d'antiprotons. Il est à noter que les émittances transverses sont réduites de 30% par rapport aux performances de l'anneau principal, tandis que la dispersion des moments est elle 3 fois moindre qu'au Run I.

L'objectif du Run IIb est d'accroître l'intensité des faisceaux d'un facteur 2 par rapport aux 5×10^{12} p/paquet. Ces performances ne peuvent être atteintes qu'avec la mise en oeuvre d'une technique améliorée de formation des faisceaux. Cette technique, appelée "slip stacking" [15], permet d'ajouter de nouveaux paquets en provenance du *booster* à un faisceau déjà en circulation dans l'anneau, en les injectant sur une orbite excentrée et en les faisant glisser (décélérer) peu à peu vers l'orbite centrale, cf Fig. 2.10. Le nouveau paquet vient s'ajouter à un paquet existant dans la même poche RF, cf Fig. 2.11, et deux batches sont ainsi superposés.

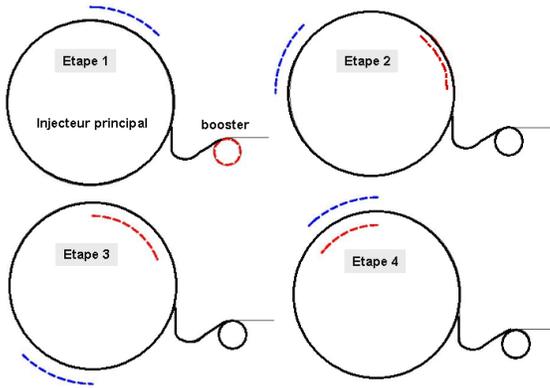


Figure 2.10: Principe de la superposition de deux batchs successifs du booster, ou "slip stacking": les paquets provenant du premier batch sont injectés puis capturés par le système de cavités RF de l'anneau. Un 2eme batch est alors injecté dans l'anneau sur une orbite différente, puis peu à peu ramenés sur la même orbite que les paquets du premier batch jusqu'à capture par les poches de résonance (voir à côté).

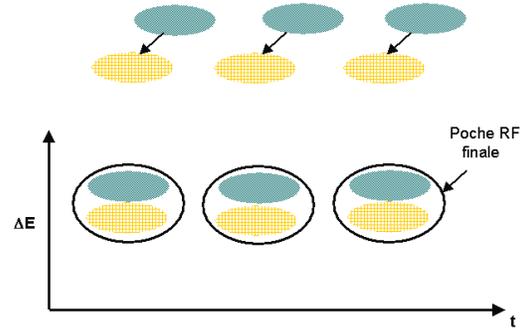


Figure 2.11: Glissement de paquets de batchs successifs dans une même poche résonante RF. Les paquets en clair circulent sur une orbite proche de l'orbite idéale et les paquets en foncés sont, par le biais des déphasages différents qu'ils reçoivent sur une orbite initialement plus large, peu à peu ramenés sur l'orbite idéale avec une énergie voisine.

2.2.2 La chaîne de production d'antiprotons

La table 6 reporte les éléments composant la chaîne de production des antiprotons à Fermilab. Les améliorations touchent ici encore toutes les étapes de la production et visent la réduction du temps requis à la formation d'un faisceau intense et stable d'antiprotons.

| Nom de l'élément | Fonction | Gamme d'énergie |
|------------------------------|----------------------------|-----------------|
| Station-Cible | production et collection | 8 GeV |
| Debuncher et accumulateur | stockage | 8 GeV |
| Injecteur Principal (synch.) | accélération | 8 GeV-150 GeV |
| TeVatron | accélération et collisions | 150GeV-980 GeV |

Table 6: *Liste des composantes intervenant dans la chaîne de production et l'accélération des antiprotons à Fermilab*

La production d'antiprotons est basée sur l'utilisation du faisceau de proton provenant de l'injecteur principal. Ce dernier est capable d'injecter un faisceau de 120 GeV toutes les 2.4 s dans le complexe-cible, formant un batch. La formation du faisceau d'antiprotons s'effectue alors en trois étapes successives qui comprend la station-cible, un anneau de refroidissement et debuncher et un anneau d'accumulation. A la sortie de ce dernier, les particules sont injectées dans l'injecteur principal pour accélération jusqu'à 150 GeV. Schématisée Fig. 2.12, une description complète peut en être trouvée Ref. [16]. Une vue du tunnel contenant les deux anneaux de refroidissement et de stockage est représentée Fig.2.13.

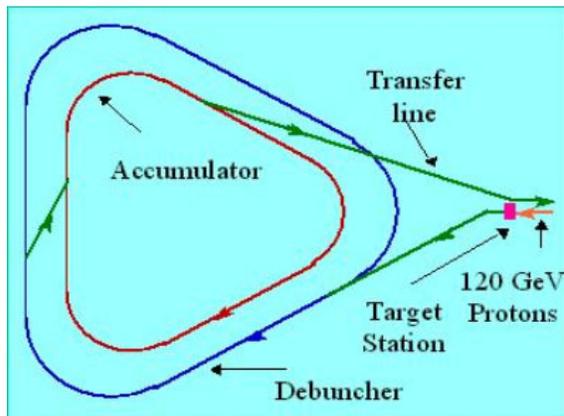


Figure 2.12: *Le complexe de production des antiprotons en 3 stades principaux au Run II: la station-cible; l'anneau debuncher; l'anneau accumulateur*

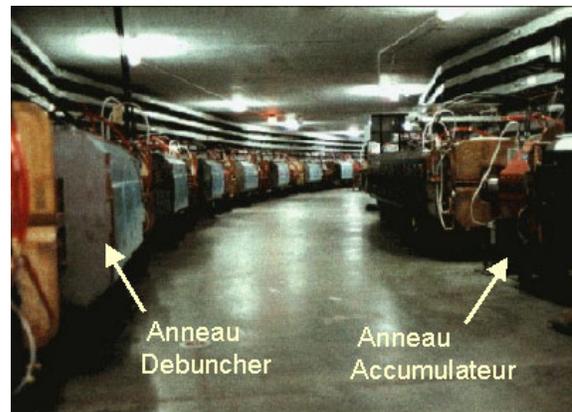


Figure 2.13: *Photographie du tunnel comprenant les anneaux debuncher (extérieur) et accumulateur (intérieur)*

La station-cible

La station-cible est composée de trois éléments distincts, représentés Fig.2.14: la cible elle-même, une lentille magnétique de collection et un aimant dipolaire pulsé. Une ligne de transfert assure alors l'injection des antiprotons dans un anneau de stockage. Les antiprotons sont produits en bombardant la cible de Nickel avec des protons de 120 GeV en provenance de l'injecteur principal. Ce dernier délivre un faisceau intense de 5×10^{12} protons par cycle de 2.4 s.

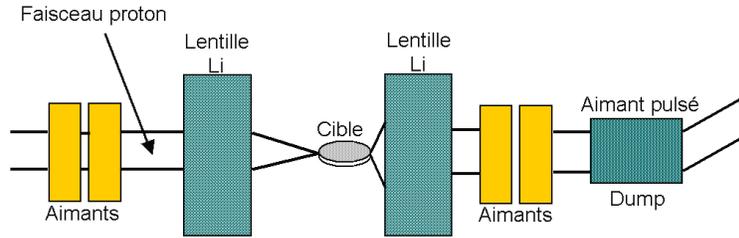


Figure 2.14: Schéma de la station-cible utilisée dans la production d'antiprotons à FNAL

La cible est composée d'une superposition de disques de Nickel de 10 cm de diamètre et 2 cm d'épaisseur, séparés les uns des autres par des disques de Cuivre, utilisés pour le refroidissement. Ces disques sont percés en leur centre afin de permettre la circulation d'air pour le refroidissement. Cet assemblage, schématisé Fig.2.15, est animé d'un mouvement rotatif afin de minimiser les dommages dans une région particulière de la cible.

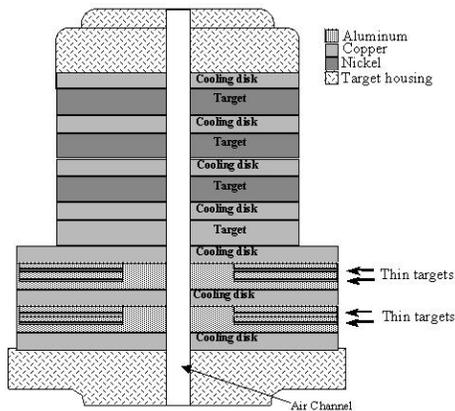


Figure 2.15: Schéma de la cible de Nickel. Un assemblage de disques de Nickel de 10 cm de diamètre et de disques de Cuivre.

Les particules engendrées lors de la collision sont alors focalisées à l'aide d'une lentille cylindrique de Lithium. Ce dernier est en effet le matériau conducteur de plus faible densité, minimisant ainsi les phénomènes de diffusion multiple et d'absorption des antiprotons. Cette lentille, parcourue par un courant électrique très intense de l'ordre de 650 kA, engendre un champ solénoïdal qui focalise les particules de charge négative. Des gradients de près de 760 T/m sont ainsi obtenus.

Enfin, un aimant dipolaire pulsé de 1.5 T, utilisé comme spectromètre de masse, sélectionne et courbe la trajectoire des particules négatives de 8 GeV jusque dans la ligne de transfert vers l'anneau *debuncher*.

Le taux d'antiprotons engendrés lors de la collision dépend de l'énergie du faisceau, tandis que l'efficacité de collection est, elle, fonction de la taille du faisceau incident, du gradient de la lentille magnétique et de l'efficacité de transfert dans l'anneau de stockage. La valeur de 8 GeV pour les antiprotons correspond à l'énergie maximale des antiprotons dans l'anneau de stockage. Le choix de l'énergie du faisceau incident (120 GeV) optimise le taux d'antiprotons de 8 GeV engendrés puis collectés dans la station cible. Il est à noter que, pour 1 million de protons incidents, seuls environ 20 antiprotons de 8 GeV sont capturés puis transférés dans l'anneau *debuncher*.

En vue du Run IIb, les ajustements prévus pour la station-cible visent à l'accroissement de l'efficacité de collection des antiprotons. Une amélioration de 50% est attendue, relativement aux performances actuelles. Elle repose sur la mise en oeuvre d'un gradient de 1000 T/m (au lieu de 760 T/m) pour focaliser les antiprotons sortant de la cible. Ce progrès nécessite une nouvelle conception des lentilles, l'emploi de nouvelles techniques de fabrication (notamment l'usage de lentille en lithium liquide) ainsi que l'amélioration du système de refroidissement [6].

L'anneau *debuncher*

A la sortie de la station-cible, les antiprotons sont extraits avec la structure du faisceau de protons incidents, par paquets nettement séparés en temps et avec une large dispersion dans la distribution en énergie, position et angle. La fonction principale de l'anneau *debuncher* est de réduire cette dispersion afin d'assurer une bonne efficacité de transfert dans l'anneau accumulateur. Ce dernier ne fonctionne en effet que lorsque le faisceau injecté est de faible émittance longitudinale (ou en énergie) et transverse.

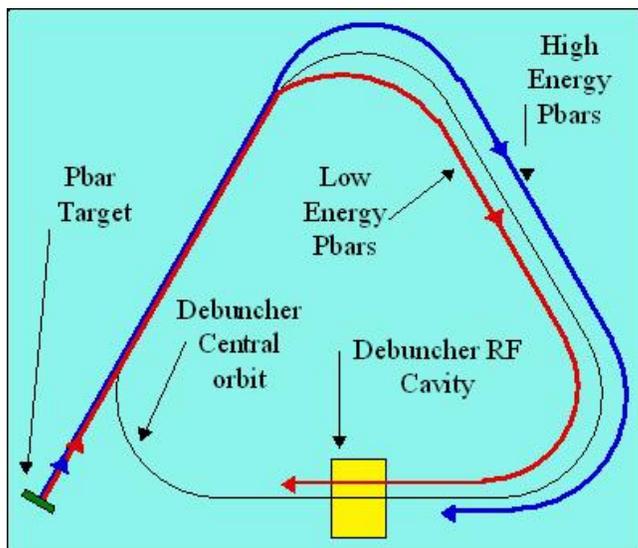


Figure 2.16: Schéma du *debuncher* utilisé dans la production des antiprotons de 8 GeV

Le *debuncher* est de forme triangulaire arrondie aux extrémités et est divisé en 6 secteurs. Chaque secteur comprend un ensemble de 11 aimants dipolaires et de 19 aimants quadripolaires. Un système de cavités Radio-Fréquence localisé dans une section droite est utilisé pour la capture des paquets d'antiprotons provenant de la station-cible. Fonctionnant comme l'injecteur principal à la fréquence de 53.1 MHz, la formation d'un faisceau continu et de faible émittance longitudinale est obtenue par un processus adiabatique: les antiprotons de plus haute énergie sont capturés sur l'orbite la plus large dans l'anneau, traversent les cavités RF accélératrices en retard (déphasage), et subissent une décélération proportionnelle à leur retard, c'est à dire à leur énergie. Ce mécanisme équivaut donc à une rotation de l'état des protons dans l'espace des phases et conduit à la formation d'un faisceau pulsé d'antiprotons de faible dispersion en énergie. Il dure environ 200 μ s. Les étapes de ce refroidissement appelé "debunching" et mises en oeuvre pour la 1ère fois à Fermilab, sont illustrées Fig. 2.17.

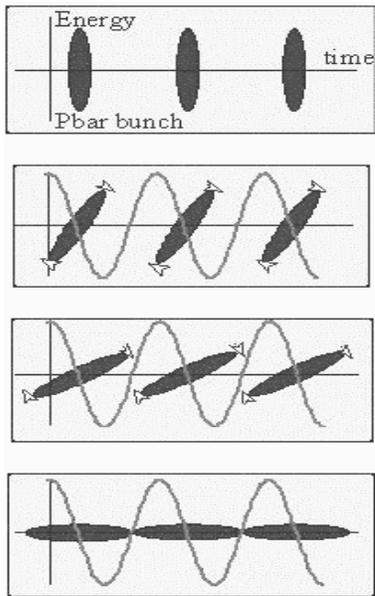


Figure 2.17: *Rôle des cavités RF dans le debuncher:*

Etape 1: Antiprotons juste après leur production à la cible de Nickel: grande dispersion selon E, petite selon t

Etape 2: Antiprotons arrivant au niveau de la cavité RF et subissant un déphasage différent selon leur E et t

Etape 3: Antiprotons après plusieurs tours et plusieurs passages par la cavité RF

Etape 4: Antiprotons à la fin du debunching: grande dispersion selon t, petite dispersion selon E

Le temps restant avant l'injection du batch suivant (2.4s) est mis à profit pour refroidir le faisceau de manière adiabatique par un système de refroidissement stochastique, cf Section 2.3.4, et le ralentir en diminuant progressivement la tension RF. Un faisceau quasi mono-énergétique, de faible dispersion transverse et longitudinale, est ainsi obtenu au bout de 50 ms supplémentaires et prêt à l'injection dans l'accumulateur.

Pour le Run II, le système de refroidissement stochastique a été amélioré afin de s'adapter à des flux d'antiprotons de plus en plus intenses. Cette adaptation a conduit à la mise en service d'un système fonctionnant sur une gamme de fréquence de 4-8 GHz au lieu des 2-4 GHz précédent et d'un meilleur refroidissement des électrodes (à 4K). Le nouveau système mis en oeuvre devrait ainsi permettre d'assurer le refroidissement de 8×10^{10} antiprotons/ heure pour le Run IIb.

L'anneau accumulateur

La fonction de l'anneau accumulateur est de regrouper les antiprotons issus du *debuncher* en paquets de particules. Ce processus d'empilement (ou "stacking"), qui s'effectue en regroupant les particules issues de pulses successifs autour d'une même valeur d'impulsion, peut prendre plusieurs heures. Il met en jeu à la fois un ensemble de cavités RF et système de refroidissement stochastique, représenté Fig.2.18 dont le principe est expliqué Section 2.3.4.

Les antiprotons extraits du *debuncher* sont injectés dans l'anneau accumulateur avec une énergie cinétique de 8 GeV. Le faisceau est alors placé sur une orbite située à quelques millimètres de l'orbite centrale, de telle sorte que les particules les plus énergétiques soient vers l'extérieur. Le système de cavités RF fonctionnant à 53.1 MHz capture alors le faisceau en 84 paquets et le décélère de 60 MeV jusqu'à ce que les antiprotons atteignent une valeur d'énergie suffisamment faible pour être capturés dans le processus de regroupement des antiprotons, appelé stack ou empilement. Un système RF de ralentissement des antiprotons du stack se met alors en marche et les décélère jusqu'à la valeur centrale désirée, typiquement à 150 MeV de la valeur d'injection. La Fig. 2.19 représente le spectre en énergie du faisceau en cours de formation. Un système de refroidissement stochastique fonctionnant entre 2-4 GHz contrôle la dispersion en énergie (ou en temps) ainsi que l'émittance transverse.

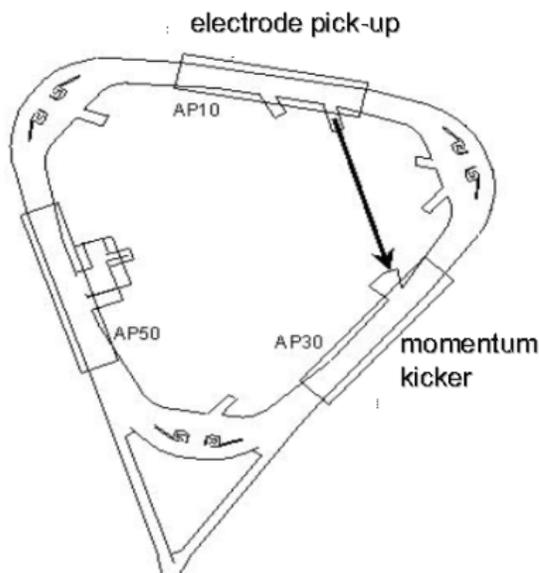


Figure 2.18: *Système de refroidissement stochastique des moments dans l'anneau Accumulateur. Le principe est détaillé Section 2.3.4.*

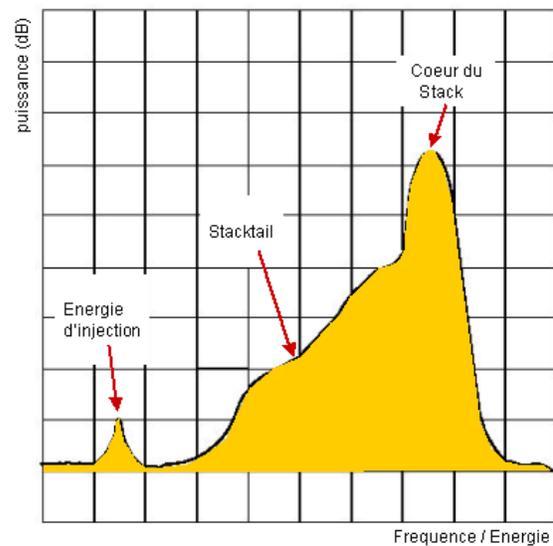


Figure 2.19: *Processus de formation du faisceau à partir de pulses provenant de l'anneau debuncher, ou "stacktail".*

Pour le Run IIa, le système de formation et de refroidissement du faisceau a été remplacé par un système fonctionnant à 2-4 GHz. Un système supportant l'accroissement dans le flux d'antiprotons provenant du *debuncher* prévu pour le Run IIb nécessitera la mise en service d'un système

fonctionnant sur la plage 4-8 GHz. Au cours du Run IIb, la formation de *stacks* contenant plus de 10^{13} particules nécessitera également un passage par le recycleur, dont le système de refroidissement est adapté à des paquets de haute intensité. Il est décrit dans la partie suivante.

L’anneau recycleur

Le recycleur est un anneau de stockage composé d’aimants permanents [17], partageant le même tunnel que l’injecteur principal. Il sera mis en service lors du Run IIb. Comme l’injecteur principal avec lequel il partage le même tunnel, le recycleur est composé de huit sections droites aménagées de systèmes de focalisation du faisceau.

Le rôle du recycleur dans la chaîne de production des antiprotons est double. Dans sa première fonction, il permet d’optimiser le taux de formation du faisceau dans l’accumulateur (“stacking rate”) en recevant périodiquement les antiprotons de 8 GeV en excès de l’Accumulateur lorsque celui-ci formera des *stacks* d’antiprotons de haute intensité. Dans le 2ème cas, il est l’élément central du recyclage des antiprotons restants en circulation dans le TeVatron en fin de période de collisions. Ceux-ci sont alors décélérés dans le TeVatron jusqu’à 150 GeV, ré-injectés dans l’injecteur principal qui les ralentit jusqu’à 8 GeV avant de les transférer dans le recycleur. Là le recycleur les refroidit et les prépare à une ré-injection dans l’injecteur principal pour accélération. Il peut stocker jusqu’à 2×10^{12} antiprotons au total.

La mise en service du recycleur doit être effectuée de manière conjointe à celle du nouveau système de refroidissement par faisceau d’électrons. Ce dernier, dont le principe est décrit Section 2.3.4, peut seul permettre en effet le recyclage de faisceaux intenses d’antiprotons et leur stockage en vue d’une réinjection dans l’injecteur principal pour accélération. Une vue de l’infrastructure de cet ensemble est représentée Fig.2.24.

| Paramètres du Recycleur | |
|-------------------------|--------------------|
| Circonférence | 3339.40 m |
| Energie cinétique | 8.0 GeV |
| Nb antiprotons | 2×10^{12} |
| Fréquence RF | 2.5 MHz / 7.5 MHz |
| Nb poches RF | 28 / 84 |
| Nombre dipoles | 344 |
| Nombre quadripoles | 92 |
| Admittance transverse | 40π mm |

Table 7: *Paramètres de fonctionnement du recycleur au RUN II [17]*

2.2.3 L’anneau du TeVatron

L’anneau du TeVatron est un synchrotron destiné à accélérer puis à engendrer les collisions des faisceaux en deux points de l’anneau. Les faisceaux de protons et d’antiprotons sont injectés à 150 GeV et accélérés jusqu’à 980 GeV. Dans les sections courbes, 770 aimants supraconducteurs,

parcourus d'un courant de 4350 A, peuvent engendrer un champ de 4.335 T pour un rayon de courbure correspondant à 754.1 m. Environ 99 cellules associant aimants quadripolaires et octupolaires (dites FODO) constituent un ensemble focalisant le faisceau dans les directions horizontale et verticale, et sont localisées dans les quatre sections droites.

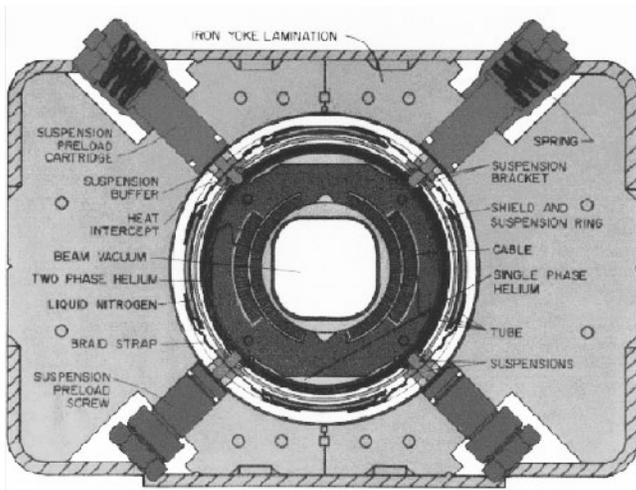


Figure 2.20: Schéma d'un aimant supraconducteur utilisé dans l'anneau du TeVatron

Les aimants supraconducteurs en Nobium-Titane doivent être maintenus à une température de 4.6 K par un ensemble cryogénique. Leur usage permet de limiter la puissance dissipée à 13 MW, au lieu des 612 MW avec des aimants conventionnels. La Fig.2.20 schématise un de ces aimants. Pour un fonctionnement à 1000 GeV, les aimants seront refroidis à 3.6 K. Un ensemble de huit cavités RF en Cuivre assurent l'accélération des faisceaux de 150 à 980 GeV/c², et engendrent une différence de potentiel moyenne de 360 kV par tour.

| Paramètres du TeVatron | |
|---|--------------------------------|
| Circonférence | 6283.19 m |
| Energie cinétique d'injection | 150.0 GeV |
| Energie cinétique nominale | 980 GeV |
| Fréquence RF | 53.1 MHz |
| Nb paquets $p \times \bar{p}$ | $36 \times 36, 108 \times 140$ |
| Voltage RF | 4 MV |
| Nombre dipôles | 772 |
| Champ dipôles (@1000GeV) | 4.335 T |
| Emittance transverse ϵ_p | 20π mm (protons) |
| Emittance transverse $\epsilon_{b\bar{a}r p}$ | 15π mm (antiprotons) |

Table 8: Paramètres de fonctionnement du TeVatron pour le Run II [5]

Dans l'anneau du TeVatron, les émittances normalisées sont typiquement de $\epsilon_p = 20\pi$ mm.mrad pour les protons et $\epsilon_{\bar{p}} = 15\pi$ mm.mrad pour les antiprotons (faisceau de plus faible intensité). La principale limitation provient alors des effets "faisceau-faisceau" au point de collision. Ces effets s'expliquent par les perturbations que le champ magnétique d'un faisceau exerce sur l'autre,

accroissant l'amplitude moyenne des oscillations des particules de ce dernier autour de l'orbite idéale, et par conséquent augmentant la dispersion dans l'espace des phases. Cet effet est décrit Section 2.2.2.

2.2.4 Le refroidissement des faisceaux

Tout accélérateur ou anneau de stockage est caractérisé par une acceptation en terme de volume d'espace des phases (voir section 2.2.1). L'accumulateur d'antiprotons par exemple doit capter le plus d'antiprotons en provenance de la cible et doit donc avoir une large acceptation, nettement plus large que celle du TeVatron où les particules sont finalement stockées et mises en collision. Le volume de phase doit donc être réduit et la densité de particules dans l'espace des phases accrue. Cette exigence viole apparemment le principe de Liouville, qui interdit toute compression du volume des phases par le biais de forces conservatives comme les champs EM utilisés dans les synchrotrons. Dans les faits, cela peut être réalisé en distordant le volume des phases sans changer la densité de manière uniforme: localement, les points dans l'espace des phases sont rapprochés du centre de la distribution, et les espaces entre les points repoussés vers l'extérieur, comme illustré Fig. 2.21. La densité est ainsi "localement" conservée tandis que macroscopiquement la densité de particules augmente. Ce processus est appelé "refroidissement" car il réduit les mouvements des particules par rapport à celui des autres, c'est à dire l'émission du faisceau. On parle de "refroidissement betatron" lorsque l'on réduit sa taille transverse et de "refroidissement d'impulsion" lorsque l'on réduit la dispersion en énergie.

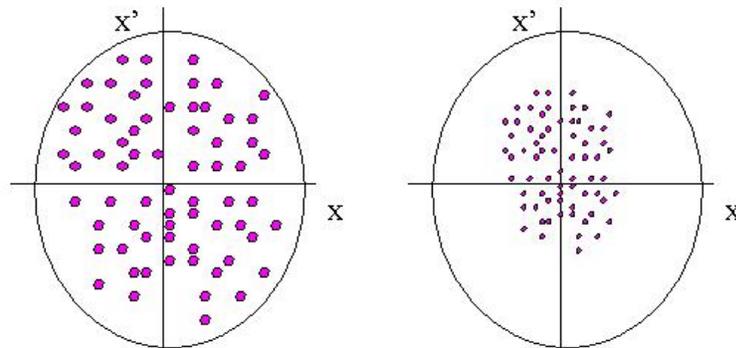


Figure 2.21: *Principe du refroidissement du faisceau dans l'espace des phases*

Comme on l'a vu, le refroidissement est indispensable dans les phases d'accumulation et de stockage des particules en vue de la constitution de faisceaux intenses. Il assure aussi la stabilité du faisceau en compensant les mécanismes conduisant à un accroissement de l'émission voire à la perte de particules du faisceau. Deux mécanismes principaux de refroidissement sont utilisés

au TeVatron: le refroidissement stochastique, développé au CERN par le prix Nobel S. Van der Meer [18], et le refroidissement par faisceau d'électrons, introduit par G.I. Budker [19].

Le refroidissement stochastique

La technique du refroidissement stochastique est décrite en détail dans la Ref. [19]. Le principe dans le cas d'une particule individuelle est le suivant. Sous l'influence des champs focalisants du guide magnétique du synchrotron, les particules oscillent autour de l'orbite centrale (oscillation betatron). A chaque passage de la particule, une électrode (pick-up) fournit une impulsion proportionnelle à la déviation par rapport à l'orbite centrale. Ce signal est amplifié et envoyé à une électrode (kicker) dont l'action est de défléchir la particule. Si la distance entre les deux électrodes correspond à un nombre impair de longueurs d'onde betatron et si le gain est choisi correctement, alors l'oscillation est annulée. Le signal doit également parvenir au kicker en même temps que le signal. Les délais dans le cablage et l'amplification sont compensés par un chemin raccourci entre les deux électrodes, cf Fig. 2.22.

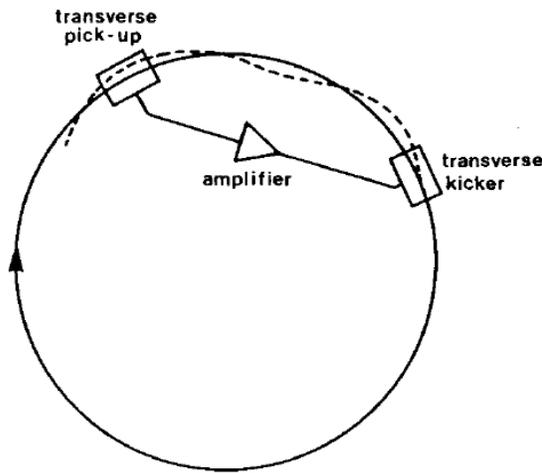


Figure 2.22: *Principe du refroidissement stochastique d'une particule animée d'oscillations betatron horizontales [18]*

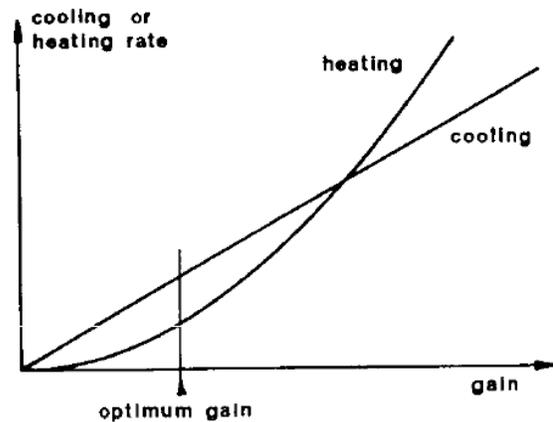


Figure 2.23: *Variation avec le gain du système des effets de refroidissement et de réchauffement du faisceau [18]*

En pratique, le refroidissement doit s'appliquer sur un ensemble de particules du faisceau (de 10^6 à 10^{12}), et il est clair que l'électronique n'est pas assez rapide pour éviter le chevauchement des signaux. L'amplification du signal doit alors être ajustée, pour que les particules dont le signal chevauche celui de la particule à corriger ne subissent pas d'effet augmentant trop leur dispersion. Cet effet incohérent est heureusement nul en moyenne et n'intervient qu'au second ordre. Le gain est fixé afin d'optimiser l'effet cohérent de refroidissement du faisceau par rapport à l'effet de réchauffement, cf Fig. 2.23.

Le refroidissement par faisceau d'électrons

La méthode de refroidissement par faisceau d'électrons a été évoquée à l'origine par A.M. Budker [19]. L'idée de l'appliquer au Recycleur de Fermilab a été proposé dès 1985. Son application est décrite Ref. [20]. Le Recycleur, présenté section 2.3.2, utilise le refroidissement stochastique pour collecter les paquets provenant de l'accumulateur et refroidir les antiprotons restant en fin de périodes de collisions du Tevatron. Le refroidissement par faisceau d'électrons est cependant indispensable pour le refroidissement de faisceaux plus intenses d'antiprotons, notamment lors de la phase de haute luminosité Run IIb.

Le principe est le suivant. Les antiprotons traversant le faisceau d'électrons subissent des diffusions de Coulomb avec les électrons. La friction et la diffusion résultant de ces interactions tendent à ramener les antiprotons en équilibre thermique avec les électrons. Si leur énergie cinétique dans le référentiel du faisceau est élevée comparée à celle des électrons, le phénomène de diffusion est alors négligeable et les antiprotons sont refroidis. Les avantages du refroidissement par faisceaux d'électrons sont nombreux. Il peut réduire la dispersion des trois composantes du moment des protons simultanément, contrairement au refroidissement stochastique, qui n'agit que sur une direction à la fois. Un autre avantage par rapport à ce dernier est que l'effet refroidissant est pratiquement indépendant de l'intensité du faisceau. Le point faible de refroidissement par faisceau est que l'effet est très lent, et il faut donc l'utiliser alors que l'émittance du faisceau est très proche de la valeur finale. Les deux types de refroidissement sont donc complémentaires et seront tous les deux utilisés dans le Recycleur. La Fig.2.24 schématise l'infrastructure du système prévu.

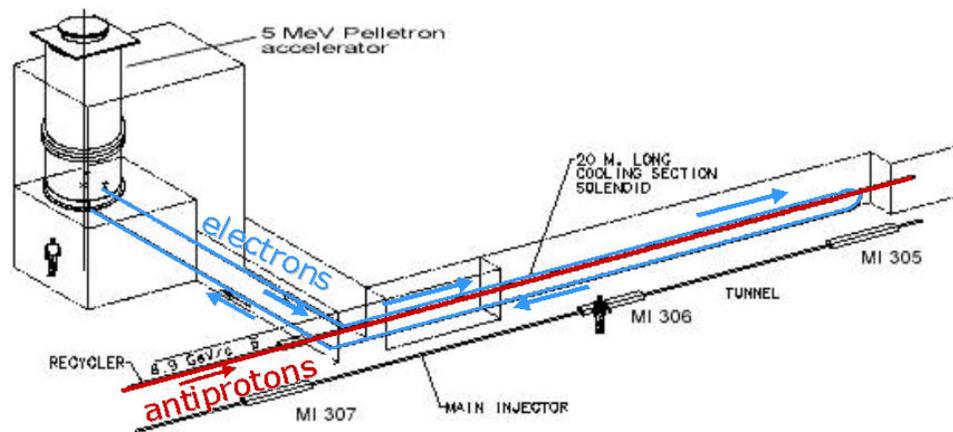


Figure 2.24: Schéma du refroidissement par faisceau d'électrons tel qu'il est prévu dans l'anneau du recycleur

2.3 Conclusion

En vue d'un Run de haute luminosité, Fermilab a entrepris des modifications profondes du complexe de production et d'accélération des faisceaux $p\bar{p}$. Le déroulement du Run II est prévu pour s'étendre jusqu'en 2008 au moins et s'effectuera en plusieurs étapes, au fur et à mesure des améliorations techniques apportées aux machines.

La construction de l'injecteur principal, capable d'accélérer des faisceaux intenses de protons et d'antiprotons jusqu'à 150 GeV/c, constitue le point d'orgue du Run IIa. Son utilisation devrait permettre un accroissement de la luminosité d'un facteur 20 relativement au précédent Run et d'accumuler plus de 2fb^{-1} par expérience.

La mise en service du recycleur, couplée à l'usage de nouveaux systèmes de refroidissement de faisceaux, permettra dans une seconde phase de produire des faisceaux d'antiprotons contenant 2 à 3 fois plus de particules qu'au Run IIa. L'adaptation de l'anneau du TeVatron et un nouvel ensemble de compensation des effets faisceau-faisceau devrait permettre les collisions de faisceaux encore plus intenses. Le gain attendu dans cette deuxième phase représente un facteur supplémentaire de 2.5 en luminosité par rapport au Run IIa, typiquement de l'ordre de $5.0 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Au total, ce sont ainsi environ 15fb^{-1} par expérience qui sont attendus d'ici le début du LHC, soit plus de 100 fois la statistique accumulée pendant le Run I.

3 Les détecteurs CDF et DØ au TeVatron

L'environnement des collisionneurs hadroniques impose de très fortes contraintes sur l'architecture des détecteurs, surtout dans le cadre d'une période de prise de données à haute luminosité. Au niveau des enjeux physiques, l'augmentation de la statistique permet l'extension du domaine de physique accessible, avec la possibilité de mesures de précision (top, W et B) et de mise en évidence de signaux rares comme le Higgs. Ces enjeux nécessitent cependant une amélioration significative des capacités d'identification et de mesure des caractéristiques des particules. Les deux collaborations ont ainsi renforcé les secteurs-clefs de la reconstruction des traces, des mesures calorimétriques et de la détection des muons.

Au niveau des techniques utilisées, l'augmentation du nombre de paquets en circulation et la réduction de la durée moyenne entre deux collisions se traduit par l'observation d'un empilement de plusieurs événements par collision. Ces changements nécessitent donc la révision complète de l'électronique d'acquisition, de déclenchement et de lecture.

Par ailleurs, la nouvelle configuration du TeVatron se caractérise par un élargissement de la région d'interaction dans la direction des faisceaux. L'assurance d'une bonne acceptance pour les particules à long temps de vol (b ou c) conduit à un choix de détecteurs de vertex de grandes dimensions. Enfin les fortes doses de radiations dans le détecteur imposent le choix de matériaux résistants et d'électronique "durcie".

La première section présente les contraintes s'appliquant sur les détecteurs auprès du collisionneur hadronique du TeVatron. Les deux suivantes présentent les deux détecteurs installés sur le site du TeVatron: DØ et CDF.

3.1 Environnement des collisions $p\bar{p}$

3.1.1 Choix des variables

La géométrie des détecteurs est optimisée pour couvrir un angle solide maximal autour du point d'interaction et assurer une parfaite symétrie avant-arrière. Les objets sont ainsi le mieux repérés par leurs coordonnées cylindriques. Dans les collisionneurs $p\bar{p}$, l'angle polaire θ est en général exprimé en terme de pseudo-rapacité η définie par:

$$\eta \equiv -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$$

Pour des particules d'impulsion très supérieure à leur masse $p \gg m$, la pseudorapacité est égale à la rapidité notée y :

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right)$$

Cette relation fait de η une variable pertinente pour décrire la position d'une particule, puisque la rapidité, sous une transformation de Lorentz de vitesse β dans la direction z , est simplement modifiée par la quantité $y \rightarrow y + \tanh^{-1} \beta$.

En ce qui concerne les variables d'énergie ou d'impulsion, on utilise communément les variables

transverses. En effet, la plupart des événements résultant des collisions $p\bar{p}$ sont formés de jets de particules résultant à la fois de l'interaction inélastique des partons, et des interactions QCD multi-jets, dont l'axe est avant pointé vers l'avant. En raison de la forte multiplicité dans cette région, la sélection d'événements d'intérêt s'effectuera donc principalement dans la partie centrale du détecteur (petite valeur de η), et sera basée sur des variables déterminées dans le plan transverse de l'événement. On définit ainsi l'énergie transverse E_T :

$$E_T \equiv E \times \sin \theta$$

3.1.2 Empilement d'événements

Dans les collisions hadroniques, les sections efficaces des événements d'intérêt sont très petites devant la section efficace totale inélastique $\sigma_{pp}^{\text{inel}}$. Pendant le Run I à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, cette dernière a été mesurée à ≈ 47 mb. Par comparaison, la section efficace de production d'un boson W est de l'ordre de 6 nb, tandis qu'elle est de 1 pb pour un Higgs standard de $m_H = 120$ GeV/c². La fréquence des collisions étant de 2.5 MHz au Run IIa et de 7.5 MHz au Run IIb, il y a possibilité de superposition de plusieurs événements de grande section efficace (i.e. inélastique), à l'événement d'intérêt.

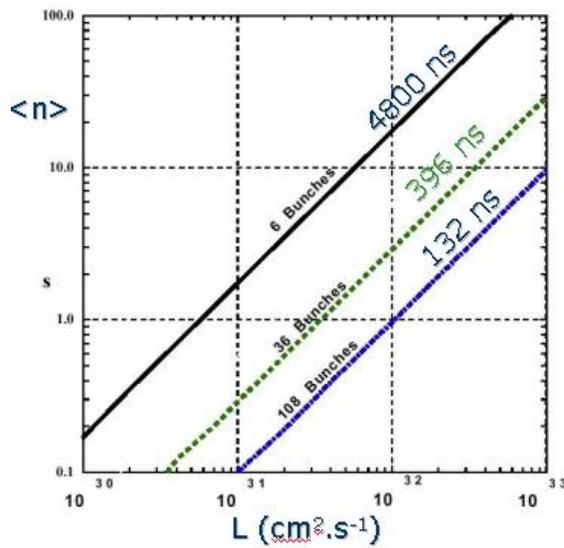


Figure 3.25: Nombre moyen d'interactions inélastiques par croisement en fonction de la luminosité instantanée délivrée. Deux configurations sont considérées: 36×36 paquets et 108×140 paquets

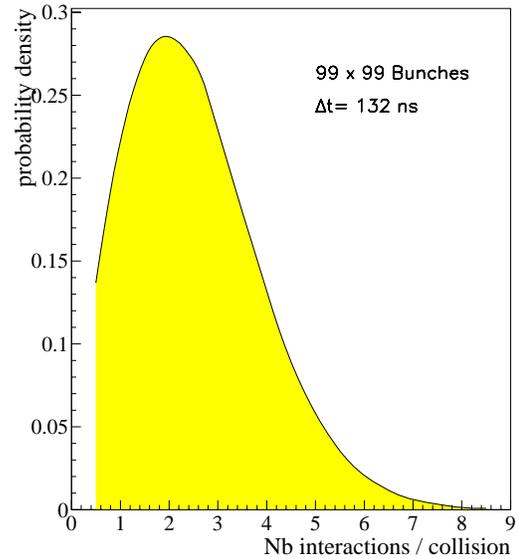


Figure 3.26: Distribution du nombre d'événements superposés dans le cas de la collision de 99 paquets séparés de 132 ns à $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Dans ce cas $\langle n \rangle = 2.0$

Le nombre moyen d'interactions par collision est fonction de la luminosité, de la durée entre deux collisions et de la section efficace du processus considéré:

$$\langle n \rangle \equiv \mathcal{L} \times \sigma_{pp}^{\text{inel}} \times \Delta t_{\text{paquet}}$$

La Fig. 3.25 représente le nombre moyen $\langle n \rangle$ d'événements inélastiques par collision en fonction de la luminosité instantanée, dans trois configurations: la configuration du Run I avec 6 paquets séparés de $\Delta t_{\text{paquet}} = 4.8 \mu\text{s}$, celle du Run IIa avec 36 paquets et $\Delta t_{\text{paquet}} = 396 \text{ ns}$ puis du Run IIb avec 108 paquets et $\Delta t_{\text{paquet}} = 132 \text{ ns}$. Le nombre moyen d'interactions passe ainsi de $\langle n \rangle \approx 2.1$ à $\mathcal{L} = 5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et 36 paquets à $\langle n \rangle \approx 4.8$ à $\mathcal{L} = 5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et 108 paquets. Il est à noter que, compte tenu de la valeur de la probabilité d'interaction et du nombre élevé de collisions, la probabilité d'observer un nombre m d'interactions par croisement obéit à une loi de Poisson:

$$P_m = e^{-\langle n \rangle} \frac{\langle n \rangle^m}{m!}$$

La Fig.3.26 répertorie la probabilité d'observer m interactions inélastiques par croisement pour une configuration de paquets à 99 paquets avec $\Delta t = 132 \text{ ns}$ qui se rapproche de ce que l'on prévoit pour le Run IIb. Elle montre que la probabilité d'observer au moins 2 interactions par collision est de 59.1%.

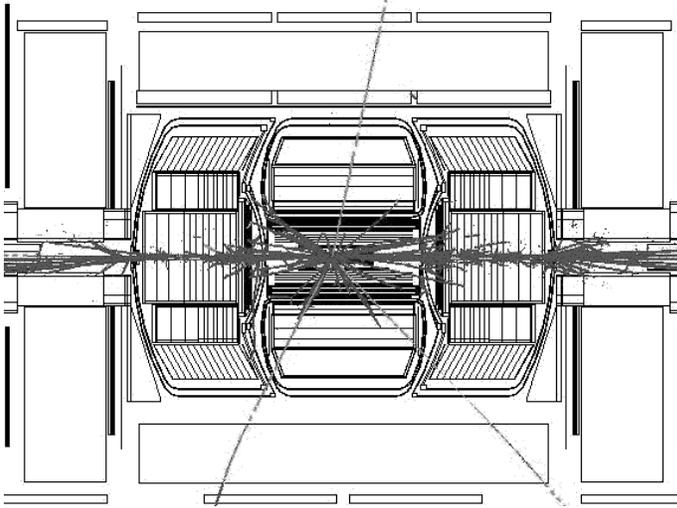


Figure 3.27: *Vue de la production d'une paire de quarks top dans le détecteur DØ*

3.1.3 Identification des particules

En ce qui concerne la nature des produits des interactions, les événements majoritaires en section efficace sont des événements QCD. Ils comprennent un ou plusieurs jets résultant en grande majorité de l'hadronisation de quarks légers (u,d,s). Moins de 1 jet QCD sur 1000 provient d'un quark lourd bottom ou charm.

Ces caractéristiques ont des incidences sur l'analyse en milieu $p\bar{p}$. La première est la mise au point de sélections d'événements basées sur la détection de leptons: isolés et de grande impulsion dans le cas de désintégrations de bosons W et Z, mous et au milieu de jets dans le cas de désintégrations semi-leptoniques de quarks lourds b ou c. La seconde est la nécessité d'outils performants de reconstruction des jets dans les calorimètres, et d'une détermination précise de leur énergie. Enfin, la reconstruction des jets et des leptons permet la détermination

dans le plan transverse de la présence d'énergie manquante. Une vue de la production d'une paire $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b}$ illustre ces commentaires Fig.3.27.

3.1.4 Déclenchement et acquisition des événements

Dans les machines e^+e^- , presque toutes les collisions peuvent être enregistrées et stockées. Au TeVatron, compte tenu du nombre de collisions inélastiques et de la faible section efficace des événements d'intérêt, l'intégration d'un système de déclenchement et d'acquisition spécifiques aux topologies du signal recherché est indispensable. En vue du Run II, l'installation de nouveaux sous-détecteurs et la réduction du temps entre deux collisions de $4.2\mu\text{s}$ à 396 ns dans un premier temps, puis 132 ns dans la suite du Run II, conduit à une redéfinition complète de l'architecture du déclenchement et de la chaîne d'acquisition des détecteurs DØ et CDF.

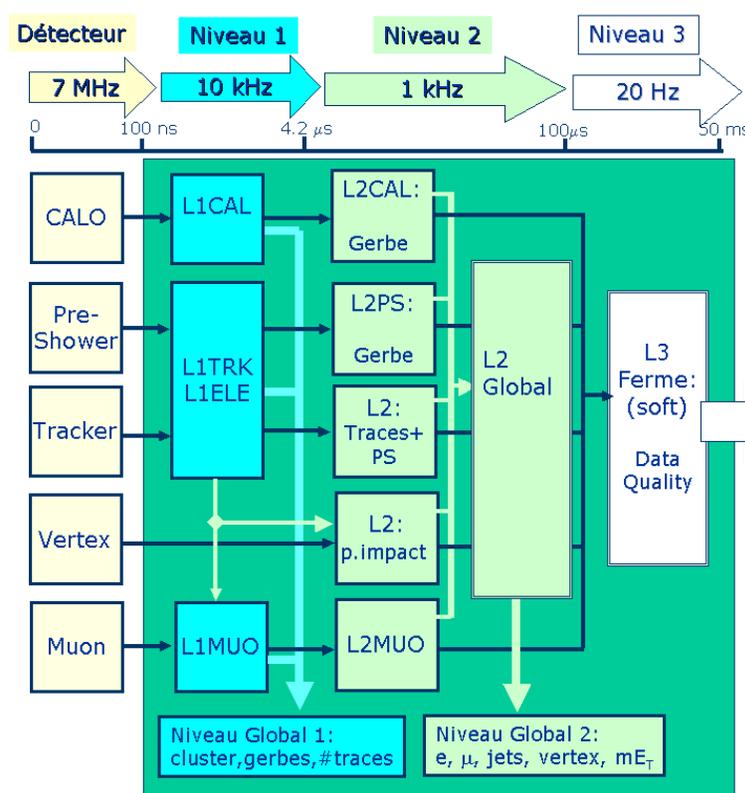


Figure 3.28: Architecture du système de déclenchement de DØ . Les contraintes sur les taux d'événements et la durée de prise de décision sont indiquées à chaque niveau.

L'architecture s'organise dans les deux expériences autour de trois niveaux de déclenchement. Leur rôle est décrit ci-dessous et est schématisé Fig. 3.28. Les algorithmes dévolus à la recherche du Higgs sont eux détaillés Section 5.2.1.

Le niveau 1

Le niveau 1 de déclenchement doit opérer sans temps mort à un taux de 7.6 MHz. La décision est prise en moins de $4.2\mu\text{s}$ et le taux d'événements maximal, fixé par le temps mort du détecteur de vertex, est prévu à 10 kHz. A CDF, l'utilisation de circuits intégrés spéciaux, cf Section 3.3.1, permet de monter ce chiffre à plus de 50 kHz. L'électronique d'acquisition de chacun des systèmes intègre des pipelines permettant la mémorisation de 32 croisements sans temps mort. La logique des algorithmes est pré-programmée au niveau 1 global dans une série de FPGA (pour "Field Programmable Gate Arrays"). Les algorithmes au niveau 1 global combinent les informations en provenance de quatre détecteurs: le détecteur de traces, les pré-échantillonneurs, les calorimètres (EM et hadronique) et les systèmes à muons (chambres et scintillateurs). On définit ainsi un certain nombre d'algorithmes ou "termes" de niveau 1 (128 à DØ par exemple), combinant chacun logiquement des informations provenant de plusieurs sous-systèmes [24]. Si un au moins de ces termes est logiquement vrai, alors les informations de tous les systèmes sont numérisées et transférées des pipelines vers le niveau 2.

Le niveau 2

Le niveau 2 est basé sur un usage intensif de traitements parallèles. Il est organisé autour d'un niveau processeur global qui opère sur les listes d'objets fournies par les pré-processeurs spécifiques aux détecteurs et fonctionnant en parallèle. Cette liste (dépôts calorimétriques, points dans les chambres à muons et scintillateurs, traces dans les détecteurs centraux, dépôts dans les pré-échantillonneurs, vertex déplacés dans les détecteurs de vertex) est formée en environ $50\mu\text{s}$ et envoyée au niveau global par des connections rapides (320 MBytes/s). Le rôle du processeur global est alors de combiner ces informations et de former des objets physiques comme les électrons, les muons, les jets hadroniques, les jets associés à un vertex. Utilisant la durée disponible pour appliquer des critères plus raffinés qu'au niveau précédant, il autorise la localisation tri-dimensionnelle des dépôts, la mise en coïncidence de dépôts calorimétriques avec les traces des détecteurs centraux et les signaux du pré-échantillonneur, la détermination de l'isolation et du rapport E/p pour les électrons, la séparation et la fraction électro-magnétique des jets ou encore la signification statistique de traces de grand paramètre d'impact. La décision globale du niveau 2 est prise sur cette liste en moins de $100\mu\text{s}$ pour un taux d'événements accepté limité à 1 kHz pour les deux détecteurs CDF et DØ.

Le niveau 3

Sur une décision positive du niveau 2, les informations numérisées du niveau 1 sont transmises intégralement au niveau 3. Elles sont ainsi traitées indépendamment du niveau précédent dans une ferme de processeurs, à travers une suite de filtres. A ce niveau, les objets de niveau 3 sont formés en plusieurs dizaines de millisecondes, pour un taux d'événements acceptés et stockés en mémoire de 50 à 100 Hz environ.

3.2 Le détecteur DØ

Le détecteur DØ, présenté Fig.3.29, a subi des modifications majeures pour s'adapter aux enjeux du Run II. Les améliorations touchent tous les domaines de détection. Les principales composantes en sont:

- l'installation d'un aimant solénoïdal supraconducteur, à l'intérieur des parois du cryostat du calorimètre, et qui engendre un champ magnétique de 2T;
- l'installation d'un nouveau détecteur de traces, le CFT (Central Fiber Tracker), à fibres scintillantes. Il permet la détermination de l'impulsion des particules chargées sur toute la région centrale;
- l'installation d'un nouveau système de reconstruction des vertex à base de détecteurs de Silicium, le SMT (Silicon Microstrip Tracker). D'acceptance étendue sur plus de 48 cm de part et d'autre du point de collision central au détecteur, il couvre ainsi la plus grande partie de la région lumineuse du TeVatron au point de collision;

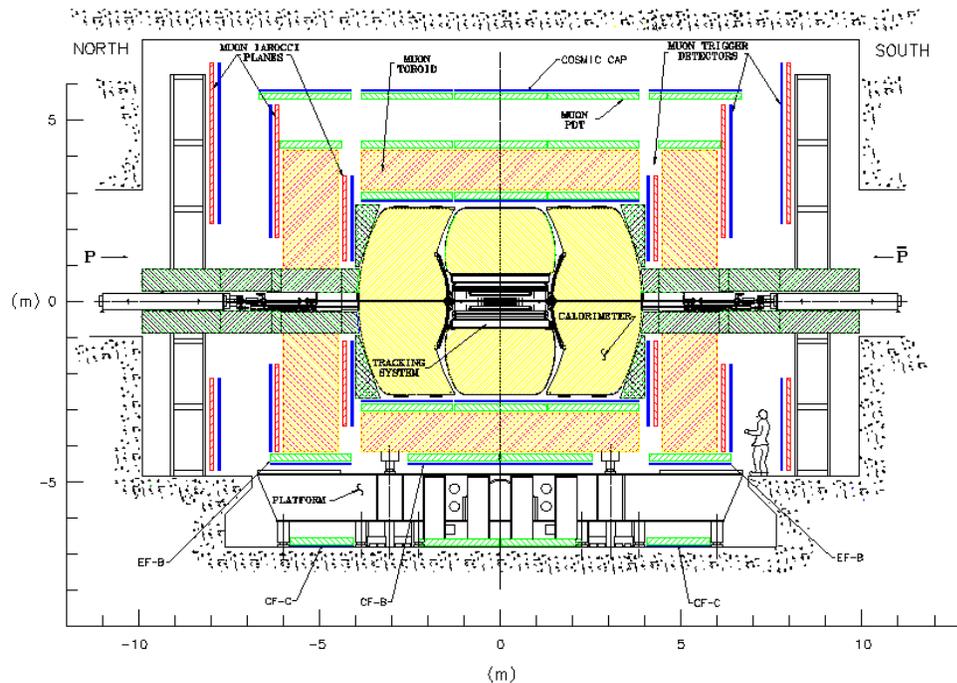


Figure 3.29: Vue longitudinale du détecteur DØ pour le Run II

- l'installation de pré-échantillonneurs en fibres scintillantes montés sur les parois internes du calorimètre EM, les PS (Pre Shower). Ils améliorent les capacités d'identification des électrons, photons et pions, ainsi que la détermination de l'énergie des gerbes électromagnétiques;

- le remplacement des chambres proportionnelles destinées à la détection des muons dans les régions de petits angles par rapport à la direction des faisceaux, et l'utilisation d'un gaz de dérive plus rapide. De nouveaux scintillateurs ont également été installés dans la région centrale et avant afin d'augmenter l'acceptance des muons de faible moment transverse.
- la restructuration de l'ensemble de déclenchement, d'acquisition et d'enregistrement des collisions, adaptés aux nouvelles exigences physiques et aux conditions de prise de données.

3.2.1 Les nouveaux détecteurs de traces à DØ

En vue du Run II, DØ s'est doté d'un ensemble de reconstruction des traces, inséré à l'intérieur d'un nouvel aimant solénoïdal. Pour compenser le faible volume disponible à l'intérieur du calorimètre, l'aimant engendre un champ magnétique intense de 2 T. Le nouvel ensemble répond à la nécessité de maintenir une large acceptance, jusqu'à $|\eta| \leq 1.5$ pour la reconstruction des traces et leur mise en coïncidence avec le calorimètre et les chambres à muons; jusqu'à $|\eta| \leq 2.0$ pour le détecteur de vertex afin de couvrir la large région lumineuse prévue pour les collisions. Enfin les matériaux sont choisis afin de supporter les hautes doses de radiation prévues pour le Run II. Les caractéristiques de ces nouveaux détecteurs sont reportées Table 9 et une vue schématique de l'ensemble est présentée Fig. 3.30.

| | |
|------------------------|---------------------------------------|
| Détecteur à Fibres CFT | |
| Rayon | 11 à 50 cm |
| Nb supercouches | 8 |
| - coordonnées lecture | face 1: $r - \phi$ |
| - coordonnées stéreo | face 2: $r - uv (1.5^0)$ |
| Fibre lecture WLS | diamètre $835\mu\text{m}$ |
| Reésolution / doublet | $100\mu\text{m}$ |
| Couverture rapidité | $ \eta \leq 1.6$ |
| Nb canaux | 71,680 |
| Epaisseur matériau | $0.013 X_0$ |
| Détecteur Vertex SMT | |
| Rayon | 2.7 à 9.5 cm |
| Nb couches | 4 dont 2 double face |
| - coordonnées lecture | face 1: $r - \phi / 4$ couches |
| - coordonnées stéreo | face 2: $r - uv (2^0)$ couches 1 et 3 |
| Pistes de lecture | $50 \mu\text{m}$ |
| Reésolution / mesure | $12\mu\text{m}$ (axiale) |
| Longueur totale | 96.0 cm |
| Couverture rapidité | $ \eta \leq 2.0$ |
| Nb canaux | 793,000 |
| Epaisseur matériau | $0.035 X_0$ |

Table 9: Caractéristiques des nouveaux détecteurs de traces de DØ. Les disques Silicium sont répertoriés dans le texte.

Le détecteur à fibres scintillantes (CFT)

Le détecteur à fibres scintillantes [25], qui couvre la région de rapidité $|\eta| < 1.5$, a un rayon intérieur de 11 cm et extérieur de 50 cm. Il est composé de 8 cylindres en fibres de carbone sur lesquels sont fixées trois épaisseurs de fibres scintillantes formant une supercouche. La fibre est un scintillateur plastique (polyvinylbenzène) de $835\mu\text{m}$ de diamètre permettant la scintillation dans l'ultra-violet par fluorescence, tandis que la présence de composés à base de fluor accroissent la longueur d'onde dans le visible à 510 nm [26]. Chaque fibre scintillante est couplée à une fibre transportant la lumière verte jusqu'à un Photo-Compteur qui assure la conversion des photons en signal de charge. Le Photo-Compteur de Lumière Visible VLPC [27] (Visible Light Photo Counter) utilisé assure une excellente efficacité quantique de 80% à ces longueurs d'onde et des gains s'étendant de 10000 à 50000. Le VLPC fonctionne à des températures comprises entre 6-13K afin de réduire le bruit thermique et nécessite donc l'utilisation d'un système de refroidissement cryogénique.

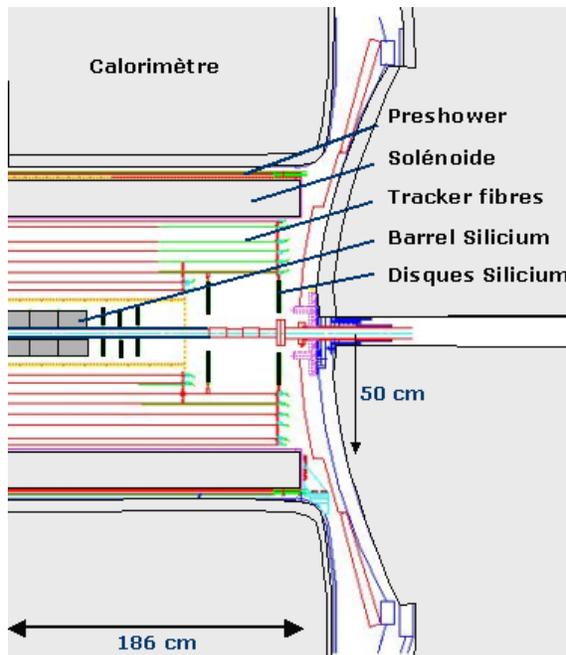


Figure 3.30: Schéma représentant les détecteurs de traces dans $D\emptyset$

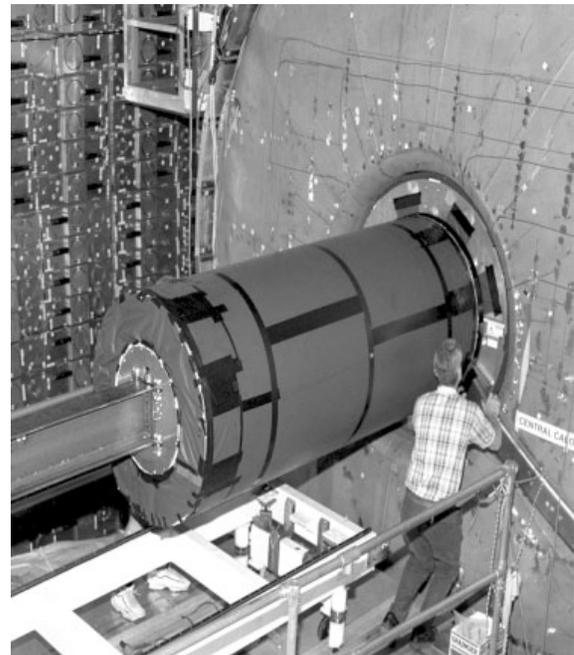


Figure 3.31: Installation du détecteur CFT à l'intérieur du cryostat du calorimètre

La nécessité d'une reconstruction tridimensionnelle des trajectoires conditionne la structure des supercouches: la première couche de fibres est alignée selon l'axe du faisceau, tandis que les deux autres forment un angle de $+1.5^\circ$ et -1.5° avec la première. Le CFT permet ainsi la reconstruction d'un maximum de 16 points en 3D par trajectoire. Les tests faisceaux montrent que pour une particule chargée, en moyenne 8.5 photo-électrons par fibre sont mesurés. L'efficacité de détection est ainsi déterminée à plus de 99%, pour une résolution spatiale sur des doublets

de fibres meilleure que $100 \mu\text{m}$.

Il est à noter que la rapidité des processus physiques de scintillation dans le plastique (1 à 10 ns) et du transfert le long de la chaîne d'acquisition permet d'utiliser les informations sur les traces dès le premier niveau de déclenchement. La même technologie est utilisée pour les pré-échantillonneurs, pour lesquels les gains élevés des VLPC permettent une reconstruction de l'énergie déposée avec une bonne résolution.

Le détecteur de Vertex (SMT)

Le détecteur de Vertex [28] installé à $D\phi$ s'étend sur une longueur de 64 cm, appropriée à la grande région lumineuse. Sa structure centrale est composée de 6 modules formés chacun d'un tonneau et d'un disque. Chaque tonneau est constitué de supports en Beryllium pouvant accueillir 4 couches de détecteurs Silicium, de rayons 2.7, 4.5, 6.6 et 9.5 cm. Les couches 1 et 3 sont composées d'une face recouverte de pistes permettant la mesure en $r - \phi$. Les couches 2 et 4 sont formées d'une face permettant la mesure en $r - \phi$ et d'une autre sur laquelle les pistes forment entre elles un angle stéréo de 2° . Cet assemblage permet une reconstruction des points d'impact en 3 dimensions. Chaque tonneau est fermé par un disque découpé en 12 sections et recouverts de deux couches de détecteurs Silicium faisant un angle de 30° entre elles. Une vue globale est représentée Fig.3.32.

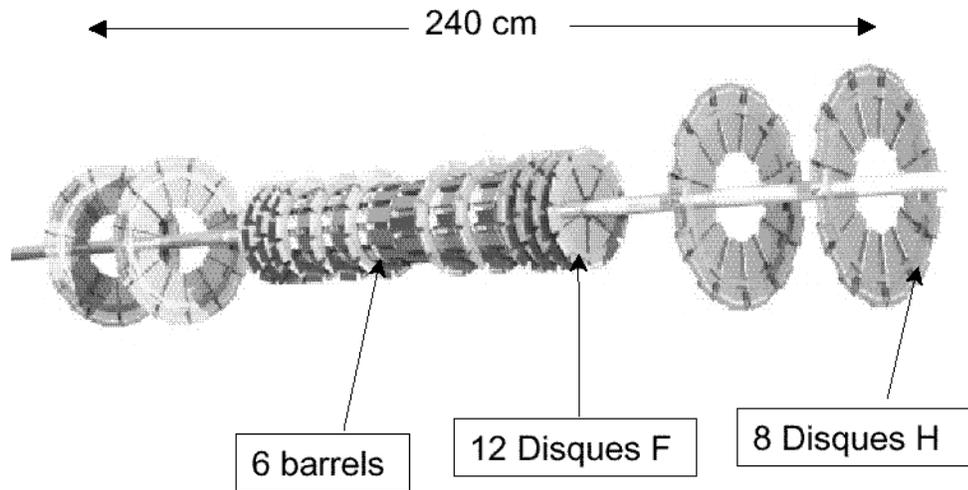


Figure 3.32: *Vue du détecteur de Vertex à $D\phi$. Composé de 6 modules centraux couvrant 35 cm de part et d'autre du point d'interaction, et de 16 disques dans la région avant-arrière*

Les modules centraux sont complétés par un ensemble de 10 disques perpendiculaires à l'axe du faisceau situés à des distances s'échelonnant entre 45 cm et 126 cm de part et d'autre du point de collision. Ils assurent la couverture jusqu'à un angle de $|\eta| = 3$ en rapidité.

La charge déposée sur chaque piste en Silicium est collectée par un canal individuel et traitée par un circuit intégré SVX-II monté sur le détecteur. Ce circuit intégré assure le traitement du signal

analogique ainsi que sa numérisation, et envoie l'information avec une fréquence de 53 MBytes aux cartes mères et aux premiers niveaux de déclenchement. Cette configuration permet de soutenir un taux de déclenchement de 10 kHz au niveau 1 avec un temps mort minimal. La numérisation et la lecture des informations prend environ $10 \mu\text{s}$ après la décision du niveau 1. Les informations du SMT sont alors disponibles dès le niveau 2 de déclenchement et permettent la définition d'un déclenchement basé sur les paramètres d'impact.

Performances des détecteurs de traces

L'efficacité de reconstruction des traces est de plus de 95% dans la région centrale $|\eta| < 1.5$ pour des particules d'impulsion supérieure à $1.5 \text{ GeV}/c$. En deçà, les particules tendent à spiraler avec un rayon de courbure n'impliquant plus qu'un nombre réduit de points dans les couches du CFT. La résolution sur l'impulsion transverse est représentée Fig. 3.33 pour des muons de 5 à $200 \text{ GeV}/c$, et un résultat de $\sigma_p/p_T^2 \approx 0.2\%$ (combinaison CFT+SMT) est obtenu pour des traces de faible impulsion. La résolution sur la mesure du paramètre d'impact s'échelonne de 15 à $30 \mu\text{m}$ en $r\phi$ en fonction de la pseudo-rapacité et pour différentes valeurs de l'impulsion transverse, comme indiqué Fig. 3.34. La résolution sur la reconstruction des vertex secondaires, basée sur des traces à haut paramètre d'impact, est de l'ordre de $40 \mu\text{m}$ dans le plan $r - \phi$ et $100 \mu\text{m}$ dans le plan $r - z$. Ces performances dépendent de la multiplicité de traces de l'événement, les résultats étant sensiblement meilleurs pour les événements $t\bar{t}$ que pour des $b\bar{b}$.

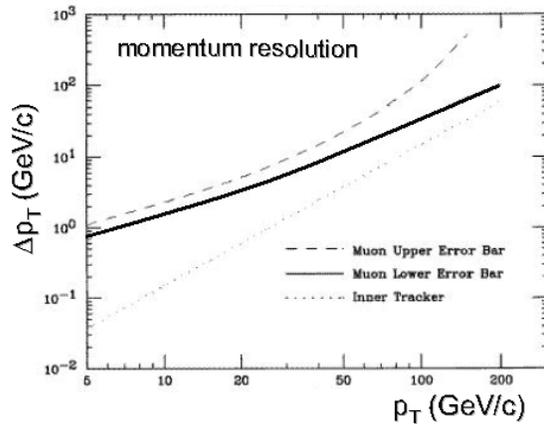


Figure 3.33: Résolution sur la mesure des moments transverses en fonction de l'impulsion des traces

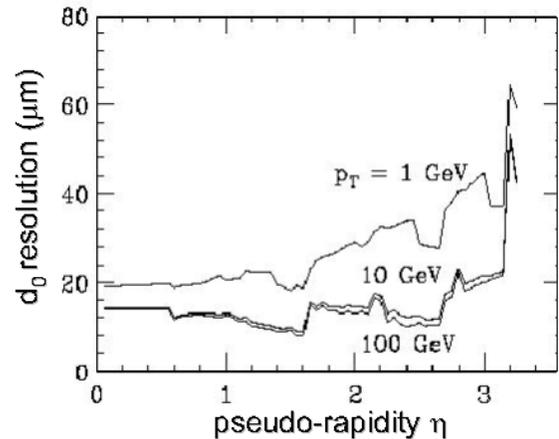


Figure 3.34: Résolution sur la mesure du paramètre d'impact en fonction de la pseudo-rapacité.

3.2.2 Le calorimètre

Initialement conçu en l'absence d'un champ magnétique central, le calorimètre [22] est l'élément central des performances du détecteur DØ. Il joue en effet deux rôles fondamentaux: la mesure d'énergie des particules électromagnétiques et des hadrons, et l'identification des électrons, pho-

tons, muons et jets présents dans l'événement. Grâce à une réponse proche de l'unité pour le rapport électron/hadron, une bonne hermiticité et linéarité, le calorimètre, inchangé depuis le Run I, demeure le point fort de l'expérience. Seule l'électronique d'acquisition a été adaptée aux nouvelles conditions de prises de données, et notamment à la réduction du temps moyen entre deux collisions.

Le calorimètre de $D\mathcal{O}$ est un calorimètre à échantillonnage particulier: le milieu absorbeur dans lequel se développent les gerbes EM et hadronique est constitué de plaques d'Uranium déplété; le milieu permettant l'échantillonnage de l'énergie des gerbes est quant à lui constitué d'Argon Liquide. Ce choix de l'Argon est motivé par le gain unitaire, la relative simplicité de l'étalonnage, la flexibilité offerte pour la segmentation du calorimètre en cellules transverses et longitudinales et enfin par la résistance de ce matériau aux radiations. Ces raisons contrebalancent l'inconvénient de réaliser un système cryogénique complexe, reposant sur des cryostats de grande taille contenant le détecteur. Les caractéristiques des calorimètres sont reportées dans la Table 10.

| | Central | Bouchon |
|------------------------|----------------------------|-----------------------------|
| EM: | | |
| Couverture en η | $ \eta \leq 1.0$ | $1.3 \leq \eta \leq 3.7$ |
| Nb modules en Φ | 32 | 1 |
| Nb d'étages de lecture | 4 | 4 |
| - Nb cellules / étage | 2,2,7,10 | 2,2,6,8 |
| - Absorbeur | 3 mm Uranium DU(*) | 4 mm DU(*) |
| - Echantillonneur | 2.3 mm | 2.3 mm |
| Epaisseur | 20.5 X_0 , 76 λ | 20.6 X_0 , 0.95 λ |
| FH (Fine Hadronic): | | |
| Couverture en η | $ \eta \leq 1.0$ | $1.6 \leq \eta \leq 4.5$ |
| Nb modules en Φ | 16 | 1 |
| Nb d'étages de lecture | 3 | 4 |
| - Nb cellules / étage | 20,16,14 | 16 |
| - Absorbeur | 6 mm Nb-DU(**) | 6 mm Nb-DU(**) |
| - Echantillonneur | 2.3 mm | 2.1 mm |
| Epaisseur | 96 X_0 , 3.2 λ | 121.8 X_0 , 4.9 λ |
| CH (Coarse Hadronic): | | |
| Couverture en η | $ \eta \leq 0.6$ | $2.0 \leq \eta \leq 4.5$ |
| Nb modules en Φ | 16 | 1 |
| Nb d'étages de lecture | 1 | 1 |
| - Nb cellules / étage | 9 | 14 |
| - Absorbeur | 46.5 mm Cuivre | 6 mm Acier |
| - Echantillonneur | 2.3 mm | 2.1 mm |
| Epaisseur | 32.9 X_0 , 3.2 λ | 32.8 X_0 , 3.6 λ |

Table 10: *Caractéristiques des calorimètres central et bouchon de $D\mathcal{O}$.*
 (*)DU signifie Uranium Déplété. (**)Nb-DU est un mélange de 1.7% Niobium et d'Uranium déplété.

Le calorimètre est composé de trois parties placées chacune à l'intérieur d'un cryostat: une partie centrale, qui couvre la région $|\eta| \leq 1.0$ et deux parties "bouchon", qui s'étendent jusqu'à $|\eta| = 4.5$, cf Fig.3.35. Chaque partie est composée de trois modules, électromagnétique (EM), hadronique Fin (FH pour "Fine Hadronic") et hadronique Large (CH pour "Coarse Hadronic"). Ces modules sont à leur tour segmentés en tours projectives qui s'étendent sur les trois étages EM, FH et CH. Ces tours sont une superposition de cellules, formées chacune d'une plaque d'absorbeur et d'une anode de Cuivre plongée dans l'Argon liquide, schématisée Fig.3.36. L'anode est placée à une tension positive d'environ 2.0 kV, pour un temps moyen de dérive des électrons de 450 ns environ. Des mesures de pureté d'Argon sont réalisées régulièrement [30] afin de contrôler leur niveau de pollution par des molécules électronégatives (comme O_2), qui affectent directement la quantité de charges collectées et donc la détermination de l'énergie. La taille des cellules EM et hadroniques a été fixée de façon à correspondre à la taille réelle d'une gerbe EM (1-2 cm) et hadronique (10 cm). La segmentation des cellules est donc $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Elle permet ainsi la détermination de la nature et de la forme de jets partoniques, typiquement contenus dans un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \approx 0.5$.

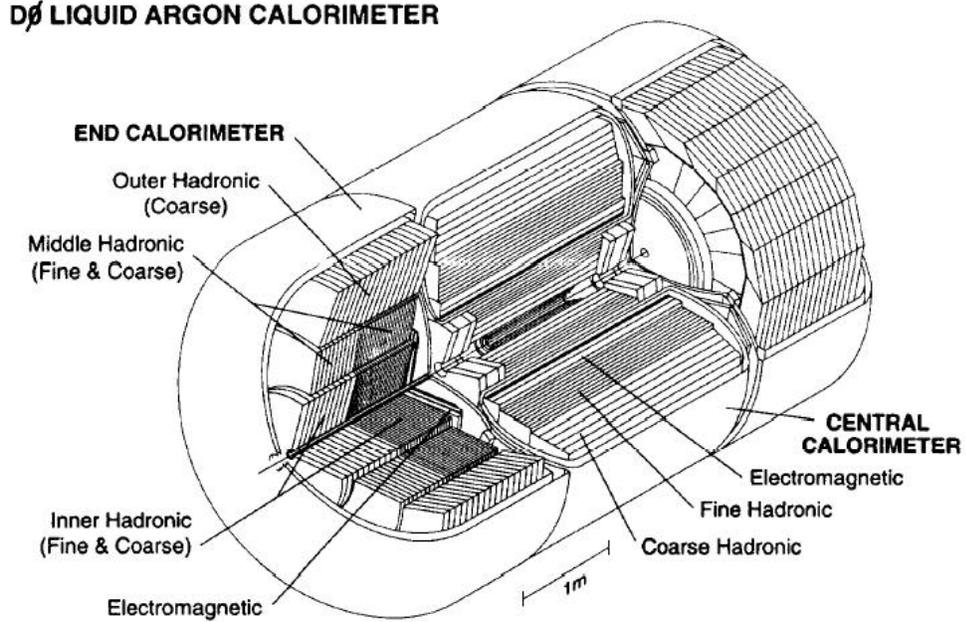


Figure 3.35: Vue des trois calorimètres (central et bouchons) de $D\bar{O}$ dans leur cryostat

La partie EM mesure l'énergie et l'extension des gerbes électromagnétiques. Elle est composée d'une succession de 4 couches de "cellules" représentant respectivement 2, 2, 6.8 et 9.8 longueurs de radiations X_0 . La 3ème couche est plus finement segmentée ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$) afin de permettre une bonne reconstruction du profil longitudinal de la gerbe au niveau de son extension

maximale.

La section FH est une succession sur trois étages de plaques d'absorbeur plus épaisses que dans la partie EM, représentant respectivement 1.3, 1.0 et 0.9 longueurs d'interaction nucléaire λ . Enfin la section CH arrête toute gerbe hadronique avec une épaisseur correspondant à 3.2 λ . Ne s'échappent de cette partie que des muons de plus de 4 GeV qui déposent un minimum d'énergie (MIP) dans les différentes sections du calorimètre. La structure est similaire dans les parties centrale et bouchon, avec une plus grande épaisseur en terme de λ dans cette dernière.

Performances des calorimètres

Les performances des calorimètres sont évaluées sur la résolution en énergie des dépôts EM (électron et photon) et hadroniques (pions, etc), ainsi que sur le pouvoir d'identification des particules EM. La résolution en énergie dépend des biais sur l'étalonnage du détecteur (terme de calibration C), des fluctuations statistiques dans l'échantillonnage (ou "sampling" S) et de la contribution du bruit (ou "noise" N) provenant de la radioactivité de l'Uranium, de l'électronique d'acquisition et des effets de l'empilement d'événements. Elle s'écrit:

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

Les paramètres C, S et N sont estimés au cours de tests en faisceau effectués sur différents types de particules, classées selon leur mode de déposition d'énergie dans les calorimètres. Les mesures du Run I de 1989 à 1994 [22] sont représentées en fonction de l'énergie des particules sur la Fig.3.37.

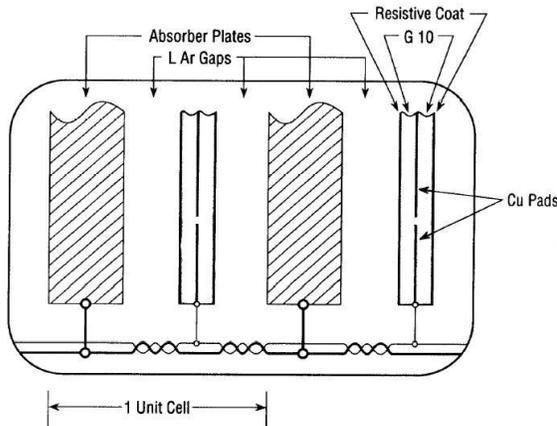


Figure 3.36: Schéma d'une cellule élémentaire du calorimètre Uranium et Argon Liquide de DØ

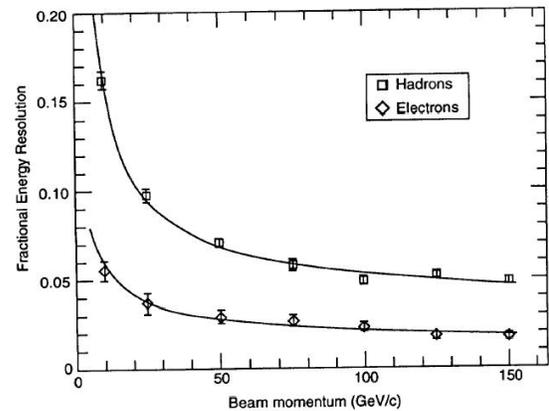


Figure 3.37: Résolution en énergie des calorimètres EM et hadronique de DØ

Pour des électrons, la résolution est donnée par la relation:

$$\frac{\sigma E}{E} = \sqrt{(0.3\%)^2 + \frac{(15.7\%)^2}{E(\text{GeV})} + \frac{(0.140)^2}{E(\text{GeV})^2}}$$

tandis que pour les pions elle a été mesurée à:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{(3.2\%)^2 + \frac{(41.0\%)^2}{E(\text{GeV})} + \frac{(1.28)^2}{E(\text{GeV})^2}}$$

Ce dernier facteur est crucial pour la mesure de l'énergie des jets, et notamment dans le cadre de recherche d'un Higgs se désintégrant en quarks b. La résolution en position sur le pointage des électrons à partir du calorimètre, obtenue avec l'élaboration du profil de la gerbe (centre de gravité et extension) est elle de l'ordre du millimètre.

Au Run II, la présence du nouveau solénoïde à l'intérieur du cryostat du calorimètre ajoute 2 longueurs de radiation (X_0) supplémentaires avant le calorimètre et cause une dégradation de ses performances sur la résolution en énergie ou sur la mesure de la position de la gerbe. En compensation, de nouveaux pré-échantillonneurs ont été montés sur la paroi interne du calorimètre.

3.2.3 Les nouveaux pré-échantillonneurs (PS)

Les détecteurs pré-échantillonneurs [31] [32] sont des éléments nouveaux à $D\emptyset$. Leur installation vise d'une part à limiter la dégradation de la mesure de l'énergie par le calorimètre seul, due à la présence de l'aimant central. Elle permet également d'identifier les particules en exploitant les différences dans les mécanismes de développement de gerbes des hadrons d'une part, et des électrons et photons d'autre part.

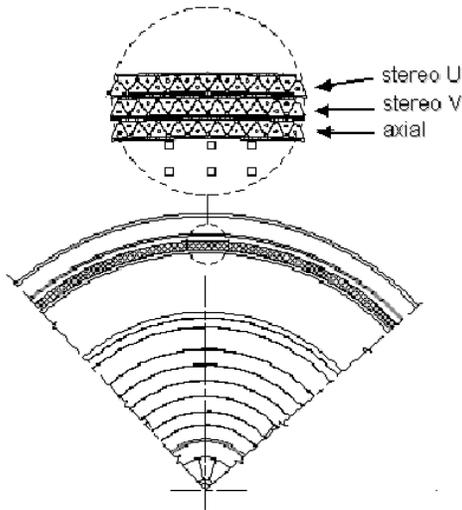


Figure 3.38: *Vue transverse du pré-échantillonneur central (CPS) monté sur la paroi externe de l'aimant solénoïdal*

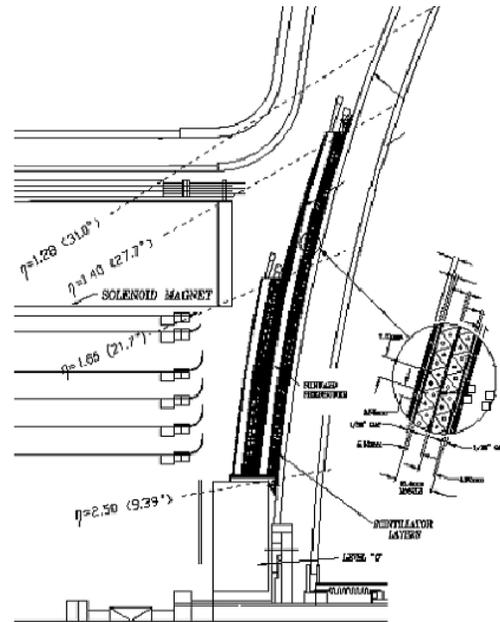


Figure 3.39: *Vue du pré-échantillonneur monté sur la paroi du cryostat-bouchon du calorimètre*

Les matériaux et technologies utilisés sont similaires à ceux développés pour le CFT. Les pré-échantillonneurs sont composés de pistes triangulaires plastiques de 6 mm de côté qui constituent le milieu scintillateur [26]. Cette géométrie permet l’optimisation de la résolution sur la position, comparée à une forme rectangulaire. Les pistes sont traversées en leur centre par une fibre scintillante à décalage spectral WLS (Wave Length Shifting) qui décale la longueur d’onde des UV vers le visible. Des fibres claires de plusieurs mètres transportent alors la lumière visible vers les VLPC. Utilisés avec de haut gain (40000 à 50000) les VLPC alimentent l’électronique d’acquisition dans une gamme allant d’une fraction de MIP à quelques centaines de MIP. Typiquement 11 photo-électrons sont détectés pour le dépôt d’une particule au minimum d’ionisation (pions chargés, muons etc..), ce qui permet une discrimination à plus de 7σ du bruit [31].

Dans la région centrale en rapidité $|\eta| < 1.2$, le détecteur (CPS) est un cylindre long de 2.6 m couvrant complètement l’aimant solénoïdal, schématisé Fig.3.38. Il consiste en 3 couches de pistes triangulaires, l’une fournissant la mesure longitudinale, les 2 autres formant un angle stéréo entre elles, permettant la reconstruction de points en trois dimensions. Les signaux du CFT sont lus par 80 secteurs en ϕ dans les mêmes cartes électroniques que les signaux du détecteur pré-échantillonneur. Cela a pour conséquence importante de permettre l’étiquetage des traces chargées par le pré-échantillonneur dès le niveau 1 de déclenchement, et donc de réduire la probabilité de mauvaise identification d’un hadron chargé qui, en l’absence de pré-échantillonneur, aurait été vu comme un électron.

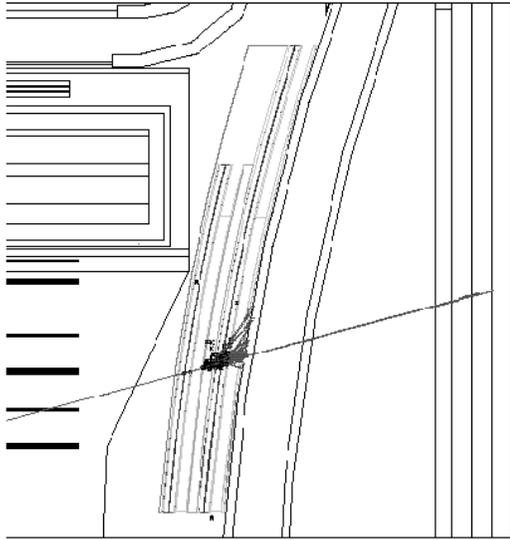


Figure 3.40: *Vue d’un électron traversant les couches du pré-échantillonneur bouchon. Le début de la gerbe coïncide avec la présence d’un MIP devant le Plomb*

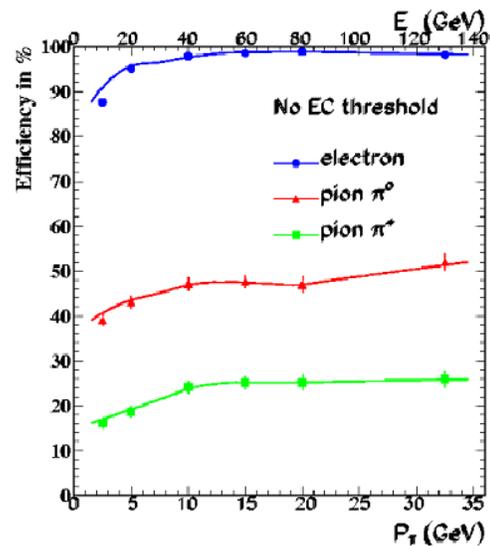


Figure 3.41: *Efficacité de sélection des électrons dans le pré-échantillonneur en fonction de leur énergie. Comparaison avec l’efficacité de sélection des pions neutre et chargé [31]*

Dans la région des bouchons, le pré-échantillonneur (FPS) couvre la région $2.0 < |\eta| < 2.5$.

Basé sur la même technologie que dans la région centrale, ce détecteur est fixé sur la paroi du cryostat du calorimètre bouchon, tel qu'illustré Fig.3.39. Il est composé d'un total de quatre couches, deux en amont d'une couche de radiateur en Plomb, et deux couches derrière celle-ci. Les couches précédant le radiateur permettent la détection de MIP, tandis que les deux dernières couches mesurent l'extension de la gerbe EM initiée dans les $2X_0$ du plomb. Un électron sera donc repéré par la coïncidence entre le dépôt d'un MIP avant le radiateur et du développement d'une gerbe après. Le photon ne laissera lui pas de dépôt avant le plomb, tandis que les hadrons chargés et les muons n'engendreront pas de gerbe EM dans le radiateur. Un électron traversant le FPS est représenté Fig.3.40.

Performances des pré-échantillonneurs

Les performances de ces détecteurs sont évaluées sur le pouvoir d'identification des électrons et photons et de séparation électron/pion. Les efficacités d'identification sont reportées sur la Fig.3.41 en fonction de l'énergie de la particule, électron ou pion. Pour une efficacité supérieure à 90% une réjection d'un facteur 2 à 3 est obtenue sur les pions. Ce facteur de réjection s'ajoute à celui obtenu en utilisant la forme de la gerbe reconstruite dans le calorimètre seul. Cette performance se traduit, à efficacité de sélection des électrons constante, par une amélioration du rejet des jets identifiés par erreur comme électrons: l'utilisation des pré-échantillonneurs dès le premier niveau de déclenchement en association fournit par exemple une réjection d'un facteur supérieur à 2 de jets identifiés faussement comme électrons comparé à l'usage du calorimètre seul [24].

3.2.4 Les détecteurs de muons

Le système de détection de muons [33] [34] a pour but l'identification des muons produits au cours des collisions $p\bar{p}$ et la détermination de leur trajectoire et impulsion. Leur détection est cruciale dans les collisionneurs hadroniques, car un muon peut signer l'occurrence de particules lourdes comme le Z ou le W ainsi que des quarks lourds (b,c,t) dont l'identification est importante dans le cadre de la recherche du Higgs. De nombreux ensembles de déclenchement sont basés sur la détection de muons et permettent ainsi la constitution d'échantillons potentiellement intéressants dès les premiers niveaux précédant l'analyse.

Le système de détection des muons de $D\bar{O}$ est basé sur plusieurs ensembles de chambres proportionnelles à dérive situées avant et à l'extérieur d'aimants toroïdaux en fer. Cinq aimants sont installés et engendrent des champs de l'ordre de 2 T: un dans la région centrale $|\eta| \leq 1.0$, deux aux extrémités du détecteur ($1 \leq |\eta| \leq 2.5$) et deux pour les très petits angles entre $2.5 \leq |\eta| \leq 3.6$. Une vue globale des détecteurs de muons est représentée Fig.3.42.

La mesure de l'impulsion du muon nécessite la détermination de la courbure de la trajectoire, c'est à dire de l'écart entre la direction du muon à l'entrée et à la sortie de l'aimant. Une couche de chambres proportionnelles est ainsi placée avant le toroïde et fournit la direction en entrée, tandis que deux autres couches placées derrière la structure de l'aimant fournissent la

direction du muon en sortie. Chaque couche comporte plusieurs plans de tubes à dérive (PDT pour "Proportional Drift Tubes") formés de cellules d'Aluminium, de largeur comprise entre 14 et 24 cm, et de longueur maximale 5.8m pour la couche la plus extérieure. Chaque cellule est traversée d'un fil anodique, tandis que des damiers cathodiques sont accolés sur leur parois interne. La distance de dérive maximale est ainsi de 5 cm. L'utilisation des temps d'arrivée du signal anodique ainsi que des signaux cathodiques permet une localisation du point d'impact le long du tube à ± 3 mm près. Le gaz utilisé dans les chambres centrales a été amélioré en vue du Run II et est un mélange Ar/CF₄/CH₄ permettant un temps de dérive maximal de 450 ns.

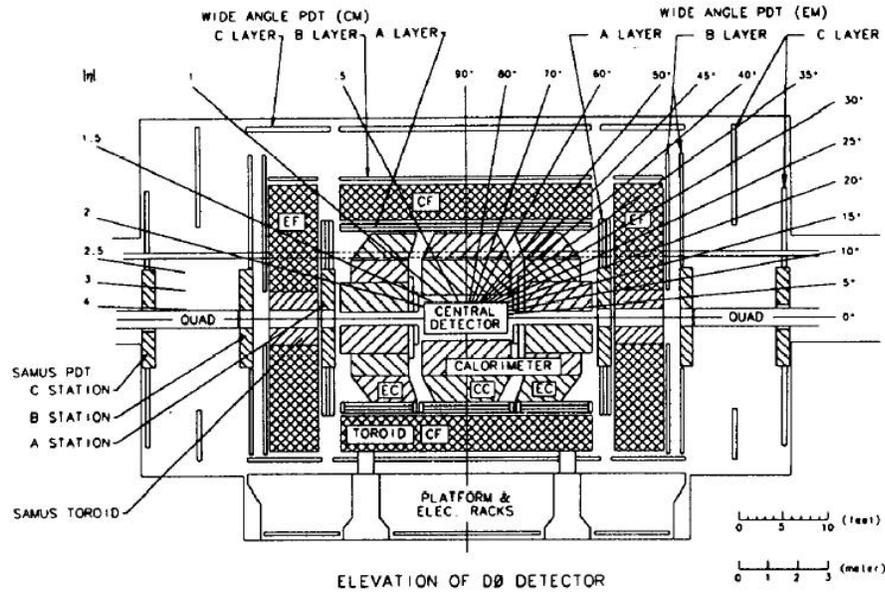


Figure 3.42: *Vue globale du système de détection des muons à DØ. Les toroïdes apparaissent en grisé tandis que les chambres proportionnelles couches A, B et C sont indiquées en noir.*

Dans la région bouchon, de nouvelles chambres à dérive ont été installées pour le Run II. De meilleure granularité que les précédentes, $1 \times 1 \text{ cm}^2$, elles fonctionnent avec un temps de dérive également plus court, entre 40-60 ns. Une vue de ces chambres à dérive apparaît Fig.3.43. Il faut noter que les diffusions multiples dans le Fer de l'aimant limitent la résolution relative à des valeurs supérieures à 18%. L'importance de l'épaisseur de Fer impose aussi que seuls des muons de plus de 4 GeV ressortent de l'aimant toroidal et sont détectés par les chambres extérieures. Afin d'identifier les rayons cosmiques, plusieurs plans de compteurs à scintillation ont été installés ou améliorés en vue du Run II. Un premier plan est monté à l'extérieur des chambres à dérive et recouvre complètement le détecteur. Grâce à une résolution temporelle de 2.5 ns, ces mesures permettent un étiquetage en temps précis des muons les traversant et par suite le contrôle de

la contamination des rayons cosmiques. Un autre plan de compteurs a été placé à l'intérieur du toroïde, avant la première couche de PDT, et fournit une première mesure de trajectoire couplée avec les points du détecteur de traces et de la 1ere couche de chambre à dérive. Son usage permet ainsi d'améliorer l'efficacité de détection de muons par ailleurs trop mous pour être détectés derrière l'aimant. Dans la région bouchon, pas moins de trois nouveaux plans de compteurs ont été montés et offrent une reconstruction précise de la trajectoire des muons avec une bonne granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 4.5^\circ$ couplée avec les informations du CFT. Une vue de ces scintillateurs dits "pixel" est montrée Fig.3.44.



Figure 3.43: *Vue des nouvelles chambres proportionnelles à dérive de $D\mathcal{O}$ dans la région avant-arrière.*



Figure 3.44: *Vue des nouveaux plans de scintillateurs à muons dans la région avant-arrière.*

3.3 Le détecteur CDF

Le nouveau détecteur CDF est décrit en détail Ref. [35] et est représenté Fig.3.45. Il a subi des modifications majeures dans tous les domaines de détection en vue du Run II. Les principales composantes en sont:

- l'installation de nouveaux détecteurs de traces: une nouvelle chambre à dérive, qui est caractérisée par un temps de dérive court adapté au fonctionnement à haute luminosité et qui fournit une mesure précise des impulsions dans la région centrale; un détecteur en Silicium, situé entre la chambre à dérive et le détecteur de vertex, qui élargit la couverture de la reconstruction des traces jusqu'à la région avant du détecteur;
- l'installation d'un nouveau détecteur de vertex plus performant que le précédent, en terme de couverture angulaire et de reconstruction des traces et de résolution sur les vertex;
- le remplacement du calorimètre échantillonneur à gaz couvrant la région des bouchons au Run I par un nouvel échantillonneur similaire au calorimètre central (plomb+scintillateurs);

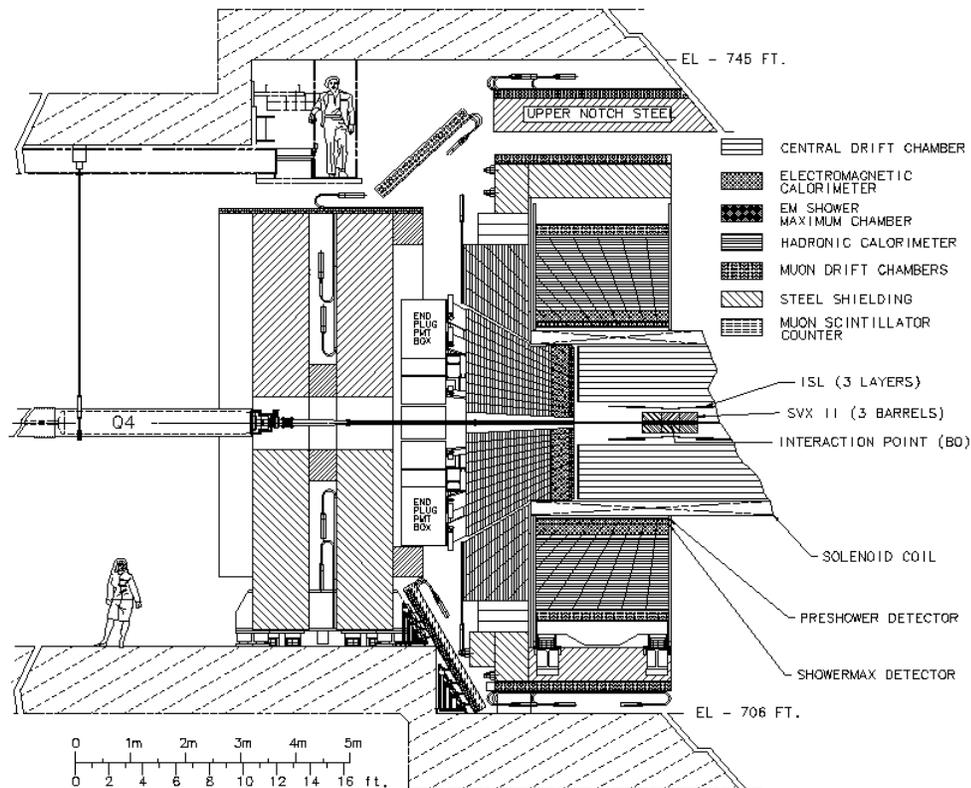


Figure 3.45: *Vue en coupe de la moitié du détecteur CDF pour le Run II [35]*

- l'amélioration du système de muon central et l'extension de la couverture des chambres à muons et scintillateurs dans la région extrême du détecteur.

3.3.1 Les nouveaux détecteurs de traces

Le nouvel ensemble de reconstruction des traces de CDF est représenté Fig. 3.45. Occupant un volume de 2.6 m de diamètre, il comprend une large chambre à dérive (COT), couvrant la région centrale en rapidité $|\eta| \leq 1.0$, un détecteur de Vertex (SVX) et deux couches intermédiaires composées de détecteurs au Silicium couvrant la région jusqu'à $|\eta| < 2.0$ (ISL). Les caractéristiques de ces trois nouveaux détecteurs sont reportées Table 11. Elles sont passées en revue dans les sections suivantes.

| | |
|--------------------------|--|
| COT | |
| Rayon | 44 à 132 cm |
| Nb supercouches | 8 |
| Nb mesures / supercouche | 12 |
| Dérive maximale | 0.88 cm |
| Résolution / mesure | 180 μm |
| Couverture rapidité | $ \eta \leq 1.0$ |
| Nb canaux | 30,240 |
| Épaisseur matériau | 0.013 X_0 |
| ISL | |
| Rayon | 20 à 28 cm |
| Nb couches | 1 pour $ \eta \leq 1.0$, 2 pour $1.0 \leq \eta \leq 2.0$ |
| - coordonnées lecture | face 1: $r - \phi$ |
| - coordonnées stéreo | face 2: $r - uv$ (1.2^0) |
| Pistes de lecture | 110 μm (axiale), 146 μm (stéreo) |
| Résolution / mesure | 16 μm (axiale) |
| Longueur totale | 174.0 cm |
| Couverture rapidité | $ \eta \leq 1.9$ |
| Nb canaux | 268,800 |
| Épaisseur matériau | 0.02 X_0 |
| SVXII | |
| Rayon | 2.4 à 10.7 cm |
| Nb couches | 5 |
| - coordonnées lecture | face 1: $r - \phi$ |
| - coordonnées stéreo | face 2: $r - z, r - z, r - uv$ (1.2^0), $r - z, r - uv$ |
| Pistes de lecture | 60-65 μm |
| Résolution / mesure | 12 μm (axiale) |
| Longueur totale | 96.0 cm |
| Couverture rapidité | $ \eta \leq 2.0$ |
| Nb canaux | 405,504 |
| Épaisseur matériau | 0.035 X_0 |

Table 11: Caractéristiques des nouveaux détecteurs de traces de CDF

La Chambre à dérive

Une nouvelle chambre à fils COT (Central Outer Tracker) remplace celle du Run I qui aurait souffert de problèmes de taux d'occupation trop élevé au Run II. La COT couvre un volume délimité par $|\eta| < 1.0$, un rayon intérieur de 44 cm et extérieur de 132 cm. Elle est composée de 8 supercouches formées d'une juxtaposition de cellules de dérive orientées selon une spirale, cf Fig. 3.46. Chacune des 2520 cellules se divise en 3 compartiments traversés de 12 fils sensibles et 13 fils de champ dans le sens de leur longueur, comme indiqué Fig. 3.47

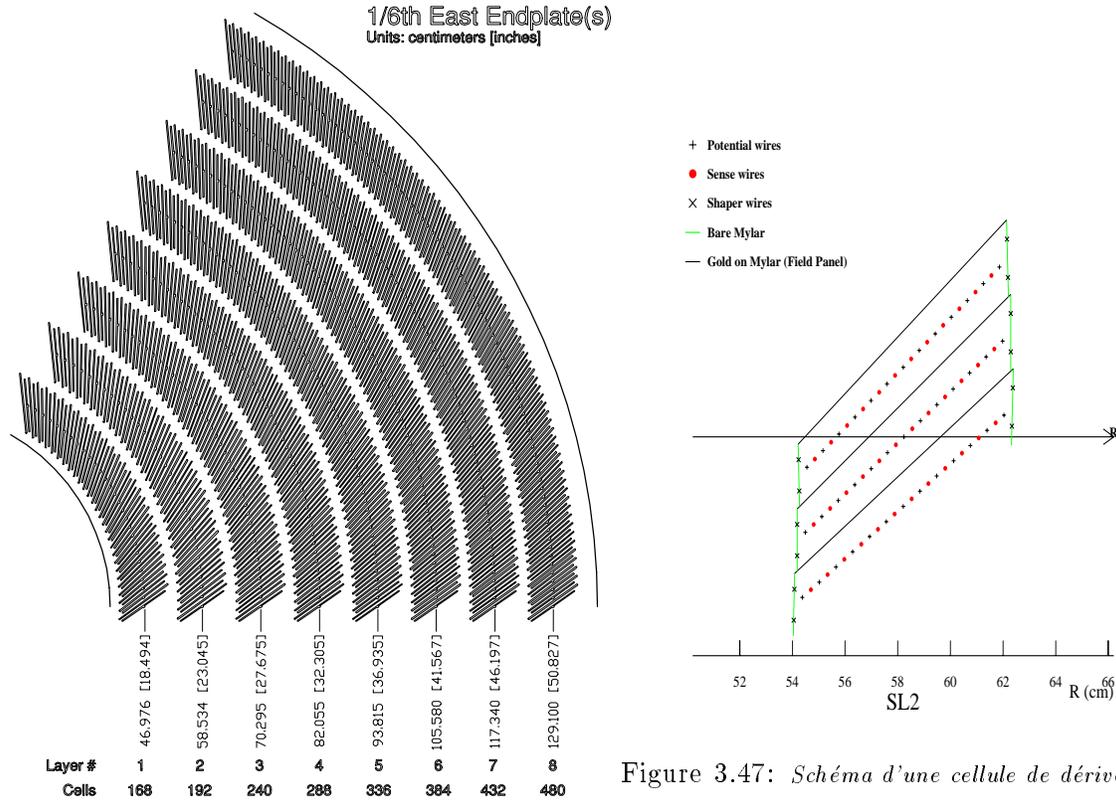


Figure 3.46: Vue de 1/6 du bouchon de la chambre à dérive de CDF

Figure 3.47: Schéma d'une cellule de dérive de la chambre à dérive

Les cellules sont baignées dans un mélange de gaz Ar-Et-CF₄ qui assure une vitesse inférieure à $100\mu\text{m}/\text{ns}$ dans un champ électrique de $2.5\text{ kV}/\text{cm}$. Leur géométrie est fixée de telle sorte que la dérive des électrons n'excède jamais 100 ns , c'est à dire s'effectue en un temps inférieur à la durée séparant deux collisions. Sur les 8 super-couches de cellules, 4 d'entre elles fournissent des mesures en stéréo (fils formant un angle stéréo de 3° , et 4 des mesures axiales. Une trajectoire traversant le volume de la COT peut être décrite par un maximum de 96 points.

Le détecteur de vertex SVX

Le nouveau détecteur de vertex de CDF répond aux points faibles de celui utilisé au Run I. Composé de trois tonneaux de longueur égale, il s'étend sur 96 cm de longueur, couvrant jusqu'à

$|\eta| < 2.5$, ce qui correspond à plus de 99% de la région d'interaction (± 35 cm). Cette caractéristique permet d'augmenter l'acceptance dans la reconstruction des traces de plus de 40%, cf Fig. 3.49. Cet élément est crucial pour l'étiquetage du b dont l'acceptance passe de 60% au Run I à presque 100%. Les cylindres en Beryllium de chaque tonneau supportent cinq double-couches de détecteurs en Silicium de rayons allant de 2.4 cm à 10.7 cm de l'axe du faisceau. Des cinq couches, trois combinent une mesure en $r - \phi$ d'un côté avec une mesure stéréo à 90° de l'autre, tandis que les deux autres combinent les mesures en $r - \phi$ avec une mesure sur un angle stéréo de 11.2° . Une coupe transverse du vertex est représentée Fig.3.48.

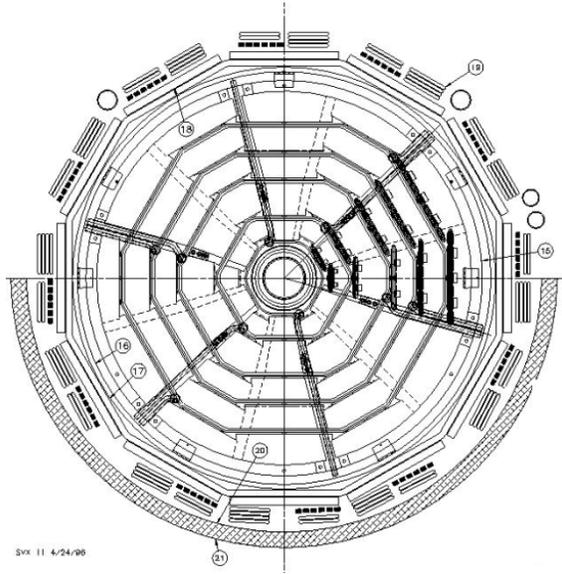


Figure 3.48: Coupe transverse du nouveau détecteur de vertex à cinq double-couches de CDF

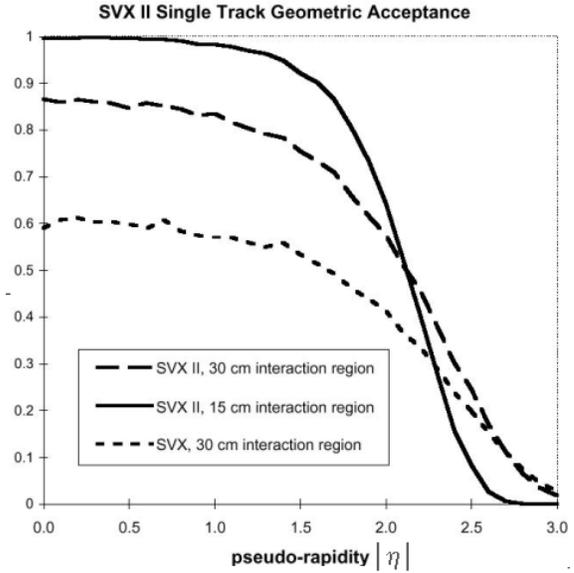


Figure 3.49: Acceptance géométrique de traces reconstruites dans le détecteur de Vertex de CDF

Les 405000 canaux sont connectés à des circuits intégrés durcis aux radiations et montés sur la surface des détecteurs Silicium. Chaque ensemble de circuits intégrés (SVX3) traite jusqu'à 128 canaux de lecture et comprend pour chaque canal un amplificateur de charge, une mémoire-tampon permettant d'accumuler 32 interactions (pipelines), et un ADC. Cette configuration permet de soutenir un taux de déclenchement de 50 kHz au niveau 1 avec un temps mort minimal. La numérisation et la lecture des informations prend environ $6-7\mu\text{s}$ après la décision de niveau 1. Les informations du SVX sont alors disponibles dès le niveau 2 de déclenchement et permettent la définition d'un déclenchement basé sur les paramètres d'impact.

Le détecteur Silicium intermédiaire (ISL)

Deux couches de détecteurs au Silicium ont également été interposées entre le SVX et la chambre à dérive COT. Dans la région centrale $|\eta| < 1.0$, une couche double-face est placée à un rayon de 22 cm de l'axe du faisceau. Dans la région $1.0 < |\eta| < 2.0$ deux couches double-face sont situées

à des rayons de 20 et 28 cm. Chacune de ces couches permet une mesure axiale en $r - \phi$ d'un côté et une mesure stéreo de l'autre, avec des pistes formant un angle de 11.2° . La résolution atteint $16\mu\text{m}$ dans la direction axiale contre un peu moins de $23\mu\text{m}$ pour les couches stéreo. Le nombre total de canaux lus est de 268000. L'électronique de lecture est identique à celle utilisée pour le détecteur de Vertex.

Performances attendues des détecteurs de traces

La présence de 6 couches de détecteurs de Silicium dans la région centrale et de 7 dans la région avant-arrière est cruciale pour la reconstruction des traces à proximité du point d'interaction. En effet, les détecteurs au Silicium SVX et ISL rendent maintenant possible la reconstruction des traces indépendamment des mesures de la chambre à dérive COT. Cette particularité résulte en une excellente efficacité de reconstruction, combinée à une forte réjection des mauvaises associations.

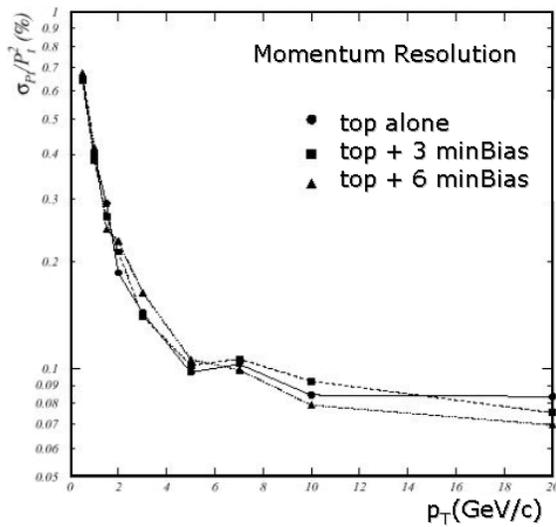


Figure 3.50: Résolution sur le moment des traces reconstruites en fonction du moment transverse avec l'ensemble des détecteurs de traces

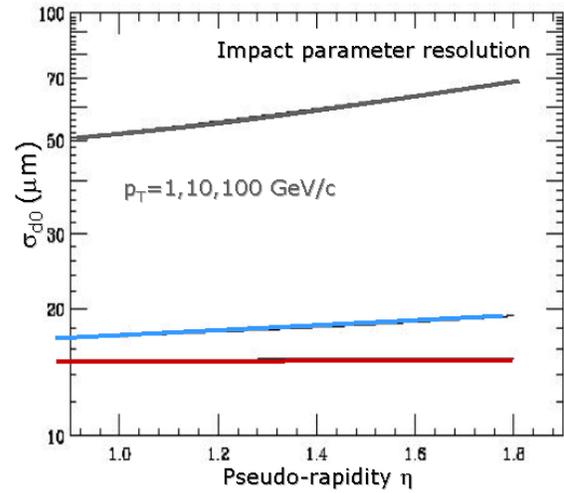


Figure 3.51: Résolution sur le paramètre d'impact en fonction de la rapidité obtenu à CDF avec le nouveau détecteur de vertex

L'efficacité globale de reconstruction des traces est supérieure à 95% dans la région centrale pour des traces de moment transverse supérieur à 1 GeV/c. Pour les régions $1.0 < |\eta| < 2.5$, l'association des couches traversées de la COT et des couches de l'ISL permet de conserver une efficacité toujours plus grande que 70% dans la même gamme de p_T . La résolution σ_{p_T}/p_T^2 obtenue sur la mesure de p_T pour les traces bien contenues est montrée Fig. 3.50 en fonction du p_T des traces. Elle est meilleure que 0.1% pour des $p_T > 4$ GeV/c. Les capacités de CDF en termes d'étiquetage du b ont été significativement accrues par rapport au Run I. La résolution sur la mesure du paramètre d'impact des traces, facteur crucial pour la détection des traces appartenant à des vertex déplacés, est toujours inférieure à $70\mu\text{m}$ pour une trace de rapidité $|\eta| <$

1.8. Les efficacités d'étiquetage d'un vertex déplacé ont été déterminées pour des événements $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ simulés. La combinaison des trois ensembles de détection conduit à une efficacité de plus de 60% pour l'étiquetage d'un jet par événement. Un exemple de complémentarité de la chambre à dérive et des détecteurs au Silicium est illustré sur un événement reconstruit Fig.3.52.

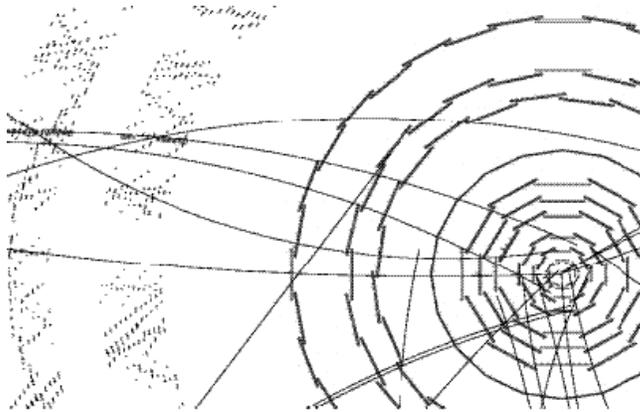


Figure 3.52: *Reconstruction des traces dans CDF. Événement enregistré en Avril 2001*

3.3.2 Le nouveau calorimètre-bouchon de CDF

A l'extérieur du solénoïde, les calorimètres EM et hadronique mesurent l'énergie des particules dans la région comprise entre $|\eta| \leq 3.0$. Pour le Run II, le calorimètre central du Run I est conservé, tandis que dans la région avant-arrière $|\eta| \geq 1.0$, les détecteurs à gaz sont remplacés par un nouveau calorimètre à tuiles.

| | Central | Bouchon |
|-------------------------|-------------------------------|----------------------|
| EM: | | |
| Epaisseur | 19 $X_0, 1 \lambda$ | 21 $X_0, 1 \lambda$ |
| Absorbeur (Pb) | 0.6 X_0 | 1 X_0 |
| Echantillonneur (scint) | 5 mm | 4 mm |
| | feuilles/couches | fibres |
| Lumière | 160 pe/GeV | 300 pe/GeV |
| Résolution stochastique | 14%/ $\sqrt{E_T}$ | 16%/ \sqrt{E} |
| Dimension (cm) | 1.4(ϕ) \times 1.6(z) | 0.5 \times 0.5(UV) |
| Hadron: | | |
| Epaisseur | 4.5 λ | 7 λ |
| Absorbeur (Fe) | 2.6-5.0 cm | 5 cm |
| Echantillonneur (scint) | 4 mm | 6 mm |
| | | fibres |
| Lumière | 10 pe/GeV | 20 pe/GeV |

Table 12: *Comparaison entre les calorimètres central et bouchon de CDF*

Ce nouvel élément consiste en une section EM suivie d'une section hadronique similaire au détecteur central. Il est illustré sur la Fig.3.53. Dans les deux parties, les éléments actifs sont constitués par des tuiles de scintillateur, lues par des fibres WLS fixées à l'intérieur du matériau scintillateur. Les fibres WLS sont connectées à des fibres claires qui emportent la lumière vers des tubes photomultiplicateurs localisés à l'arrière des bouchons. Le calorimètre EM à échantillonnage est formé d'un assemblage de cellules élémentaires composées de 4.5 mm de plomb et de 4 mm de scintillateur. Il contient une succession de 23 couches en profondeur, correspondant à une épaisseur d'environ 21 longueurs de radiation. Les cellules sont arrangées en tours projectives pointant vers la région d'interaction.

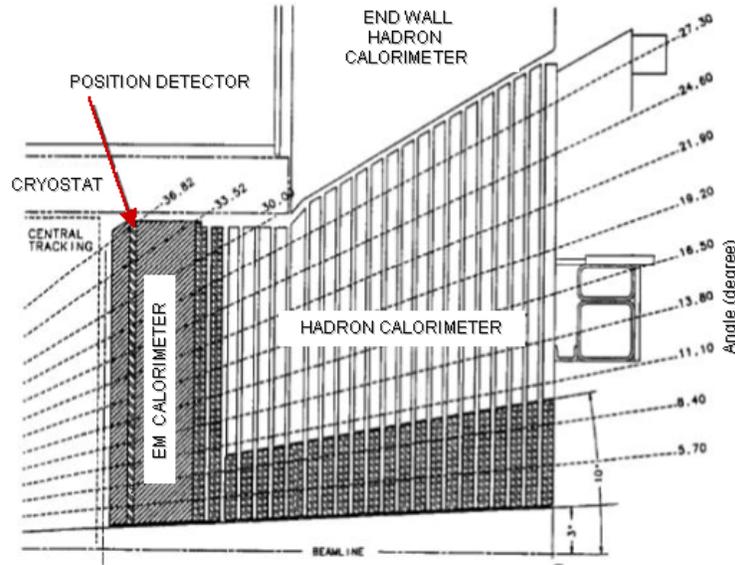


Figure 3.53: *Vue longitudinale du nouveau calorimètre bouchon de CDF. Les détecteurs de position à l'endroit d'extension maximale de la gerbe est également visible.*

La partie hadronique est formée d'un échantillonneur de 23 couches de Fer et de scintillateur, avec une cellule élémentaire formée d'une plaque de 5 cm d'absorbeur et de 6 mm de scintillateur. Une succession de 23 couches composent une longueur totale de 7 longueurs d'interaction nucléaire λ . Comme dans le cas de la section EM, le matériau scintillateur est lu par des fibres WLS.

Performances du calorimètre

CDF bénéficie avec cette nouvelle partie bouchon d'un calorimètre uniforme avec une structure en tours projectives de même segmentation $\eta \times \phi$ sur toute la région de rapidité $|\eta| \leq 3.0$. Les deux calorimètres EM central et bouchon ont des détecteurs de position à l'emplacement de l'extension maximale de la gerbe, ainsi que des détecteurs pré-échantillonneurs. La résolution de la section EM est d'environ $16\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ avec un terme constant de 1%. Les caractéristiques comparées des calorimètres centraux et bouchon sont présentées dans la Table 12.

La première couche de scintillateurs de la section EM est composée de matériau scintillateur de 10 mm d'épaisseur et est lue par des photomultiplicateurs multi-canaux. Cette couche est utilisée comme un détecteur pré-échantillonneur.

Un détecteur de position est également localisé à l'emplacement de la section EM correspondant au maximum de développement de la gerbe, soit à $\approx 6 X_0$. Il est formé de pistes de scintillateurs lues par des fibres WLS.

3.3.3 Le système de détection des muons

En vue du Run II, CDF utilise quatre systèmes de scintillateurs et de chambres proportionnelles dans la détection des muons dans la région $|\eta| \leq 2.0$. Les absorbeurs de ces systèmes sont constitués par l'acier du calorimètre, le retour de l'aimant, des murs additionnels en acier ainsi que les aimants toroïdaux de la région avant-arrière.

Les deux ensembles de détection centrale $|\eta| \leq 0.6$ et $0.6 \leq |\eta| \leq 1.0$ ont bien fonctionné lors du Run I et les changements apportés correspondent à des améliorations des systèmes existants. Pour le Run II, de nouvelles chambres sont ajoutées pour compléter la couverture azimuthale. En raison des taux élevés attendus au Run II, les chambres fonctionneront en mode proportionnel au lieu du mode "streamer", imposant l'installation de nouveaux pré-amplificateurs pour compenser la réduction du gain qui en résulte. Dans les quatre ensembles, le long temps de dérive (de 800 ns à $1.4\mu\text{s}$) moyen relativement à la période entre deux collisions nécessite l'usage de pipelines. Dans la région avant du détecteur, les anciennes chambres sont remplacées par un nouveau système intermédiaire couvrant la région en rapidité $1.0 \leq |\eta| \leq 1.5$. De fine granularité, ce détecteur comprend un ensemble de chambres à dérive et de compteurs à scintillation monté sur une structure barrel. Ces chambres et compteurs sont identiques à ceux utilisés dans la partie centrale et utilisent la même électronique d'acquisition.

Il est à noter que les nouveaux détecteurs de traces de CDF, surtout les couches intermédiaires de détecteurs Silicium (ISL), contribuent significativement aux capacités de détection des muons, en particulier par les mesures d'impulsion transverse.

3.4 Conclusion

Les deux détecteurs CDF et DØ ont été significativement améliorés en vue du Run de haute luminosité. Leur capacité de détection s'est particulièrement accrue dans le domaine de la reconstruction des traces et de l'identification des particules, domaines clef pour la recherche du Higgs. Dans le même temps, les deux expériences bénéficient de nouveaux ensembles de déclenchement adaptés aux nouveaux paramètres du collisionneur, et qui leur permet de sélectionner très tôt dans la chaîne d'acquisition des événements potentiellement intéressants. Dans la perspective de recherche d'un Higgs, les deux détecteurs semblent particulièrement adaptés à la recherche d'un boson léger, grâce à leurs capacités d'identification accrues des jets de quarks b, ainsi qu'à celle d'un boson lourd, qui se désintégrerait en paires de bosons W^+W^- .

4 Phénoménologie du Higgs au TeVatron

La phénoménologie du Higgs au TeVatron dépend du contexte théorique dans lequel on se place, celui du Modèle Standard (MS) ou celui du Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM). Dans les deux cadres, elle est définie par deux paramètres principaux: l'énergie disponible dans le centre de masse de collisions \sqrt{s} et la masse du (des) Higgs. A partir de ces indications, l'intensité des couplages du Higgs aux fermions et bosons de jauge du modèle peut être calculée, et permet la prédiction des sections efficaces de production du Higgs et la définition des états finaux possibles. Plusieurs types de contraintes conditionnent la recherche du Higgs au TeVatron. Tout d'abord, indépendamment du modèle, la section efficace prédite à $\sqrt{s} = 2.0$ TeV diminue rapidement avec la masse du Higgs. La luminosité intégrée prévue au TeVatron étant inférieure à 15 fb^{-1} par expérience, la mise en évidence directe d'un boson de Higgs est limitée à des masses inférieures à $200 \text{ GeV}/c^2$. D'autre part, des contraintes directes sur le Higgs ont été dérivées de l'absence de signal à LEP II. Celles-ci placent les limites inférieures sur sa masse à $114 \text{ GeV}/c^2$ [36] dans le cadre standard, à $91 \text{ GeV}/c^2$ [37] pour un Higgs neutre dans le cadre supersymétrique et $78.6 \text{ GeV}/c^2$ [38] pour un Higgs chargé électriquement. Ces contraintes conduisent à définir la gamme de recherche au TeVatron entre $100 \text{ GeV}/c^2$ et $200 \text{ GeV}/c^2$.

Si la recherche directe du Higgs apparaît limitée à cette gamme de masses, son intérêt est cependant très important. En effet, les contraintes indirectes semblent dans tous les cas favoriser l'existence d'un Higgs léger : dans le cadre standard, les mesures de précision au pôle du Z combinées avec celles sur le quark top et le boson W effectuées au cours du Run I au TeVatron, conduisent à favoriser un Higgs de masse inférieure à $180 \text{ GeV}/c^2$; dans le MSSM, la contrainte théorique est encore plus forte et la présence d'un Higgs neutre léger de masse inférieure à $130 \text{ GeV}/c^2$ est nécessaire au modèle. Les résultats du TeVatron dans tous les cas doivent ainsi permettre d'apporter des indications précieuses sinon quant à sa masse, en tout cas quant à sa nature, s'il existe.

4.1 Phénoménologie du Higgs standard

4.1.1 Canaux de désintégration

Dans le modèle standard, le Higgs se couple aux fermions et aux bosons de jauge par le biais des graphes de Feynman représentés Fig. 4.54.

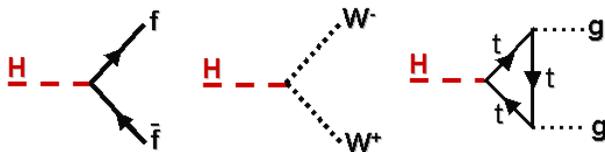


Figure 4.54: Graphes représentant les couplages du Higgs aux fermions et bosons de jauge dans le modèle standard

Les désintégrations $H \rightarrow f\bar{f}$

La largeur de désintégration d'un Higgs en paire de fermions est proportionnelle au carré de la masse du fermion final [40]:

$$\Gamma_{f\bar{f}} \propto N_c \sqrt{2} G_F m_H m_f^2 (1 - x_f)^{3/2} \quad \text{avec } x_f \equiv \frac{4m_f^2}{m_H^2}$$

où le facteur de couleur N_c vaut 1 pour les leptons et 3 pour les quarks. Ainsi, à l'ordre 0 de la théorie, et pour des masses du Higgs m_H en-deçà du seuil de production de paires de bosons, les désintégrations dominantes concernent les quarks lourds bottom et charm, suivies de celles impliquant le lepton τ . La prise en compte des corrections QCD modifie cependant cette hiérarchie et tend à réduire la valeur du couplage du Higgs aux quarks. Ainsi, malgré le facteur de couleur, les calculs prévoient l'inversion du rapport entre $H \rightarrow c\bar{c}$ et $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. Les rapports de branchement en fonction de m_H sont représentés Fig. 4.55. Au final, la hiérarchie est la suivante:

$$\frac{\text{BR}(\tau^+\tau^-)}{\text{BR}(b\bar{b})} \approx 10\% \quad \text{et} \quad \frac{\text{BR}(c\bar{c})}{\text{BR}(b\bar{b})} \approx 4\%$$

Les désintégrations $H \rightarrow WW^*, ZZ^*$

Pour des masses m_H au-delà du seuil de production de paires de bosons électrofaibles, les largeurs de désintégration du Higgs en paires W^+W^- et ZZ dépassent celle du Higgs en fermions. La largeur de désintégration totale est alors proportionnelle à [40]:

$$\Gamma_{VV} \propto \delta_V \sqrt{2} G_F m_H^3 (4 - 4x_V + 3x_V^2)(1 - x_V)^{1/2}/x_V, \quad \text{avec } x_V \equiv \frac{4m_V^2}{m_H^2}$$

où δ_V vaut 1 pour le Z et 2 pour le W. Pour des valeurs loin du seuil, la largeur de désintégration en paires de W vaut donc environ deux fois la largeur en paire de Z. La prise en compte de la désintégration du Higgs en bosons hors de leur couche de masse modifie profondément cette relation et fait du canal $H \rightarrow WW^*$ le canal dominant dès $m_H \geq 135 \text{ GeV}/c^2$. Le rapport de branchement augmente alors avec m_H jusqu'à atteindre presque 100% autour du seuil de production de deux bosons W réels, ainsi que l'indique la Fig. 4.55. La désintégration $H \rightarrow ZZ^*$ est théoriquement aussi possible, mais la faiblesse du rapport de branchement dans la gamme de masse $m_H \leq 200 \text{ GeV}/c^2$ accessible au TeVatron, la rend pratiquement inexploitable.

Les désintégrations $H \rightarrow gg, H \rightarrow \gamma\gamma$

Le couplage du Higgs aux gluons n'est possible qu'aux ordres supérieurs de la théorie. Il invoque les boucles de quarks (lourds) dont le graphe est représenté Fig. 4.54. La largeur de désintégration est donnée par [40]:

$$\Gamma_{gg} \propto \alpha_s^2(m_H) m_H^3 \left[1 + \left(\frac{95}{4} - \frac{7}{6} N_F \right) \frac{\alpha_s(m_H)}{\pi} \right]$$

où apparaît la constante α_s au carré. La désintégration du Higgs en gluons apparaît compétitive avec celle en paires $\tau^+\tau^-$. Ceci s'explique par la valeur élevée du couplage de Yukawa entre le Higgs et le quark top (ainsi que le quark b dans une moindre mesure) intervenant dans la boucle, et par la présence du facteur de couleur. Si l'état final est expérimentalement inexploitable en raison de l'importance du fond QCD, l'amplitude de ce couplage joue un rôle essentiel au TeVatron: en effet, la contribution importante de la fusion de gluons dans les interactions $p\bar{p}$ rend compte de près de 80% de la section efficace totale de production du Higgs au TeVatron. Le couplage direct du Higgs aux photons n'est pas non plus autorisé. Il n'intervient que par les diagrammes en boucles de particules massives et chargées électriquement. Dans le modèle standard, les contributions dominantes proviennent des boucles de quarks top et de bosons W. Le rapport de branchement demeure près de quatre ordres de grandeurs en-deçà du rapport en paires W^+W^- et rend ce mode de recherche quasi-inexploitable au TeVatron.

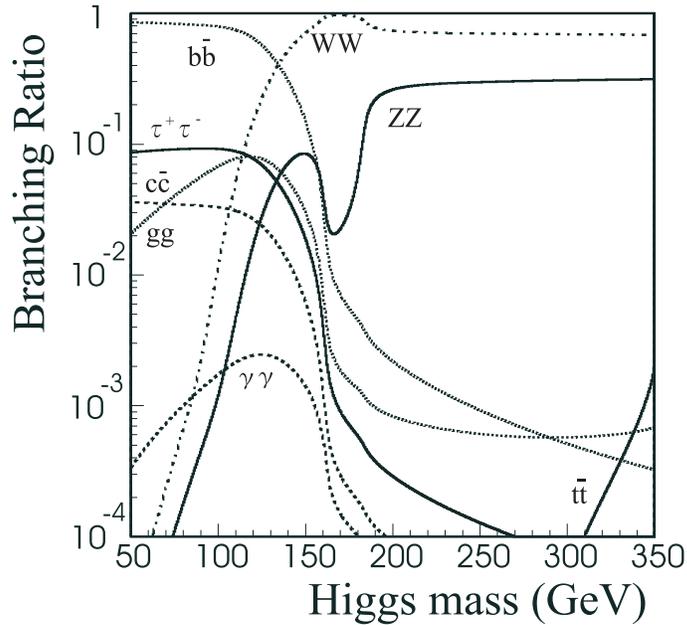


Figure 4.55: *Rapports d'embranchement du Higgs aux fermions et bosons de jauge en fonction de sa masse, dans le cadre du modèle standard [41].*

4.1.2 Section efficace de production

La production du Higgs au TeVatron résulte de deux mécanismes principaux: le processus de fusion de gluons $gg \rightarrow H$, et la radiation de Higgs par un boson hors couche de masse $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$ où $V = W$ ou Z . Un troisième mécanisme, impliquant les couplages $gg/q\bar{q} \rightarrow Ht\bar{t}$, bien que de section efficace de deux ordres de grandeur en deçà des deux premiers, sera aussi considéré en raison de la singularité des états finaux mis en jeu, puisque ceux-ci comprennent au moins deux bosons W et quatre jets de b.

La production par fusion de gluons $gg \rightarrow H$

La production de Higgs par le processus $gg \rightarrow H$ procède principalement par une boucle de

quarks top, représenté Fig.4.56(a). Il est dominant au TeVatron avec des sections efficaces variant de 1.0 à 0.1 pb pour des masses m_H comprises entre 100 et 200 GeV/c². La section efficace de ce processus est représentée Fig. 4.57 en fonction de la masse m_H .

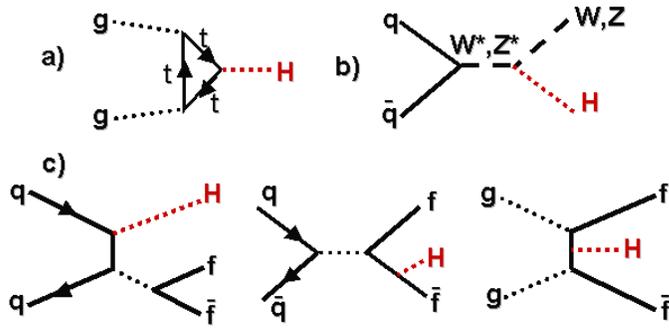


Figure 4.56: Principaux graphes de production du Higgs au TeVatron dans le modèle standard: a) fusion de gluons; b) production associée à un boson; c) production associée à une paire de fermions

Les corrections QCD, ici calculées à l'ordre deux ou "Next to Leading Order (NLO)", contribuent à la section efficace pour près de 60%. L'incertitude théorique sur le calcul est cependant significative puisqu'elle s'élève à environ 25%. Elle provient tant de la dépendance en l'échelle QCD utilisée dans le calcul de ces corrections, que du choix des fonctions de distribution partoniques utilisées pour décrire la distribution des partons dans les protons.

Si l'on considère l'état final $H \rightarrow f\bar{f}$, et bien que contribution dominante à la production de Higgs, ce mode de production est pénalisé par la présence de fonds QCD et Drell-Yann, de sections efficaces de plusieurs ordres de grandeur supérieurs aux valeurs attendues pour le signal.

La production par Higgsstrahlung $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$ avec $V = W, Z$

La production associée de Higgs et d'un boson W $q\bar{q} \rightarrow W^* \rightarrow WH$ est caractérisée par une section efficace comprise entre 0.3 et 0.2 pb sur la gamme de masse $100 \leq m_H \leq 200$ GeV/c². Le processus similaire, impliquant le Higgsstrahlung du boson Z , demeure quant à lui un facteur deux en-dessous en raison de sa plus faible valeur de couplage. Le graphe correspondant à ces modes est représenté sur la Fig. 4.56(b). Ici encore, les corrections QCD sont importantes et tendent à contribuer positivement pour 30% de la section efficace. L'incertitude théorique, comme dans le cas précédent, est dominée par la dépendance dans l'échelle utilisée pour les corrections QCD (15%) et par l'incertitude sur le choix des densités partoniques (15%). Bien que ne représentant que 20 à 30 % de la section efficace totale, la production du Higgs associé à un boson est amenée à jouer le rôle principal dans la recherche du Higgs. En plus de jets de b résultant du Higgs, il est expérimentalement relativement aisé de signer la présence du boson, notamment par ses désintégrations leptoniques. Cette topologie caractéristique permet ainsi a priori d'assurer une bonne séparation des événements du fond QCD.

La production $gg/q\bar{q} \rightarrow Ht\bar{t}$

Le troisième mécanisme de production possède une section efficace beaucoup plus faible que

les deux précédents. Les graphes correspondants sont indiqués Fig. 4.56(c). Son étude n'est envisagée au TeVatron qu'en raison de la singularité des états finaux possibles. C'est le cas de l'état final associant deux top à la production du Higgs, ou celui de deux quarks b en plus du Higgs. Ce sont ainsi des états finaux avec 4 jets issus de l'hadronisation d'un quark b qui sont attendus.

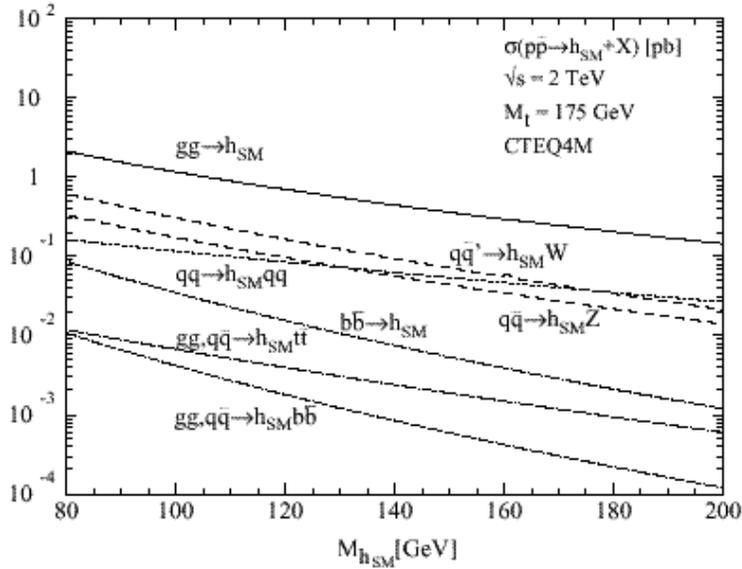


Figure 4.57: Sections efficaces de production du Higgs au TeVatron à $\sqrt{s} = 2$ TeV dans le cadre du modèle standard [41]

4.2 Phénoménologie des Higgs supersymétriques

La phénoménologie du Higgs considérée par la suite est celle du modèle supersymétrique minimal, dit MSSM. Elle est décrite en détail dans le cours de A. Djouadi.

4.2.1 Contenu en Higgs du MSSM

Dans le MSSM, deux doublets de Higgs sont nécessaires pour engendrer les masses des particules et de leurs partenaires supersymétriques. Le premier se couple aux fermions “down” $\Phi_d \equiv (\Phi_d^0, \Phi_d^-)$, tandis que l’autre se couple aux fermions “up” $\Phi_u^0 \equiv (\Phi_u^0, \Phi_u^+)$. La phénoménologie qui en résulte se caractérise par la présence de cinq états physiques, ou particules de Higgs:

- deux états chargés: H^+ et H^- , combinaison linéaire des composantes Φ_u^\pm et Φ_d^\pm des doublets de higgs
- deux états neutres: h et H avec par convention $m_h < m_H$, et définis par une matrice de mélange des états Φ_d^0 et Φ_u^0 , caractérisée par l’angle de mélange α

- un état neutre et pseudo-scalaire: A

Le modèle supersymétrique impose des contraintes fortes au secteur des Higgs. A l'ordre 0 de la théorie, ce domaine peut être décrit à partir de 2 paramètres, choisis comme étant $\tan \beta$, le rapport des valeurs moyennes des deux champs de Higgs dans le vide, et une des cinq masses. Conventionnellement la masse m_A est choisie. La relation de masse la plus intéressante concerne la masse du Higgs le plus léger m_h , qui, à l'ordre 0 de la théorie est telle que:

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2 2\beta} \right)$$

ce qui a pour conséquence importante sur le Higgs le plus léger:

$$m_h^2 \leq m_Z^2 \cos(2\beta) \leq m_Z^2$$

prédisant donc un Higgs inférieur à la masse du boson Z ! En fait, les corrections d'ordres supérieurs modifient cette relation. Elles font intervenir des boucles contenant les particules standard et leurs super-partenaires, introduisant donc une dépendance en l'échelle de masse de ces dernières.

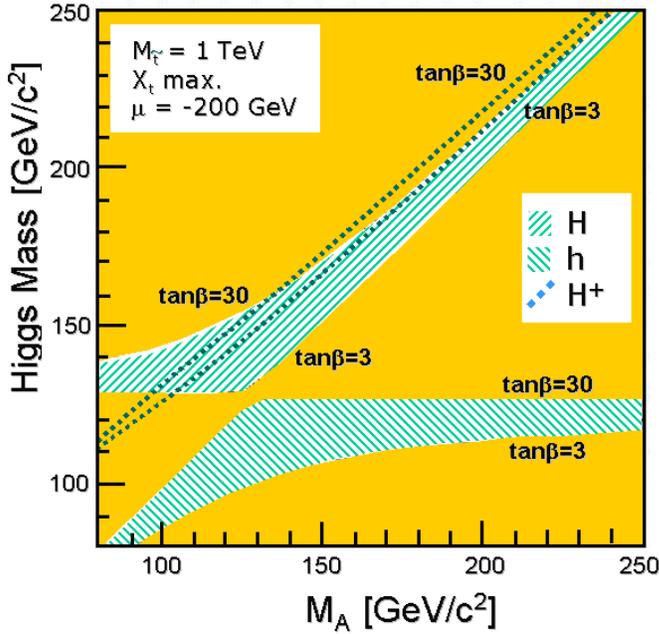


Figure 4.58: Masse des Higgs neutres m_h et m_H en fonction de la masse m_A pour différentes valeurs de $\tan \beta$. Les suppositions faites pour ce calcul sont: $m_t = 174.3 \text{ GeV}/c^2$ et des masses de squarks dégénérées en $M_{SUSY} = 1 \text{ TeV}$ [39]

Un autre paramètre affectant la masse est le paramètre décrivant le mélange des états propres des squarks lourds $X_{\tilde{t}}$ comme le \tilde{t} . La limite supérieure du Higgs le plus léger peut s'écrire [39]:

$$m_h^2 \leq m_Z^2 + \frac{3g^2 m_t^4}{8\pi^2 m_W^2} \left(\ln\left(\frac{m_t^2}{m_t^2}\right) + X_{\tilde{t}}^2 \left(1 - \frac{X_{\tilde{t}}^2}{12}\right) \right)$$

et établit la limite supérieure du Higgs le plus léger à $130 \text{ GeV}/c^2$ pour les valeurs les plus élevées de $\tan \beta$ et la valeur maximale du terme de mélange $X_{\tilde{t}}$. La Fig. 4.58 résume l'ensemble

des contraintes sur le secteur de Higgs dans le MSSM, dans le plan $(m_A, m_{H/h})$ pour différentes valeurs de $\tan \beta$. L'autre relation de masse exploitée par la suite concerne les Higgs chargés. Les limites obtenues sont indiquées sur la Fig. 4.58 et font état de la dépendance suivante de m_{H^\pm} avec m_A :

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2$$

ouvrant la voie à la recherche des Higgs chargés au TeVatron dans la gamme de masse 100 – 200 GeV/c².

4.2.2 Couplages aux fermions et bosons

Dans le MSSM, les couplages des Higgs aux bosons de jauge et aux fermions sont modifiés de façon significative. Les couplages des Higgs neutres aux bosons de jauge s'écrivent en fonction des couplages du Higgs standard, de α , angle de mélange des Higgs neutres scalaires, et β introduit précédemment:

$$\frac{g_{hVV}}{(g_{hVV})_{\text{MS}}} = \sin(\beta - \alpha), \quad \frac{g_{HVV}}{(g_{HVV})_{\text{MS}}} = \cos(\beta - \alpha) \quad \text{avec } V = W, Z$$

et montrent donc que le couplage aux W/Z est nécessairement plus petit que dans le cas standard, ce qui est une conséquence de la loi d'unitarité. Pour les fermions, les couplages du h et du A s'écrivent:

$$\frac{g_{hu\bar{u}}}{g_{Hu\bar{u}}} = \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \quad \text{et} \quad \frac{g_{hd\bar{d}}}{g_{Hd\bar{d}}} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$$

$$g_{Au\bar{u}} \propto \cotan \beta \quad \text{et} \quad g_{Ad\bar{d}} \propto \tan \beta$$

Il est donc particulièrement intéressant de considérer les cas limites où $\tan \beta \gg 1$ puisqu'un accroissement des couplages $hb\bar{b}$ et $Ab\bar{b}$ est alors attendu:

i) dans le cas où $m_A \gg m_Z$ et $\tan \beta \gg 1$, désigné par "limite de découplage", les couplages $Hb\bar{b}$ et $Ab\bar{b}$ sont augmentés d'un facteur $\tan \beta$ relativement au couplage du modèle standard. En revanche, le Higgs léger h se comporte comme le Higgs standard, et ses couplages $hb\bar{b}$ et VVh sont égaux à ceux de ce dernier;

ii) dans le second cas, où $m_A \approx m_Z$ et $\tan \beta \gg 1$, les couplages $hb\bar{b}$ et $Ab\bar{b}$ sont augmentés d'un facteur $\tan \beta$ relativement au modèle standard, tandis que le couplage du h aux bosons, hVV , où $V=W,Z$ devient alors négligeable.

4.2.3 Désintégrations des Higgs neutres

Les largeurs de désintégration des Higgs neutres dans le cadre du MSSM dépendent principalement de leur masse et de $\tan \beta$. Les Fig. 4.59 et Fig. 4.60 représentent les rapports d'embranchement des Higgs neutres h et H en fonction de leur masse $m_{h/H}$ pour $\tan \beta = 6$ et $\tan \beta = 30$ respectivement. Pour le Higgs le plus léger, les canaux $h \rightarrow b\bar{b}$ et $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ sont dominants quelle que soit la valeur de $\tan \beta$. Pour le Higgs H en revanche, la différence est plus sensible.

4.2.4 Désintégration des Higgs chargés

Trois modes de désintégration principaux sont possibles pour le Higgs chargé au TeVatron. Pour une valeur $m_{\text{H}^\pm} \leq 160 \text{ GeV}/c^2$, la désintégration dominante est $\text{H}^+ \rightarrow \bar{\tau}\nu_\tau$, qui a un rapport de branchement élevé surtout pour de grandes valeurs de $\tan\beta$. Les modes hadroniques $\text{H}^+ \rightarrow c\bar{s}, c\bar{b}$ sont aussi ouverts théoriquement mais demeurent au niveau de 1%, quelle que soit la valeur de $\tan\beta$.

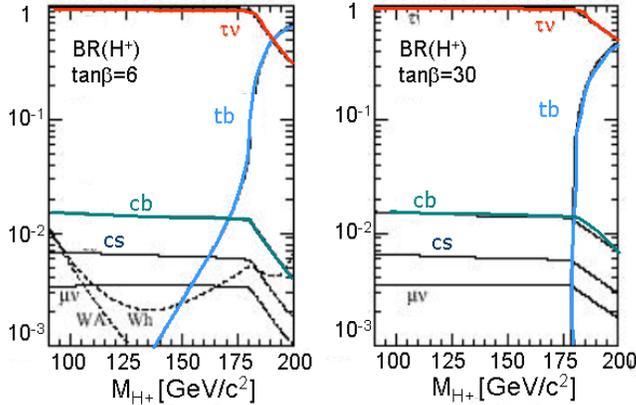


Figure 4.62: *Rapports de branchement des Higgs chargés en fonction de la masse m_{H^\pm} pour $\tan\beta = 6$ (gauche) et $\tan\beta = 30$ (droite). Les rapports de branchement du Higgs sont sensibles aux masses des squarks de la 3eme génération par les corrections radiatives. Il est supposé ici une masse du \tilde{t} et du \tilde{b} de 1 TeV et un mélange minimal. [39]*

Pour $m_{\text{H}^\pm} \geq 195 - 200 \text{ GeV}/c^2$, le Higgs se désintègre majoritairement selon le canal $\text{H}^+ \rightarrow t\bar{b} \rightarrow \text{W}b\bar{b}$. Pour les petites valeurs de $\tan\beta$, le rapport de branchement de ce mode dépasse celui du canal $\tau\nu$ dès $m_{\text{H}^\pm} = 185 \text{ GeV}/c^2$. En revanche, la section efficace de production baisse dramatiquement avec m_{H^\pm} au TeVatron, et seuls les deux premiers modes sont pertinents. La Fig. 4.62 montre les rapports d'embranchement d'un Higgs chargé en fonction de sa masse, pour $\tan\beta = 6$ et $\tan\beta = 30$.

4.2.5 Sections efficaces de production de Higgs neutres

Trois processus principaux sont responsables de la production de Higgs supersymétriques neutres au TeVatron: la fusion de gluons, l'annihilation de paires de quarks et le Higgstrahlung de quarks lourds. Leur contribution à la section efficace de production de Higgs neutres est représentée en fonction de $m_{\text{h},\text{H}}$ sur les Fig. 4.63 et Fig. 4.64.

La fusion de gluons $gg \rightarrow \Phi$ ($\Phi = \text{h}, \text{H}, \text{A}$)

Le processus de fusion de gluons met en jeu des triangles de quarks lourds comme le b et le top ainsi que leurs partenaires supersymétriques. Ce processus est dominant au TeVatron pour toutes les valeurs de $\tan\beta$, et se caractérise par des sections efficaces de 0.03 pb à 30 pb pour des masses $100 \leq m_{\text{h}/\text{H}} \leq 200 \text{ GeV}/c^2$ s'accroissant avec les valeurs de $\tan\beta$. Cependant, comme dans le cas du modèle standard, l'état final favorisé en $\text{h}/\text{H}, \text{A} \rightarrow b\bar{b}$ est complètement noyé par le fond $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ provenant des processus QCD standard. Comme dans le modèle standard, les corrections QCD à 2-boucles sont incluses dans la section efficace. Ici la contribution des boucles

de squarks n'est pas très importante devant la contribution des gluons mous, universelle, qui tend à supprimer la dépendance en la masse de superpartenaires.

Le Higgstrahlung de bosons: $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow V\Phi$ ($V = W, Z$), ($\Phi = h, H$)

Sur la plus grande partie de l'espace des paramètres SUSY, l'un des deux Higgs neutres scalaires a toujours un couplage aux bosons de valeur proche de celle du modèle standard. En fait, le couplage du Higgs scalaire Φ est similaire au cas standard dans deux cas: dans le régime de découplage pour le Higgs le plus léger $\Phi = h$, et dans le cas de grande valeur de $\tan\beta$ et de petite masse m_A , où cette fois $\Phi = H$. Dans les deux cas, le Higgs scalaire a une masse inférieure à $130 \text{ GeV}/c^2$ pour lesquels les modes hW et hZ contribuent à hauteur de $0.05\text{-}0.1 \text{ pb}$. La section efficace, représentée Fig.4.63 et Fig.4.64 en fonction de $m_{h/H}$ est calculée au 1er ordre des corrections QCD (LO ou Leading Order) et inclut un facteur de correction qui tient compte de la contribution de l'ordre supérieur (NLO ou Next to Leading Order). Ce facteur, appelé facteur K , est défini comme le rapport $K \equiv \frac{\sigma^{\text{NLO}}}{\sigma^{\text{LO}}}$. Il vaut environ 30% dans le cas du Higgs neutre et est une des principales sources d'incertitude dans la section efficace. Ce facteur intervient aussi dans le cas de certains fonds au signal (voir Section 4.3).

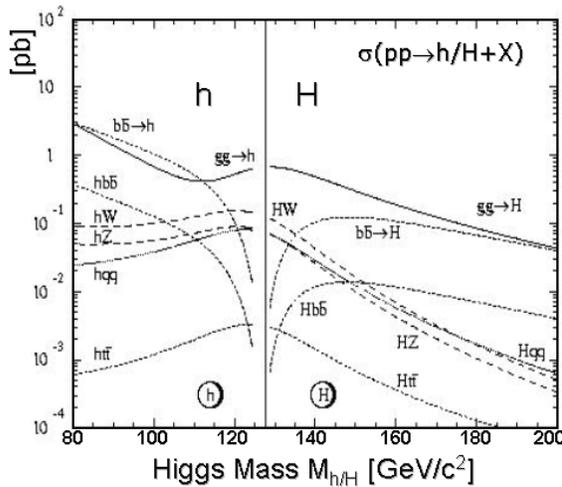


Figure 4.63: Sections efficaces de production de Higgs neutres en fonction de $m_{h/H}$ pour $\tan\beta = 6$ [39]

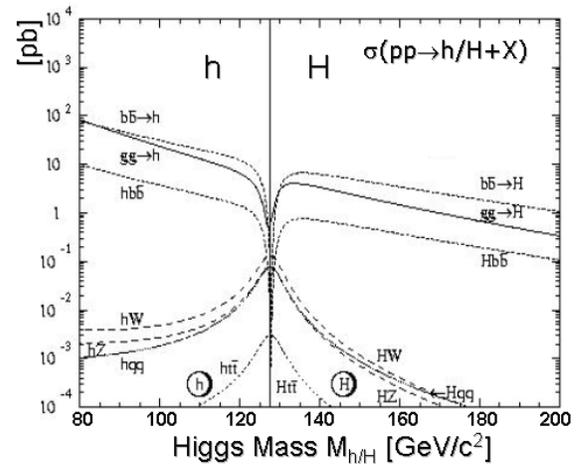


Figure 4.64: Sections efficaces de production de Higgs neutres en fonction de $m_{h/H}$ pour $\tan\beta = 30$ [39]

Le Higgstrahlung de quarks: $gg, q\bar{q} \rightarrow \Phi t\bar{t}, \Phi b\bar{b}$ où ($\Phi = h, H, A$)

La radiation de Higgs neutres par des quarks b est importante dans le MSSM en raison de la dépendance du couplage $\Phi b\bar{b}$ en $\tan\beta$.

La contribution de tels processus est de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-1} pour des masses $m_A, m_h \approx 100 \text{ GeV}/c^2$. Pour un H et un A de masse plus élevée $m_A \approx 200 \text{ GeV}/c^2$, la section efficace ne dépasse pas 1 pb . Il est à noter que les corrections QCD et électrofaibles pour ce mode sont relativement importantes. Les calculs sont ici faits jusqu'à l'ordre deux (NLO) et tendent à

augmenter la section efficace dans le cas de grandes valeurs de $\tan \beta$.

4.2.6 Section efficace de production de Higgs chargés

Les mécanismes de production du Higgs chargé dépendent de la masse m_{H^\pm} et de la valeur de $\tan \beta$. Lorsque $m_{H^\pm} \leq (m_t - m_b)$, le Higgs est principalement produit dans les désintégrations du quark top via $t \rightarrow bH^+$. Ce mode peut être compétitif avec la désintégration standard $t \rightarrow bW^+$ pour des valeurs de $\tan \beta$ petites, inférieures à 1, comme pour des valeurs plus grandes que 20. En revanche, il est supprimé pour les valeurs intermédiaires, comme l'illustre la Fig.4.65. Dans l'hypothèse où aucune désintégration du Higgs en particules supersymétriques n'est possible, ces deux modes sont complémentaires et la section efficace totale de production du Higgs par radiation de top s'écrit:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow H^\pm + X) = \left[1 - (\text{BR}(t \rightarrow bW^+))\right]^2 \sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X)$$

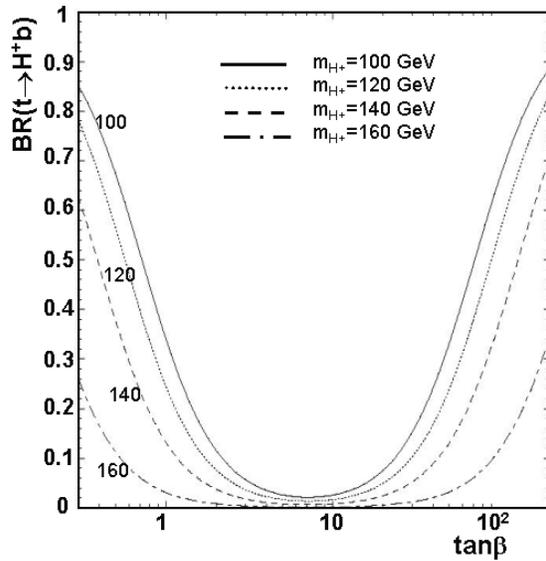


Figure 4.65: Rapport de branchement du quark top en Higgs chargé en fonction de la valeur de $\tan \beta$ pour quatre valeurs de m_H [39].

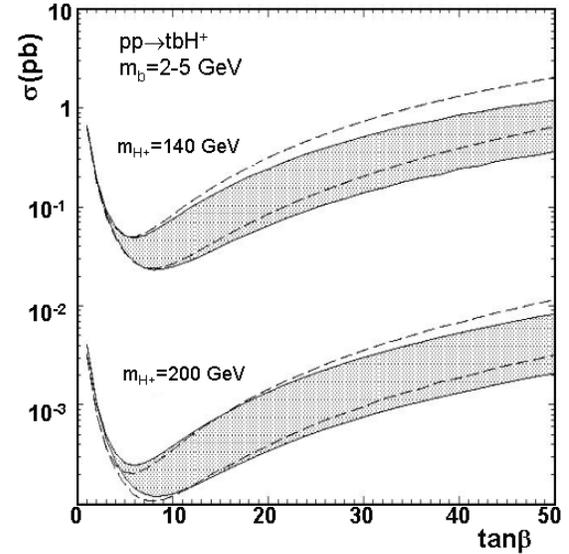


Figure 4.66: Section efficace de production de Higgs chargés par un top en fonction de $\tan \beta$ pour $m_{H^+} = 140 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{H^+} = 200 \text{ GeV}/c^2$ [39].

La section efficace attendue avec $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X) = 7 \text{ pb}$ est représentée sur la Fig. 4.66. Comme prévu, les corrections QCD sont significatives surtout pour les grandes valeurs de $\tan \beta$ et dépendent des paramètres du MSSM. Pour la Fig.4.66, les masses des partenaires supersymétriques et les couplages ont été fixés à $m_{\tilde{b}} = m_{\tilde{t}} = m_{\tilde{g}} = |A_t| = |A_b| = 1 \text{ TeV}$ et $|\mu| = 300 \text{ GeV}$. Pour des valeurs $m_{H^\pm} \geq (m_t - m_b)$, le quark top produisant le Higgs doit être hors couche de masse et on doit ajouter les processus $p\bar{p} \rightarrow H^+ \bar{t}b + X$. Le Higgs chargé

est alors produit principalement par la radiation de quark de 3ème génération dans les modes $gb \rightarrow tH^-$, gg et $q\bar{q} \rightarrow t\bar{b}H^-$. On ne considèrera toutefois pas dans la suite de l'exposé cette gamme de masse qui semble inaccessible au TeVatron.

4.3 Les processus de fonds standard

Les différences topologiques entre les canaux de production du Higgs décrits précédemment nous amènent à considérer les fonds pour deux gammes de masse: une correspondant à la recherche du Higgs léger qui se désintègre majoritairement en une paire $b\bar{b}$, l'autre à celle d'un Higgs suffisamment lourd pour donner une paire W^+W^- .

Dans le premier cas, les fonds physiques aux canaux $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$, $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$ et $ZH \rightarrow l^+l^- b\bar{b}$ sont d'abord constitués des fonds QCD impliquant des états finaux $b\bar{b}$ ou multi-jets, en raison d'une section efficace de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle du signal. Suivent les processus de production d'un boson associé à une paire de quarks b comme $Wb\bar{b}$ et $Zb\bar{b}$, puis les productions de di-bosons WZ et ZZ et des paires de quarks $t\bar{t}$. Dans le cas de Higgs lourds, les fonds irréductibles proviennent des paires W^+W^- , WZ et ZZ ainsi que de la production de quarks top via $t\bar{t}$ et tqb . Dans ce cas, le fond QCD impliquant des états finaux multi-jets représente aussi une difficulté majeure.

4.3.1 La production QCD $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$

La production QCD inclusive de paires de quarks $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ constitue le fond le plus important en magnitude à la recherche du Higgs léger. Les graphes de Feynmann correspondant aux processus à l'ordre 0 sont représentés Fig. 4.67. La section efficace de ce processus a été calculée à l'ordre NLO en α_s dans les Ref. [54]. Expérimentalement, la section efficace de production $p\bar{p} \rightarrow bX$ a été mesurée durant le Run I à 1.8 TeV [55].

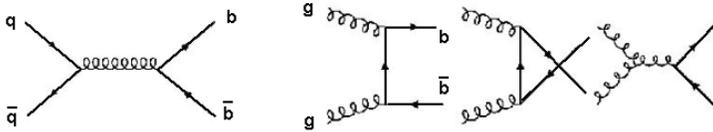


Figure 4.67: Graphes de Feynmann décrivant la production de paires $b\bar{b}$ à l'ordre 0

Ainsi qu'il est attendu dans la production de paire $b\bar{b}$, la section efficace totale des événements décroît avec l'énergie des jets produits, et les résultats expérimentaux reproduisent la forme de la décroissance attendue en fonction de l'énergie du jet de b, cf Fig. 4.68. En revanche, les valeurs mesurées sont supérieures aux prédictions théoriques, détaillées en Ref. [54], bien que compatibles avec les incertitudes théoriques. La section efficace totale (mesurée) des événements $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ est ainsi de quelques $100\mu b$. Cela représente un facteur 6 en magnitude relativement au signal Higgs, préalablement à toute sélection. Ce rapport défavorable, même s'il est amélioré par la sélection de jets énergétiques, dicte la plus grande part de la stratégie de recherche du

Higgs dans le canal $b\bar{b}$. Il s'agit en effet de reconstruire la masse invariante des paires de jets reconstruits et d'isoler une résonance sur un fond continu $d\sigma/dM_{b\bar{b}}$, à estimer en dehors de la gamme recherchée. Cette méthode nécessite donc l'accès à la meilleure résolution possible sur les masses invariantes, afin d'assurer un rapport signal sur bruit suffisamment élevé.

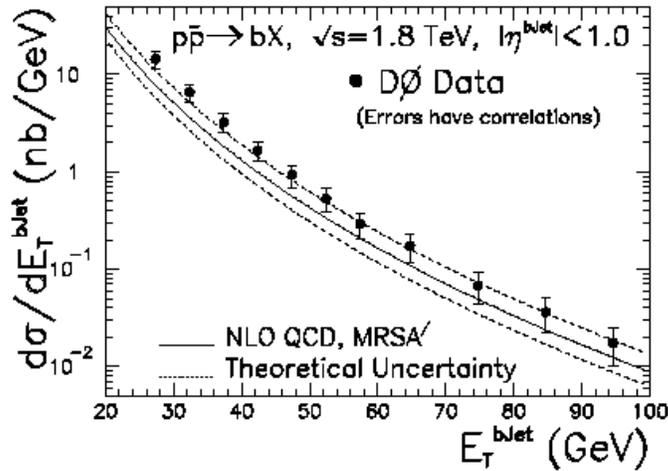


Figure 4.68: Section efficace différentielle en fonction de l'énergie du jet de b [55]

4.3.2 La production multi-jets de QCD

En plus de ces fonds de topologie similaire à celle du signal, un type de fond est commun à toutes les analyses: les événements multi-jets qui s'expliquent par l'interaction forte de partons. La théorie QCD prédit les amplitudes de la diffusion par interaction forte de partons aux hautes énergies.

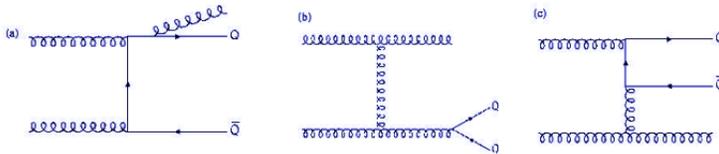


Figure 4.69: Graphes de Feynmann décrivant la production de multi-jets au TeVatron. Il s'agit de graphes d'ordre un à la production de paires de quarks

Pour les jets de haute énergie, les calculs de sections efficaces ont été effectués dans le cadre perturbatif [48] et utilisent les fonctions de densité partonique (PDFs) déterminées par ailleurs [49].

La section efficace mesurée est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à un signal de Higgs et est représentée Fig.4.70 en fonction de l'énergie du jet. Ces processus sont topologiquement différents du signal, mais peuvent constituer un fond non négligeable au signal dans deux cas: dans le premier, un (ou plusieurs) jet peu(ven)t être identifiés comme un électron avec une probabilité de l'ordre de 10^{-4} par jet [50]; le second cas est l'identification erronée d'un jet de

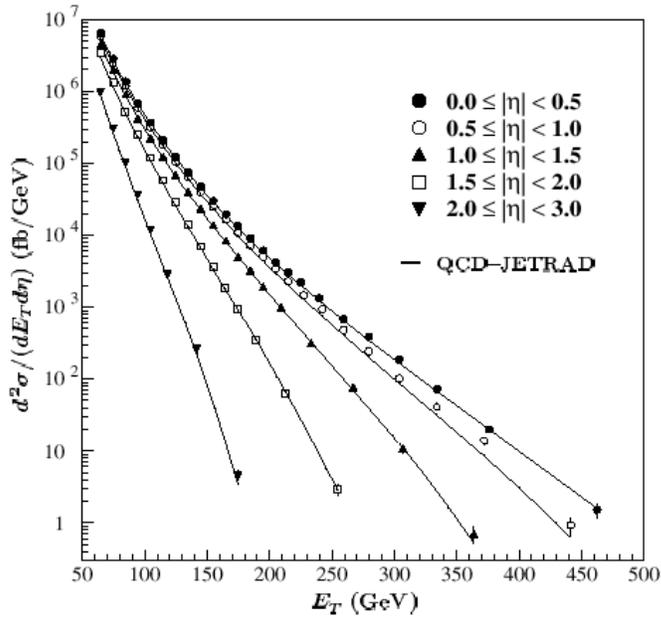


Figure 4.70: *Section efficace différentielle de production de QCD de jets en fonction de leur énergie transverse [51]*

quark léger comme un jet de quark b, et dépend cruciallement du taux de mauvais étiquetage propre à l'algorithme utilisé.

4.3.3 Les processus $Wb\bar{b}$ et $Zb\bar{b}$

Les graphes correspondant aux processus $Wb\bar{b}$ et $Zb\bar{b}$ au niveau de Born sont reportés sur la Fig. 4.71. La caractéristique de ces événements est que la masse invariante des paires de b s'inscrit selon une distribution continue et décroissante sur toute la gamme de masse. C'est ce qui les différencie d'une production résonante comme dans le cas d'un Higgs. Les calculs des sections efficaces de production sont donc en général présentés en fonction de la masse invariante $d\sigma/dM_{b\bar{b}}$.

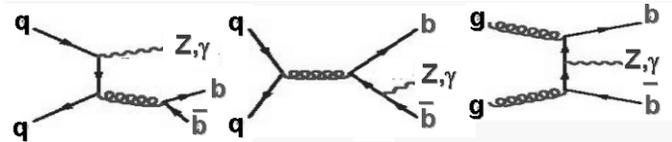


Figure 4.71: *Graphes de production associée de bosons Z avec une paire de quarks b*

Les Figs. 4.72 et 4.74 représentent respectivement les distributions $d\sigma/dM_{b\bar{b}}$ des processus $Zb\bar{b}$ et $Wb\bar{b}$ dans l'approximation de Born. La prise en compte des ordres supérieurs dans ces calculs apporte des changements significatifs qui affectent la forme de la distribution $d\sigma/dM_{b\bar{b}}$ ainsi que sa normalisation. Les contributions à la section efficace du premier et second ordres sont importantes [43] [44] et sont représentées sur les Figs. 4.75 et 4.73. Le facteur K, défini en Section 4.2.5, peut atteindre près de 1.5.

Dans le cas de $Zb\bar{b}$, la distribution de $d\sigma/dM$ est assez peu affectée en-deçà d'une masse $M_{b\bar{b}}$ de

100 GeV/c² mais sa forme dépend en revanche beaucoup des corrections QCD. Il en est de même pour les événements $Wb\bar{b}$ et pour l'ensemble des fonds d'état final $p\bar{p} \rightarrow e\nu b\bar{b}$, représentés en fonction de $M_{b\bar{b}}$ sur les Figs. 4.74 et Fig. 4.75.

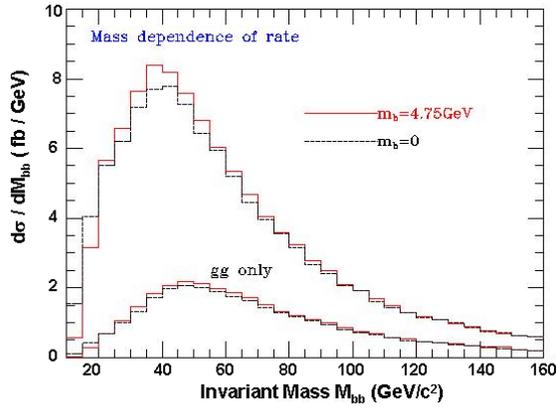


Figure 4.72: Sections efficaces du processus $Zb\bar{b}$ dans l'approximation de Born [44]

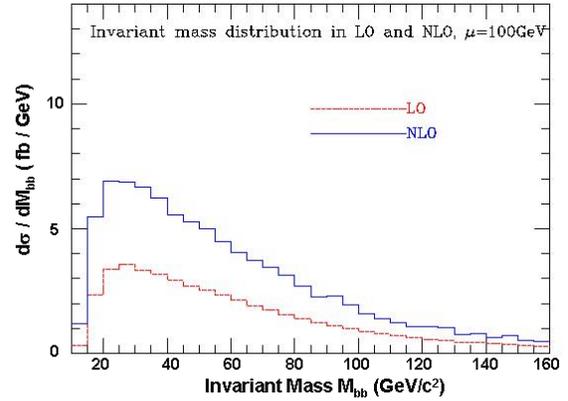


Figure 4.73: Contributions LO et NLO à la section efficace du processus $Zb\bar{b}$ [44]

Dans les deux cas, l'ambiguïté sur la normalisation globale des processus ne sera levée qu'avec les premières mesures directes sur les données.

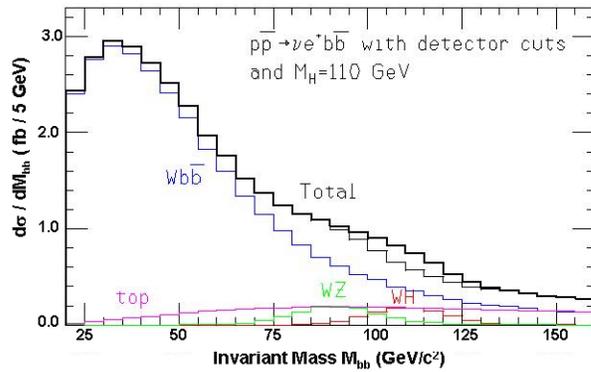


Figure 4.74: Sections efficaces des fonds au processus WH [43]

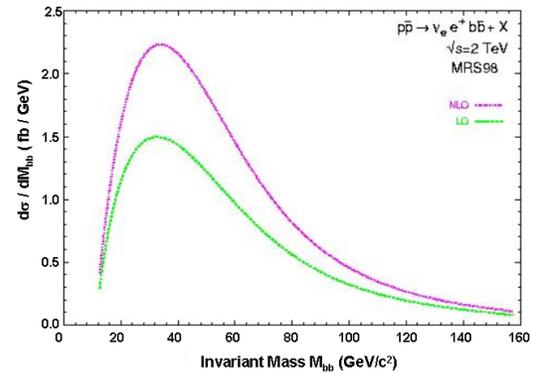


Figure 4.75: Contributions LO et NLO à la section efficace de production du processus $Wb\bar{b}$ [43]

4.3.4 Les processus di-boson WW, ZZ et WZ

Les productions ZZ, WZ et WW sont des fonds pour les analyses haute masse et basse masse. Dans le cas d'un signal d'un boson de haute masse où $H \rightarrow WW$, ces processus constituent les fonds dominants. Dans le cas d'un Higgs de basse masse où $H \rightarrow b\bar{b}$, les désintégrations en paire $b\bar{b}$ du Z constituent un fond important. Les sections efficaces de ces processus ont été calculées [45] [46] et s'élèvent à 11 pb (WW), 3.6 pb (WZ) et 1.2 pb (ZZ), c'est à dire plus

d'un ordre de grandeur au-dessus du signal. Les corrections QCD à l'ordre deux sont incluses et calculées à une échelle d'énergie de 100 GeV. Elles augmentent les sections efficaces des processus WZ [45] de plus de 30% et ZZ [46] de 25%.

4.3.5 Les processus W+jets

La production d'événements associant un boson avec n jets constitue un fond important au signal en raison de la section efficace élevée. Cette dernière a été déterminée dans le cadre des mesures des sections efficaces des événements W+n jets au cours du Run I, où le W se désintègre en un électron et un neutrino. Les résultats de CDF sont reportés Fig 4.76 en fonction du nombre de jets dans l'état final. Une section efficace de 470 pb est mesurée pour les événements $W+\geq 1$ jets, et 101 pb pour $W+\geq 2$ jets. Ces chiffres représentent plus de 500 et 100 fois respectivement la section efficace du signal. Il est à noter que ces résultats ont été obtenus à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Néanmoins, ils montrent un bon accord avec les prédictions calculées au LO (dans l'approche avec les éléments de matrice) pour $n \geq 2$ [47]. Au Run II, l'estimation de ces fonds reposera encore sur les mesures du type de celles effectuées au Run I.

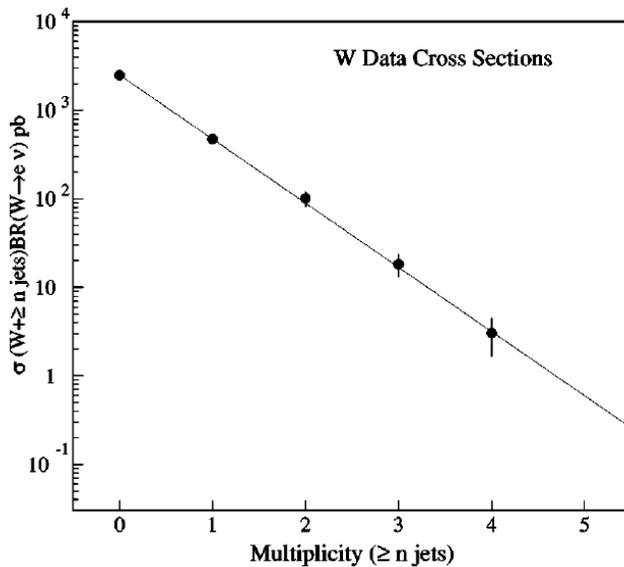


Figure 4.76: Sections efficaces totales de production des bosons $W+\geq n$ jets mesurées par CDF [47]

4.3.6 La production de quarks top

Le quark top peut être produit en paires ou dans le cadre d'une production simple. La production de paires est décrite par les diagrammes d'annihilation de quarks ou par fusion de gluons, illustrés Fig.4.77. La production simple implique la désintégration d'un boson W hors couche de masse, dont les diagrammes sont présentés Fig. 4.78. Dans le modèle standard, le quark top se désintègre exclusivement en un boson W et un b selon $t \rightarrow W^+b$ (et son conjugué). Les états finaux sont des états multi-jets, dont deux provenant de quarks b, et de leptons de grande impulsion transverse

issus de la désintégration des bosons W. La présence de ces quarks b comme celle des leptons leur permet d'être sélectionnés par les algorithmes de déclenchement dévolus à la détection d'un Higgs. C'est ainsi un des fonds principaux à la recherche du Higgs léger dans le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ comme dans le cas d'un Higgs lourd dans le canal $H \rightarrow W^+W^-$.

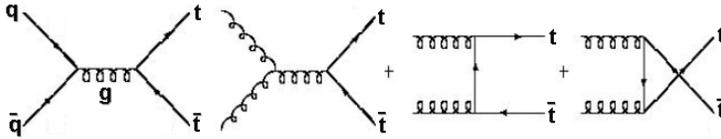


Figure 4.77: Graphes de production de paires de quark top au Tevatron à l'ordre 0 de la théorie

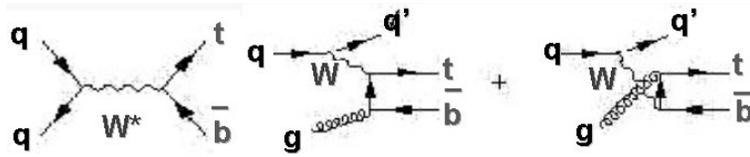


Figure 4.78: Graphes de production simple de quark top

La section efficace de production de paires a été mesurée à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV par CDF et DØ et est en accord raisonnable avec les valeurs prédites par le modèle standard [52] [53]. De l'ordre de 5 pb à 1.8 TeV, elle est attendue à 7.5 pb à 2.0 TeV pour le Run II, ainsi que le montre la Fig. 4.79.

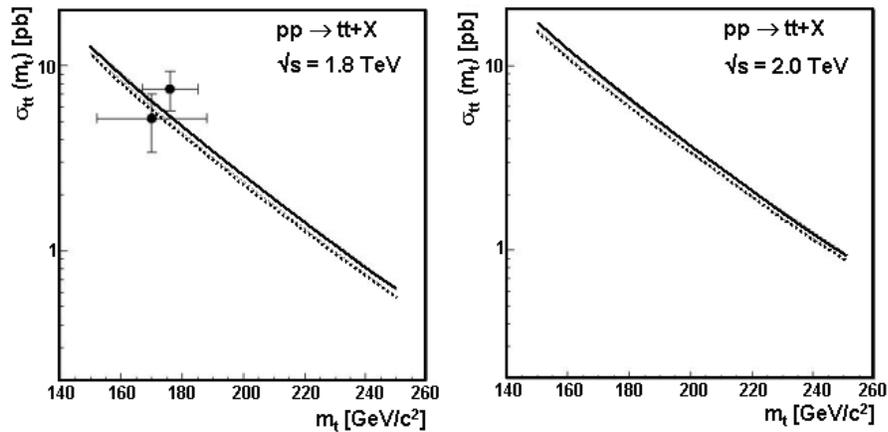


Figure 4.79: Section efficace de production de paire de top en fonction de la masse du quark, à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV et à $\sqrt{s} = 2.0$ TeV. Pour 1.8 TeV, les prédictions sont comparées aux mesures de CDF et DØ [52]

En ce qui concerne la production simple de quark top, les prédictions font état de section efficace environ 5 fois moindre. Cet état final est plus difficile à sélectionner car composé de jets de quarks légers se superposant aux désintégrations du top, ainsi que le montrent les graphes

sur la Fig. 4.78. Néanmoins, ce processus est un fond au signal dans le cas où un jet léger est identifié comme un jet de quark b .

4.3.7 Récapitulatif des fonds à la recherche du Higgs

La Table 13 répertorie la liste des fonds évoqués dans les sections précédentes et reporte leur section efficace respective. Il est important de noter que la recherche du Higgs sera conditionnée par la précision avec laquelle les fonds seront déterminés expérimentalement (aussi bien que théoriquement).

| Processus | Section efficace | Commentaire |
|---|------------------------------|--|
| $gg \rightarrow H$ | 0.7 pb | $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ |
| $p\bar{p} \rightarrow WH$ | 0.16 pb | $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ |
| $p\bar{p} \rightarrow ZH$ | 0.10 pb | $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ |
| $p\bar{p} \rightarrow WW$ | 11.0 pb | Calcul NLO |
| $p\bar{p} \rightarrow WZ$ | 3.6 pb | Calcul NLO |
| $p\bar{p} \rightarrow ZZ$ | 1.2 pb | Calcul LO |
| $p\bar{p} \rightarrow Wbb$ | 8.1 pb | $60 \leq M_{b\bar{b}} \leq 160 \text{ GeV}$ |
| $p\bar{p} \rightarrow Zb\bar{b}$ | 5.3 pb | $60 \leq M_{b\bar{b}} \leq 160 \text{ GeV}$ |
| $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ | 7.5 pb | mesure TeVatron |
| $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + tq\bar{b}$ | 2.57 pb | Calcul LO |
| $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ | $100 \times 10^6 \text{ pb}$ | mesure TeVatron |
| $p\bar{p} \rightarrow W+2 \text{ jets}$ | 102.4 pb | $\sigma^{\text{NLO}} \times \text{BR}(W \rightarrow l\nu)$ |

Table 13: *Liste des principaux fonds standard à la recherche du Higgs au TeVatron*

5 La recherche directe du Higgs

5.1 Stratégies de recherche

5.1.1 Recherche du Higgs dans le canal $H \rightarrow b\bar{b}$

Pour un Higgs de masse inférieure à $135 \text{ GeV}/c^2$ ou un Higgs supersymétrique dans les cas de grandes valeurs de $\tan\beta$, la particule se désintègre de façon dominante en paire $b\bar{b}$, cf Figs. 4.55, 4.59 et 4.60. Dans le cadre du modèle standard, la production par fusion de gluons $gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ est dominante mais le signal est noyé dans la production QCD $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$, dont la section efficace est de plus de huit ordres de grandeur au dessus de celle du Higgs. Ce dernier est donc recherché dans les modes associés $p\bar{p} \rightarrow W^* \rightarrow W(\nu)H(b\bar{b})$ et $p\bar{p} \rightarrow Z^* \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})H(b\bar{b})$, pour lesquels la désintégration leptonique du boson assure une grande efficacité de déclenchement. La topologie finale, qui inclut de l'énergie manquante, un lepton et au moins deux jets de grande impulsion transverse, assure une bonne réjection du fond QCD. En revanche, l'analyse requiert la détermination précise des fonds irréductibles $Zb\bar{b}$ et $Wb\bar{b}$, dont les sections efficaces sont mal connues théoriquement. Seule la mesure sur les données elles mêmes peut apporter une réponse satisfaisante. Enfin, la reconstruction précise de la masse invariante $M_{b\bar{b}}$ est un ingrédient essentiel à la discrimination du signal des fonds résonants (Z) ou continu (QCD). Dans le MSSM, les états finaux impliquant au moins quatre jets de b apparaissent dans les modes $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}A/H/h \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ pour les hautes valeurs de $\tan\beta$. En l'absence de leptons de grand moment transverse, la sélection repose sur l'étiquetage d'au moins trois jets de b. La principale difficulté provient des événements de fond $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}jj$ où un jet est étiqueté faussement comme un jet de b. Cette sélection doit donc être couplée à une bonne réjection des jets issus des quarks légers. Dans ce cas, on s'attachera à la topologie de ces événements multi-jets pour séparer le signal des fonds standard $t\bar{t}$, $t\bar{b}$ et QCD.

5.1.2 Recherche du Higgs dans le canal $H \rightarrow W^+W^{*-}$

Dans le modèle standard, ou dans le MSSM pour de faibles valeurs de $\tan\beta$, dès que sa masse est supérieure à $130 \text{ GeV}/c^2$, le Higgs se désintègre préférentiellement en paire de bosons $W^{(*)}W^{-(*)}$, dont l'un au moins peut être hors de sa couche de masse, cf Fig 4.55 et 4.59. Dans cette gamme, la production directe de Higgs s'ajoute à la production associée à un boson W ou Z. Le premier mode se caractérise par un état final composé de deux bosons W sélectionnés par leur désintégration en leptons de signes opposés; le second mode par la présence de trois bosons, recherchés tant dans le canal tri-lepton que dans le canal di-lepton plus deux jets. Dans tous les cas, l'analyse repose sur une grande efficacité de détection des leptons de grande impulsion transverse et de mesure de l'énergie manquante, signe de la présence de neutrinos. Les fonds principaux à l'analyse sont alors les processus impliquant le quark top (single top ou paire) et la production di-boson directe. Dans ce cas, les corrélations de spin des bosons, qui se manifestent dans la distribution angulaire des leptons en lesquels ils se désintègrent, peuvent être utilisées

pour accroître le pouvoir discriminant de l'analyse.

5.2 Outils de recherche du Higgs

Les contraintes expérimentales sur la recherche du Higgs découlent de la topologie et la nature des événements présentées dans la section précédente. Quatre outils majeurs sont nécessaires à une recherche efficace du Higgs:

- au niveau du déclenchement, des algorithmes “online” comme “offline” appropriés à la topologie des différents signaux. En particulier, ils doivent permettre la détection des électrons et muons durs (≥ 10 GeV/c) et mous (qqqs GeV/c), ainsi que de jets étiquetés b, avec une grande efficacité ;
- au niveau de la reconstruction des événements, un étiquetage des jets de b, combinant un ensemble de techniques et fournissant pour chaque jet la probabilité de contenir un méson B. Ces méthodes doivent assurer un taux de mauvais étiquetage de jets légers le plus faible possible ;
- des méthodes d'étalonnage précises de l'énergie des jets. La reconstruction de la masse invariante du Higgs dans le canal $b\bar{b}$ est la principale variable discriminante des analyses. Sa mesure requiert une connaissance précise de l'échelle absolue de l'énergie des jets, ainsi qu'une bonne résolution ;
- des techniques d'analyse optimisant la discrimination du signal et des fonds. C'est particulièrement important dans le cas où de petits nombres de candidats sont attendus. Ces techniques doivent prendre en compte les différences topologiques entre événements de signal et de fonds de façon optimale, et permettre de combiner les résultats de tous les canaux étudiés.

En comparaison au Run I, ces domaines ont subi des améliorations significatives, comme il apparaîtra dans les sections suivantes. Néanmoins, ces outils doivent être testés sur les données elles mêmes. Le moyen indispensable à cette fin est la sélection d'événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. Ces derniers doivent en effet permettre l'estimation des efficacités d'étiquetage des b, lors du déclenchement comme lors de la reconstruction offline, de l'échelle d'énergie des jets ainsi qu'une mesure de la résolution de la masse $M_{b\bar{b}}$ reconstruite. La constitution d'un tel échantillon de contrôle est donc la première priorité à toute recherche directe du Higgs.

5.2.1 Le déclenchement

La conception d'un déclenchement adapté aux propriétés du signal visé est la première et indispensable étape de l'analyse. Elle doit aboutir à la sélection d'événements potentiellement intéressants dans le cadre de la recherche du Higgs tout en assurant une bonne réjection du fond constitué par les événements QCD.

La détection de leptons et d'énergie manquante

A CDF comme à DØ, des déclenchements spécifiques ont été développés pour la détection des leptons et de l'énergie manquante. A titre d'illustration, les Fig 5.80 et 5.81 représentent les spectres attendus pour l'impulsion transverse du lepton et l'énergie manquante dans le cas de la présence d'au moins un boson W dans l'événement. Les candidats Higgs (lourds) considérés sont tels qu'un seul des deux bosons se désintègre en leptons. Les événements W+jets, WW, WZ et $t\bar{t}$ constituent les fonds dominants du canal $H \rightarrow WW^*$ [56]. Le déclenchement de leptons comprend:

- La détection d'électrons: au niveau 1 les algorithmes utilisés reposent sur les valeurs mesurées dans les tours EM du calorimètre et comparées à un seuil pré-programmé. En fait plusieurs seuils sont programmés et permettent le choix de différentes gammes d'énergie du lepton. L'utilisation de plusieurs seuils rend aussi possible la détermination de l'efficacité de déclenchement en fonction de l'énergie, à partir des données elles-mêmes. Au niveau 2, le plus grand laps de temps disponible permet dans le calorimètre l'application de critères d'isolation des clusters, la détermination de la fraction électro-magnétique du dépôt. Elle rend possible la coïncidence fine entre ce dépôt et celui du pré-échantillonneur et des traces reconstruites. La connaissance du rapport E/p comme du signe de la charge est alors possible. L'efficacité combinée d'un tel déclenchement est supérieure à 95%.

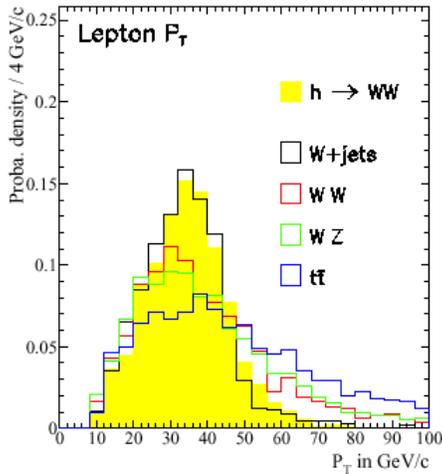


Figure 5.80: Densité de probabilité de l'impulsion transverse du lepton issu d'un boson W dans le cas de différents processus [56]

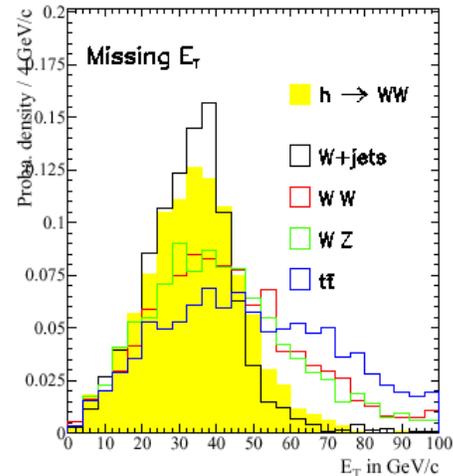


Figure 5.81: Densité de probabilité de l'énergie manquante dans les événements signaux comparés aux principaux fonds [56]

- La détection de muons: le muon signe son passage par l'occurrence de points dans les chambres à muon, mis en coïncidence avec la présence de traces dans le même secteur, dès les premiers niveaux. L'installation à DØ comme à CDF de nouveaux scintillateurs à

muons a permis de descendre les seuils de détection et de fournir un signal dès le niveau 1 de déclenchement. Les seuils fixés sur l'impulsion des muons s'échelonnent entre 4 GeV/c et 10 GeV/c. L'efficacité est alors très élevée.

- La détection d'énergie manquante: la distribution typique d'énergie pour un Higgs se désintégrant en paire de bosons W est représentée Fig 5.81. La résolution au niveau du déclenchement est d'environ 7-8 GeV à DØ, dont la réponse du calorimètre est hermétique et uniforme. Plus de précision est possible aux niveaux ultérieurs de déclenchement avec notamment la prise en compte des muons dans l'estimation correcte de l'énergie totale. La précision obtenue est néanmoins suffisante et en deça de ce qui est requis pour la sélection d'événements contenant un boson $W \rightarrow l\nu$.

Des progrès majeurs ont été accomplis pour le Run II dans le domaine du déclenchement, cf Section 3.1.4. Ils reposent sur une électronique d'acquisition rapide pour les détecteurs individuels, et qui permet de stocker dans une mémoire tampon (type pipeline) le résultat de 32 collisions successives pendant le processus de prise de décision du premier événement. Une nouvelle architecture de déclenchement, basée sur le traitement parallèle des informations, permet alors la combinaison complexe d'informations en provenance de plusieurs sous-systèmes dès les premiers niveaux de déclenchement. L'application de ces algorithmes sélectifs très tôt dans la chaîne d'acquisition offre ainsi une meilleure réjection des fonds au signal recherché, pour un taux de déclenchement acceptable environ 10 fois plus élevé qu'au cours du Run I.

La détection de vertex déplacés

La détection de jets de b dès les premiers niveaux de déclenchement est cruciale à la recherche du Higgs. CDF et DØ ont modifié leur architecture afin d'incorporer cette fonctionnalité.

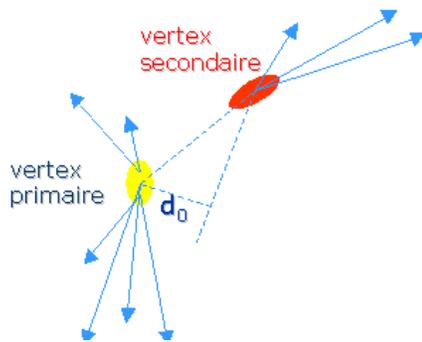


Figure 5.82: Définition du paramètre d'impact d_0 d'une trace dans le cas de vertex primaire et secondaire

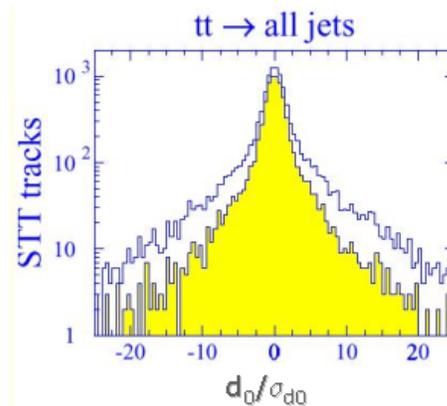


Figure 5.83: Distribution de la signification du paramètre d'impact d_0/σ_{d_0} pour des traces issues de vertex primaire (en grisé) et secondaires (en blanc) [57]

En raison des contraintes en temps et en bande passante, cet étiquetage ne peut avoir lieu qu'au 2ème niveau de déclenchement. Il est basé sur la recherche de traces à haut paramètre d'impact noté d_0 , signant un vertex déplacé. La Fig. 5.82 définit à l'aide d'un schéma le paramètre d_0 comme la distance de plus petite approche dans le plan transverse. Ce paramètre peut prendre de grandes valeurs pour des traces provenant de vertex déplacés, ainsi que l'illustre la Fig. 5.83. Cette dernière compare la la distribution de d_0/σ_{d_0} du paramètre sur son incertitude associée pour des traces chargées originaires du vertex primaire et celles issues d'un vertex secondaire, qui forment un excès vers les plus grandes valeurs de d_0/σ_{d_0} .

Les performances de ce déclenchement dépendent de la résolution accessible sur d_0 et du nombre de telles traces réclamées dans l'événement. Les Fig 5.84 reportent les efficacités atteintes à $D\mathcal{O}$ sur des simulations d'événements $t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$, ainsi que le taux d'événements QCD (en Hertz) sélectionnés par le même algorithme en sortie du niveau 2. Elles montrent que la limite de 500-1000 Hz est respectée avec des taux obtenus inférieurs à 80 Hz pour des efficacités de 60% à 90% [57]. Pour des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$, ces algorithmes conduisent à une efficacité attendue de 20% pour des taux inférieurs à 30 Hz. La constitution d'un échantillon de contrôle de près de 25000 événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ pour 1fb^{-1} pourrait être ainsi obtenue.

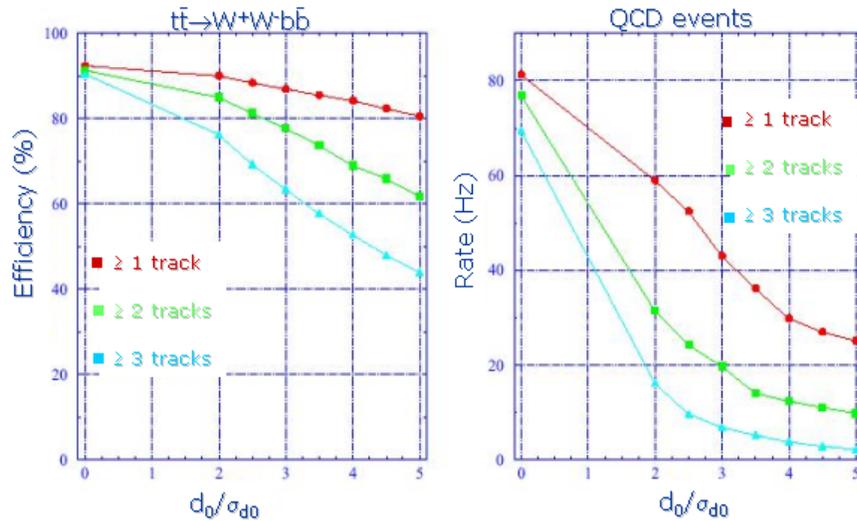


Figure 5.84: (Gauche): Efficacité de déclenchement après le niveau 2 estimé sur des événements $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b}$ en fonction de la coupure sur d_0/σ_{d_0} appliquée sur 1, 2 ou 3 traces par événement. (Droite): Taux d'événements QCD sélectionnés en fonction de la coupure sur d_0/σ_{d_0} sur 1, 2 ou 3 traces par événement [57]

Ce domaine connaît lui aussi une amélioration significative par rapport aux performances du Run I, au cours duquel les seules signatures d'un jet de b étaient constituées par les désintégrations semi-leptoniques du quark. La possibilité de détecter des traces de large paramètre d'impact indépendamment de la présence de leptons dès le niveau 2 multiplie les capacités de détection de tels jets. Cette fonctionnalité bénéficie aussi du large taux d'événements acceptés au niveau 1

(de 10 à 50 kHz), en sélectionnant un échantillon d'événements susceptibles d'être analysés plus finement à des niveaux supérieurs par des algorithmes plus complexes.

5.2.2 L'étiquetage des jets de b

L'étiquetage de jet de b met en jeu une série de techniques souvent complexes qui exploitent à fond les performances des détecteurs de traces et de vertex. Plusieurs méthodes ont été définies et utilisées par les expériences LEP [58], SLD [59] ou CDF[60] au Run I: ce sont la détection du lepton issu de la désintégration semi-leptonique du quark; la détection de traces de hauts paramètres d'impact ou apparaissant à longue distance du vertex primaire; l'utilisation de variables caractéristiques d'un jet issu de l'hadronisation d'un quark lourd. Ces techniques sont souvent combinées dans le cadre de méthode de vraisemblance ou de réseaux neuronaux. La plupart de celles décrites par la suite ont été adaptées des expériences LEP/SLC pour les nouveaux détecteurs CDF et DØ du Run II.

Etiquetage par lepton mou

La première méthode repose sur l'identification d'un lepton mou provenant de la désintégration semi-leptonique du quark. Le rapport de branchement moyen de désintégration d'un méson B en une paire lepton-neutrino étant de $BR(B \rightarrow l^+ \nu_l + X) = 10.45 \pm 0.21\%$ [61], la détection de leptons e ou μ peut être utilisée dans près de 21% des cas. Le lepton émis est alors à rechercher dans ou à proximité du jet de particules issues du b.

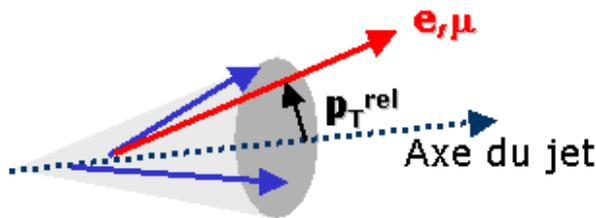


Figure 5.85: Impulsion transverse du lepton par rapport à l'axe du jet de b

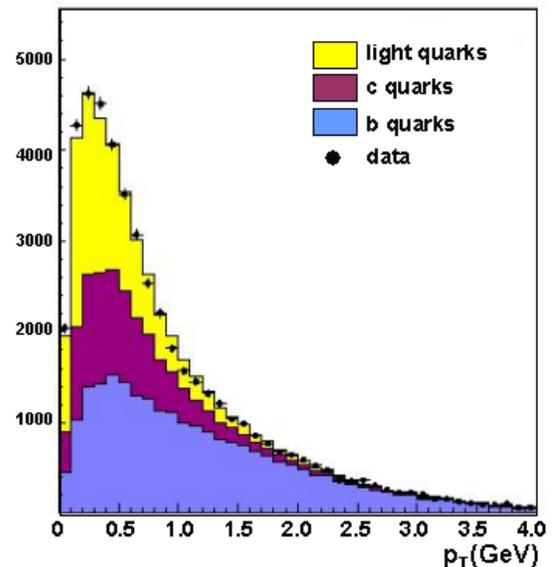


Figure 5.86: Distribution du moment transverse du lepton par rapport à l'axe du jet de b dans Delphi [62]

Plusieurs processus peuvent cependant engendrer des leptons chargés mous et constituer des

fonds à cette recherche. C'est le cas des leptons provenant des conversions de photons en paires e^+e^- et des désintégrations des pions ou des kaons en muon. Les différentes sources de leptons dits "prompts" (i.e. originaires du point d'interaction) peuvent être distinguées des désintégrations semi-leptoniques du b sur la base de leur impulsion totale et de leur impulsion transverse, calculée par rapport à la direction du hadron parent, cf Fig.5.85. Celle-ci n'étant pas directement accessible, le pouvoir discriminant de cette méthode dépend donc crucialement de l'acuité de la reconstruction de l'axe du jet de particules issues du quark. La meilleure définition requiert l'identification des traces chargées et des dépôts neutres associés au jet incluant ou excluant le lepton selon les méthodes, dans le cadre d'algorithmes reconstruisant le flux d'énergie [63]. La distribution du moment transverse est représentée Fig. 5.86 et est plus élevée pour le lepton issu d'un quark lourd (b ou c) que dans le cas de quarks légers. Si le pouvoir discriminant est important vis à vis des jets légers (u,d,s), il est en revanche plus réduit lorsque le lepton provient de la cascade de désintégrations $b \rightarrow c \rightarrow l$.

Étiquetage par les vertex secondaires

La seconde méthode utilise le temps de vie relativement long des mésons B, respectivement de $\tau_{B^\pm} = 1.653 \pm 0.028$ ps et $\tau_{B^0} = 1.548 \pm 0.032$ ps [61], qui résulte en une longueur de vol mesurable à l'aide de détecteurs de vertex.

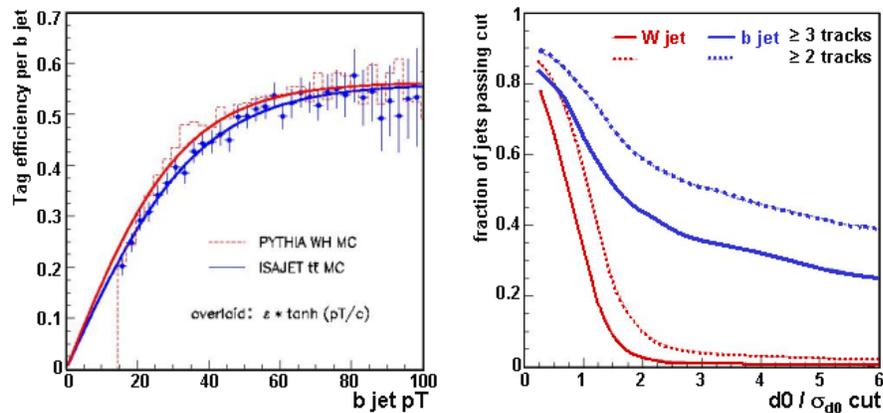


Figure 5.87: *Efficacité d'étiquetage sur des jets de b (gauche); Efficacité d'étiquetage en fonction du nombre de traces de haut paramètre d'impact (droite) [39]*

La technique utilisée requiert alors la détection soit de vertex secondaire(s) bien distinct(s), soit de traces à haut paramètre d'impact, provenant de la désintégration du méson. Le vertex secondaire est expérimentalement défini comme l'ensemble de traces pointant vers un même point distinct du lieu du vertex primaire. Des critères portant sur le nombre de telles traces, la qualité de leur ajustement et leur paramètre d'impact peuvent être utilisés. CDF au cours du Run I réclame ainsi l'occurrence de plus de deux traces contenant des hits dans le détecteur de vertex et telles que leur paramètre d'impact d_0 soit supérieur à un certain nombre de fois

l'erreur sur la mesure. L'efficacité d'identification et le taux de mauvaise identification d'un jet lourd obtenus par ces méthodes attendues pour le Run II sont représentés sur les Figs 5.87. Il est à noter que la contribution de l'étiquetage par lepton mou n'est pas prise en compte dans ces résultats.

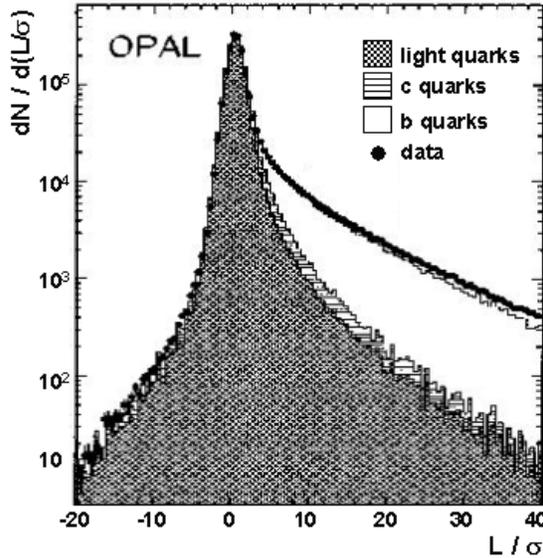


Figure 5.88: *Distribution de la distance entre les vertex primaires et secondaires divisée par l'erreur, dans les données OPAL [58]*

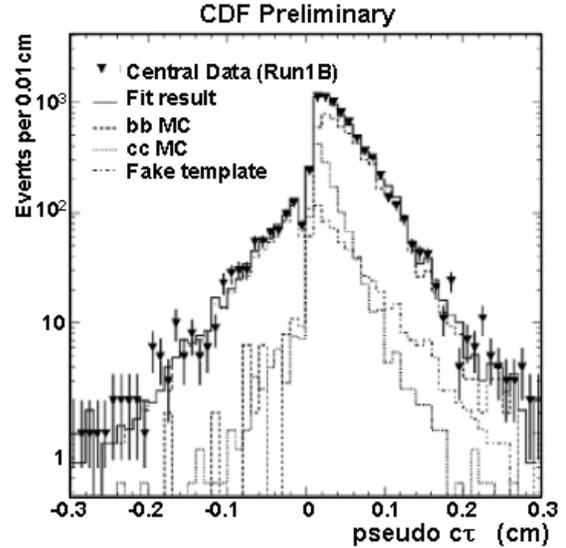


Figure 5.89: *Distribution de la longueur de vol entre vertex primaire et secondaires dans les données de CDF au Run I*

De façon corrélée, une valeur minimale peut aussi être placée sur la longueur séparant le vertex secondaire reconstruit du vertex primaire. La Fig. 5.88 représente ainsi la distance entre les vertex primaire et secondaire, normalisée par l'erreur associée à sa mesure, observée dans les données d'OPAL. Elle fournit aussi une interprétation en terme de contributions provenant des quarks b, c ou des quarks légers. Dans les analyses, on définit en fait la longueur propre de désintégration:

$$c\tau = L_{XYZ} \times \frac{M}{p}$$

où L_{XYZ} est la longueur de désintégration dans le référentiel du laboratoire et où $\frac{M}{p}$ se rapporte au facteur de Lorentz $\frac{1}{\beta\gamma}$. La longueur propre des hadrons B est environ de $460 \mu m$ tandis qu'elle est de $317 \mu m$ pour les hadrons D^\pm et $124 \mu m$ pour les neutres D^0 . La longueur propre des hadrons charmés étant plus courte que celles des hadrons B, l'efficacité de leur étiquetage est elle aussi plus faible. Dans le cas des collisions $p\bar{p}$ cependant, on ne considère souvent que le plan transverse de l'événement. C'est le cas de CDF qui au Run I, en raison d'une mauvaise résolution selon la direction z comparée à $r\phi$, utilisait la longueur de désintégration effective:

$$c\tau_{\text{pseudo}} = L_{XY} \times \frac{M}{p_T F}$$

où L_{XY} est cette fois la distance dans le plan transverse au faisceau, $\frac{M}{p_T}$ le boost de Lorentz dans ce même plan et F le facteur utilisé pour corriger des produits de désintégrations qui ne sont pas pris en compte par cette définition. La distribution de $c\tau_{\text{pseudo}}$, représentée Fig. 5.89, montre l'ampleur de la discrimination obtenue entre les jets de différents saveurs.

Etiquetage par les variables de jets

Les jets issus de l'hadronisation de quarks lourds sont caractérisés par une topologie et une structure qui leur est propre. Plusieurs variables permettant la discrimination des jets de quarks légers ont été définies par les expériences auprès de collisionneurs e^+e^- . Ainsi, dans le cas de Delphi [62], pour des jets contenant déjà un vertex secondaire, la discrimination est améliorée par les variables représentées Fig .5.90:

- la distribution de la masse effective M_S des particules incluses dans le vertex secondaire. La masse du vertex dans les jets de c est limitée par la masse du méson D tandis que la masse d'un jet de b s'étend jusqu'à $5 \text{ GeV}/c^2$;

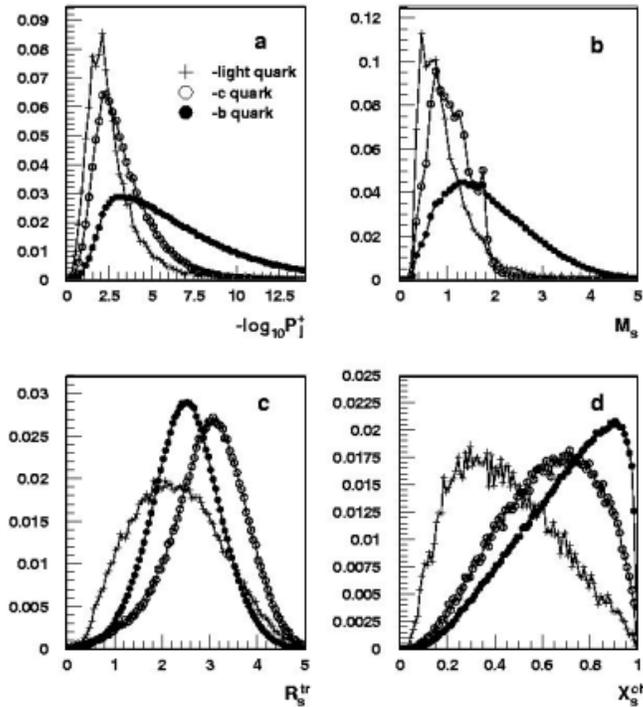


Figure 5.90: Variables discriminantes définies par Delphi pour l'étiquetage des jets de b . Les variables sont: a) Probabilité des traces du vertex de provenir du vertex primaire b) Masse effective du vertex secondaire c) Rapidité des traces du vertex relativement à l'axe du jet d) Fraction chargée de l'énergie du vertex [62]

- la somme des impulsions transverses des traces du jet ou leur écarts angulaires par rapport à l'axe du jet; Delphi utilise en fait la rapidité des traces présentes dans le vertex secondaire relativement à l'axe du jet R_S^{tr} . Celle-ci est plus faible dans le cas de particules provenant de désintégrations du B que celles issues des désintégrations des mésons D en raison de la masse plus élevée du B et la plus grande multiplicité. Dans le cas de jets de quarks légers,

les traces du vertex secondaire reconstruit sont la plupart du temps issues de diffusions multiples, ou conversions en paires etc... de sorte que ces traces sont de faible moment et leur rapidité relative à l'axe du jet très faible ;

- la fraction d'énergie chargée dans le jet incluse dans le vertex secondaire X_S^{ch} . Dans le cas de hadrons B et lorsque les particules chargées du vertex secondaire proviennent de la désintégration du B, la distribution X_S^{ch} est déterminée par la fonction de fragmentation $f(b \rightarrow B)$. Pour les jets de quarks c, la fonction de fragmentation $f(c \rightarrow D)$ est plus douce que la précédente tandis que l'énergie du vertex est nettement plus faible pour les saveurs légères ;

Etiquetage par réseaux neuronaux ou par maximum de vraisemblance

Ces techniques discriminantes sont en fait utilisées dans le cadre d'une analyse plus générale, qui combine les informations relatives au vertex avec celles dépendant du jet. L'utilisation de ces variables et l'estimation rigoureuse de leur corrélation peuvent être effectuées par le biais de méthodes de vraisemblance ou de réseaux de neurones. Elles permettent l'optimisation du pouvoir de séparation d'un jet de b des autres saveurs à efficacité (ou réjection) fixée. Dans le cadre de Delphi, on définit ainsi une fonction discriminante [62] à partir des variables introduites précédemment. Pour chaque variable on définit:

$$y_i(x_i) = \frac{f^{\text{B}}(x_i)}{f(x_i)}$$

où f^{S} et f^{B} sont les densités de probabilité pour le signal et les bruits de fonds de la variable i .

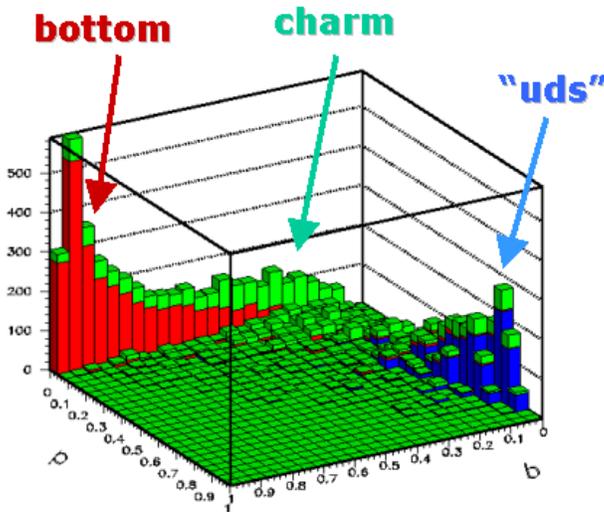


Figure 5.91: Exemple de sorties d'un réseau de neurones dans le plan "primariness" et "bottomness". Chaque jet est classé en fonction de sa probabilité d'être associé à un b, un c ou des quarks légers [65].

La fonction globale y est alors définie comme le produit des fonctions individuelles y_i :

$$y \equiv \prod_{i=1}^n \frac{f^{\text{B}}(x_i) \times \dots \times f^{\text{B}}(x_n)}{f^{\text{B}}(x_i) \times \dots \times f^{\text{B}}(x_n)}$$

Il est à noter que cette formulation n'est valable que dans le cas où les variables discriminantes utilisées sont largement indépendantes. Dans ce cas, la sélection du signal s'effectue par l'application de coupure sur la distribution de y , et permet la détermination de l'efficacité attendue en fonction de la réjection obtenue sur les fonds. La Fig 5.91 illustre la possibilité de la définition de réseaux de neurones associant à chaque jet sa probabilité de provenir de l'hadronisation d'un quark b , d'un quark c ou d'un quark léger.

5.2.3 Détermination de l'énergie des jets

La connaissance précise de l'énergie des jets intervient dans la reconstruction de la masse invariante. Elle est d'autant plus importante dans le cadre de la recherche du Higgs que la masse reconstruite des jets associés aux deux b constitue la principale variable discriminante entre une résonance et le fond continu Drell Yann, voire entre plusieurs résonances voisines. Elle fait intervenir deux aspects d'égale importance: la détermination de l'échelle absolue de l'énergie des jets, ou étalonnage, et la connaissance de la résolution associée à cette mesure.

Etalonnage de l'échelle d'énergie

L'étalonnage des jets consiste à relier l'énergie du jet mesurée dans les calorimètres à celle des partons interagissant par interaction forte lors de la collision $p\bar{p}$, comme l'illustre la Fig.5.92. Dans les faits, l'établissement de cette relation est limitée par de nombreux facteurs tant expérimentaux que de modélisation. Elle nécessite ainsi l'application de corrections sur l'énergie "brute" mesurée, qui dépendent en général de la définition du jet de particules, de son énergie, et de sa localisation dans le détecteur. Deux types d'effets affectent la mesure de l'énergie des jets:

- Les biais systématiques affectant la mesure calorimétrique [67]. Ils affectent la valeur moyenne centrale et sont dépendants de la luminosité, comme de la localisation du jet dans le calorimètre. Ils comprennent les effets suivants:
 - la présence de dépôts apparaissant lors de la recombinaison des partons spectateurs (appelé "underlying event"); ils se révèlent sous la forme d'énergie E_T déposée à peu près uniformément dans le détecteur. Les corrections sont effectuées en moyenne et sont typiquement de l'ordre de 0.5 GeV par intervalle de $\Delta\eta \times \Delta\Phi$;
 - l'empilement de plusieurs interactions qui, ajouté à l'effet précédent, peut causer une mauvaise estimation de l'énergie mesurée dans la cellule du calorimètre. La dépendance au nombre d'interactions peut cependant être contrôlée au cours de prises de données effectuées à des luminosités instantanées (et donc des nombres d'événements superposés) différentes. L'incertitude liée à l'estimation de ces effets sur la mesure de l'énergie est typiquement de 1 GeV par intervalle $\Delta\eta \times \Delta\Phi$;
 - l'apparition de bruit dans la chaîne d'acquisition, provenant des fissions de l'Uranium

présent dans le calorimètre et de l'électronique d'acquisition elle-même. Cet effet est contrôlé par la calibration de l'électronique et les mesures en faisceau-test ;

- la non-linéarité de la réponse du calorimètre et la présence de zones mortes dans le détecteur.

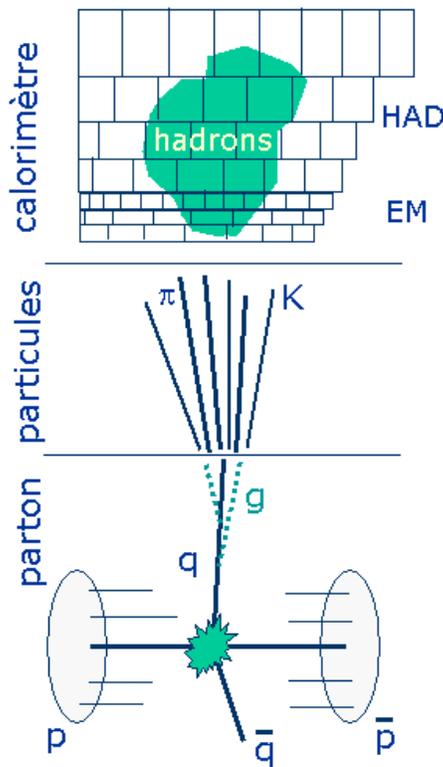


Figure 5.92: Principe de l'étalonnage d'un jet de particules: relier l'énergie et la direction des partons produits lors de l'interaction forte, aux "jets" formés à partir des dépôts d'énergie et des impulsions des traces chargées mesurées respectivement dans le calorimètre et les détecteurs de traces

- La définition du jet hadronique [68]: en effet, toute différence entre l'énergie et la direction du jet reconstruit avec l'énergie et la direction du parton initial est source d'erreur de mesure. Plusieurs types d'algorithmes appliqués aux cellules du calorimètre sont possibles pour reconstruire un jet de particules. Par exemple, l'algorithme dit "de cône" bâtit un cône de dimension $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2}$ autour de la direction principale du jet, définie comme le barycentre des cellules touchées. Dans ce cas il apparaît alors qu'un cône trop étroit ne contiendra pas complètement les particules engendrées par le parton initial, tandis qu'un cône trop large n'assurera pas une bonne séparation entre des jets voisins. Dans les deux cas, la contribution des radiations de gluons émis par un autre parton et la contribution de dépôts dus à l'empilement d'événements diffèrent. Dans tous les cas, les techniques employées peuvent résulter en une estimation erronée de l'énergie vraie du jet.

Plusieurs techniques sont utilisées pour l'étalonnage de l'énergie des jets.

La première est l'utilisation de faisceaux-test, où la réponse du détecteur est mesurée sur des

hadrons isolés dont l'impulsion est connue. En période de prises de données, la comparaison entre la mesure des moments de particules chargées et leur dépôt dans le calorimètre permet d'accéder au rapport E/p et d'étalonner ainsi la mesure d'énergie sur la détermination plus précise des détecteurs de traces. Cependant, ces méthodes sont fiables lorsque les particules utilisées sont isolées et non pour des jets de particules. C'est pourquoi, à $D\phi$ comme à CDF, une autre méthode est utilisée.

Cette méthode consiste à étalonner la réponse du détecteur à une gerbe hadronique en reliant l'échelle hadronique à l'échelle électromagnétique, connue plus précisément. Elle repose sur la sélection d'événements $\gamma + \text{jet}$. Le principe de conservation de l'impulsion dans le plan transverse impose alors la topologie dos-à-dos du photon et du jet, chacun emportant la moitié de l'énergie. La mesure précise de l'énergie du photon conduit ainsi en principe à celle du jet. La Fig.5.93 représente le facteur correctif global, convolution des effets décrits, sur l'énergie d'un jet à $D\phi$ au Run I. L'amplitude du facteur correctif s'étend de -5 à 15% et varie en fonction de l'énergie du photon. L'incertitude avec laquelle ce facteur est déterminé est comprise entre 1.7 et 3.0% limitée statistiquement. Elle sera réduite significativement au Run II.

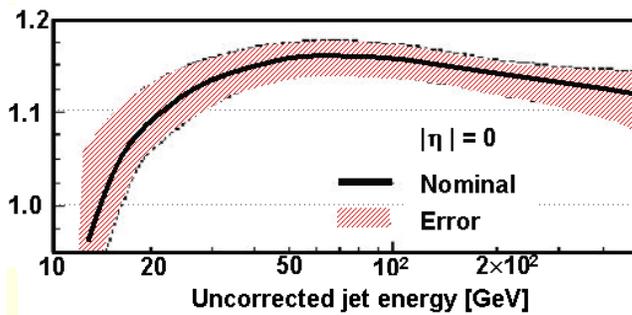


Figure 5.93: *Facteur correctif à l'échelle d'énergie mesurée à $D\phi$ avec l'incertitude associée [69].*

Résolution de l'énergie des jets

Une fois ces corrections appliquées, l'énergie ainsi reconstruite est dégradée par les effets de résolution [66]. Celle-ci s'écrit alors comme indiquée dans la section expérimentale:

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

La résolution des jets est déterminée à l'aide d'échantillons d'événements comprenant exactement deux jets au dessus d'un certain seuil.

Dans le plan transverse en effet, la conservation de l'énergie impose que les deux jets soient dos à dos et emportent la même énergie. Toute différence significative entre les énergies respectives des deux jets est alors interprétée comme un effet de résolution. Cette dernière est liée au paramètre d'asymétrie dans la distribution des énergies:

$$\mathcal{A} = \frac{E_{T,1} - E_{T,2}}{E_{T,1} + E_{T,2}}$$

par la relation :

$$\left(\frac{\sigma_{E_T}}{E_T}\right) = \sqrt{2} \sigma_A$$

La Fig.5.94 décrit les performances obtenues en fonction de l'énergie des jets durant le Run I avec les données de DØ et de CDF. Dans ce dernier cas, l'utilisation des impulsions mesurées par le détecteur de traces combinée avec les mesures du calorimètre montrent une amélioration de 30% relativement à une méthode exclusivement basée sur le calorimètre. Ces performances sont comparées avec la paramétrisation utilisée pour les études préparatoires du Run II présentées Ref. [39]. Une résolution de 11.5% est obtenue pour des jets de 50 GeV au Run I.

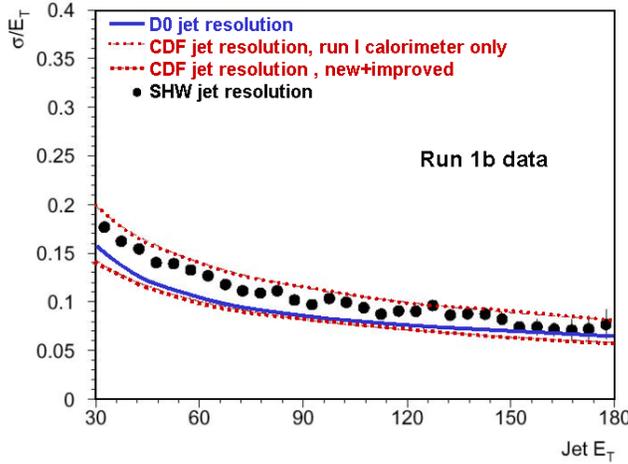


Figure 5.94: Résolution pour les jets à DØ et CDF en fonction de l'énergie au Run I. La figure reporte les résultats des mesures de DØ et de CDF utilisant la méthode décrite dans le texte. Elle inclut aussi la méthode améliorée de CDF ajoutant les informations du tracker à celles du calorimètre. Enfin les points montrent le résultat des simulations utilisées dans les études préliminaires au Run II [39].

Cependant plusieurs effets viennent affecter cette méthode. Tout d'abord la sélection d'événements "deux jets" dépend du seuil utilisé, typiquement de l'ordre de 8-10 GeV. Cette sélection est donc sensible à de faibles radiations des jets, venant perturber la reconstruction des directions et énergie des jets. Ensuite, le même algorithme de reconstruction des jets peut aussi conduire à des différences relatives d'un jet par rapport à l'autre si ceux-ci sont d'extension spatiale sensiblement différente.

Conclusion

Au Run II, la méthode d'étalonnage par γ + jet bénéficiera d'une statistique accrue d'un facteur 20 au moins. Conjointement, l'étalonnage du calorimètre EM, effectué à l'aide des résonances $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$, $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$ et $Z \rightarrow e^+e^-$, sera lui aussi significativement amélioré grâce à une plus haute statistique et un ensemble de déclenchements adapté. Pour le nouveau Run, les deux expériences bénéficient de nouveaux trackers et développent des techniques (type "energy flow") associant les mesures conjointes des deux ensembles de détection. Une amélioration sensible en est attendue, comme le montrent les études préliminaires de CDF [39].

5.2.4 L'échantillon de contrôle $Z \rightarrow b\bar{b}$

La sélection de désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$ est complexe dans un collisionneur $p\bar{p}$, contrairement à un collisionneur e^+e^- par exemple. Outre la plus grande multiplicité et la présence d'un empilement d'événements, la section efficace est faible relativement à la production QCD, $\sigma_{Z \rightarrow b\bar{b}} \approx 0.1$ nb tandis que $\sigma_{b\bar{b}}^{\text{QCD}} \approx 100 \mu\text{b}$. L'étude nécessite donc l'élaboration d'algorithmes de déclenchement et de sélection propres à ces événements. Au Run I, la collaboration CDF a mesuré la section efficace de production de $p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ [70]. Cependant, en l'absence de déclenchement spécifique, seule une soixantaine de candidats a pu être isolée, ainsi que le montre la Fig.5.95. La belle étude de CDF [70] souligne aussi l'importance de corrections propres aux jets de b. En effet, les désintégrations du b font intervenir des neutrinos qui emportent une énergie non mesurable dans le détecteur, et ainsi conduisent à une sous-estimation de l'énergie du jet. L'étude précédente, basée sur la détection du muon issu de la désintégration semi-leptonique du b, définit alors un ensemble de corrections sur les jets, établie à partir de la mesure de la direction et énergie du muon, de l'énergie manquante (projetée sur les axes des jets) et de la fraction chargée des jets de b. Cette étude appliquée à la reconstruction d'événements $H \rightarrow b\bar{b}$ montre qu'en plus de la valeur centrale, translatée de 30% au cours des corrections, la résolution obtenue avoisine les 15%, voir Fig.5.96.

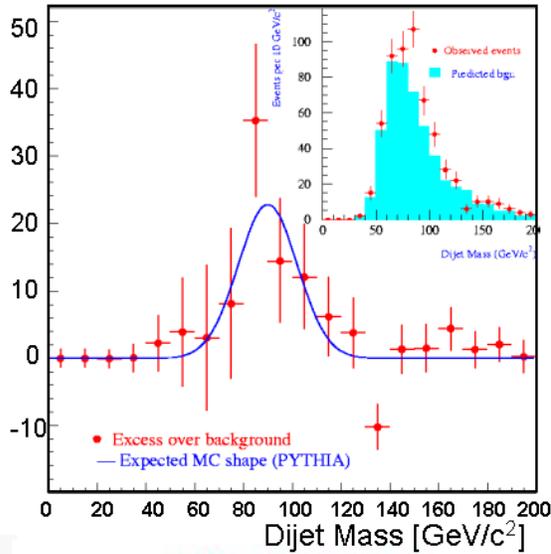


Figure 5.95: Masse du Z reconstruit dans le canal $Z \rightarrow b\bar{b}$ par CDF au Run I [70].

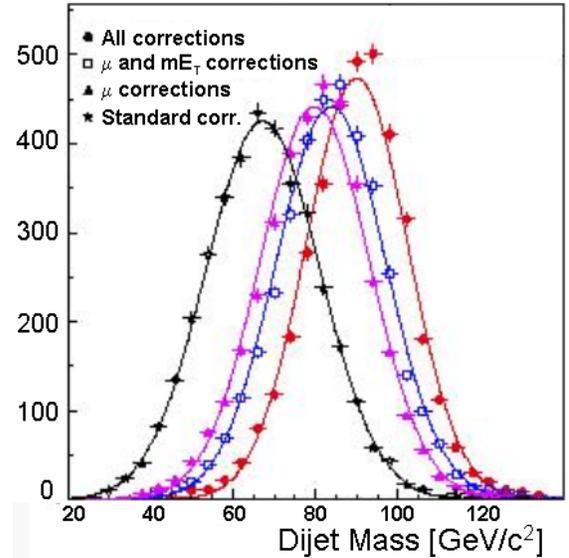


Figure 5.96: Effets des corrections sur la masse invariante jet-jet

L'intérêt de l'étude d'un tel canal est double. En effet, elle fournit un échantillon de contrôle permettant la détermination de l'efficacité d'étiquetage des b et de la résolution sur les jets. Au Run II, ce canal bénéficiera d'un gain appréciable en statistique, puisque plus de 50000 $Z \rightarrow b\bar{b}$ par expérience sont attendus pour 2fb^{-1} , grâce à des algorithmes de déclenchement qui leur sont

dévolus. Cela représente plus de 1000 fois l'échantillon continué au Run I.

5.3 Les canaux de recherche du Higgs

La recherche du Higgs au TeVatron est considérée dans les cadres du modèle standard et du modèle supersymétrique minimal. Dans le premier cas, on distingue une analyse dévolue à la recherche d'un Higgs "léger", c'est à dire de masse $m_H \leq 135 \text{ GeV}/c^2$, et d'un Higgs lourd où $m_H \geq 135 \text{ GeV}/c^2$. Dans le cas d'un modèle supersymétrique, la recherche d'un Higgs neutre reprend les modalités de l'analyse standard pour une région particulière de l'espace des paramètres, cf Section 4.2.2. En revanche, la présence d'états finaux distincts du cas standard, en particulier lorsque $\tan \beta$ est grand, conduit à la définition d'une analyse qui lui est propre. La recherche d'un Higgs chargé s'inscrit avant tout dans le cadre supersymétrique, bien que les résultats s'appliquent à toute extension du modèle standard, par exemple au cadre d'un modèle standard non minimal [74].

Pour l'ensemble des modes considérés, les résultats sont fournis en terme de signficance, définie par le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$, sous différentes hypothèses de masse m_H . Les hypothèses utilisées prennent en compte les performances décrites dans la section précédente et sont précisées au cas par cas. Il est à noter que parmi les signaux envisagés, les désintégrations $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ ont été négligées, et devront faire l'objet d'études ultérieures. Malgré les difficultés expérimentales d'identification de ce lepton dans l'environnement du TeVatron, une démarche complète de recherche du Higgs devra inclure ce mode.

5.3.1 Le Higgs standard neutre léger

Le canal $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$

Le canal $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ est le plus prometteur, en raison de l'importance du produit $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH) \times \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b}) \times \text{BR}(W \rightarrow l\nu)$. La sélection de ces événements est basée sur l'identification du boson W via la détection d'un lepton de grande impulsion coïncidant avec la présence d'énergie manquante. Deux jets supplémentaires sont demandés pour la désintégration du Higgs en paire $b\bar{b}$. L'efficacité attendue du déclenchement sur de tels événements est très élevée en raison de valeurs moyennes grandes sur le moment du lepton et de l'énergie manquante relativement au fond QCD. L'étiquetage d'au moins un jet de b accroît encore la réjection. Les fonds physiques dominants à ce niveau sont les événements $Wb\bar{b}$, suivis de la production simple de quark top et de WZ. Le plus important est constitué des événements $Wb\bar{b}$ dont la section efficace est environ 50 fois plus forte que celle du signal.

L'analyse repose sur le choix d'un certain nombre de variables discriminantes combinées dans un réseau de neurones ou une méthode de vraisemblance. Les variables permettant la séparation (en terme de signficance) du signal et des fonds font intervenir les distributions en p_T des leptons et des jets, et de l'énergie manquante. L'énergie totale hadronique transverse, notée H_T , est attendue faible dans le cas du signal et permet la séparation d'avec les événements

de haute multiplicité faisant intervenir des quarks top. Enfin, des critères de forme globale de l'événement, comme la sphéricité, accroissent le pouvoir discriminant de la sélection. La Figure 5.97 représente les distributions des principales variables et compare le signal avec la somme des fonds pour un Higgs de $100 \text{ GeV}/c^2$.

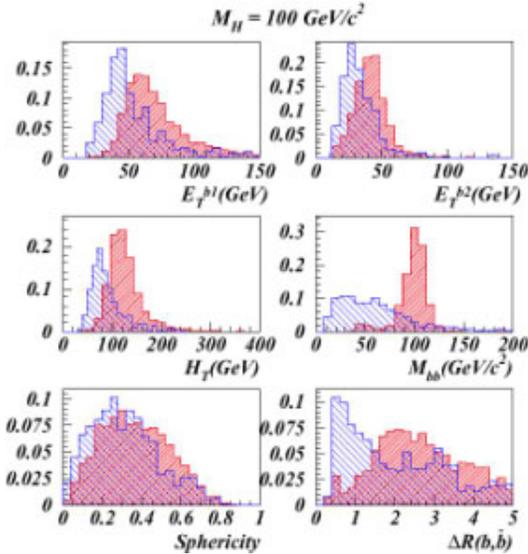


Figure 5.97: Variables discriminantes pour le signal comparé à différents fonds [71]

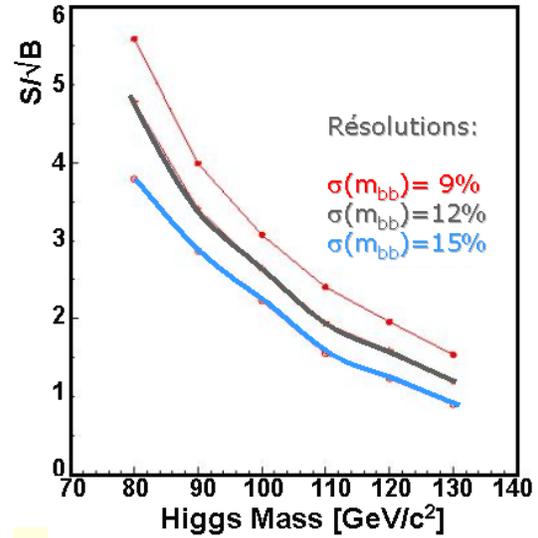


Figure 5.98: Effet de la résolution sur le rapport S/\sqrt{B} d'un signal $H \rightarrow b\bar{b}$ pour 15fb^{-1} [71]

L'hypothèse de présence du signal Higgs est testée sur la distribution de masse invariante des jets (de b) reconstruits. La signification du signal sur les fonds dépend ainsi significativement de la résolution obtenue sur les masses reconstruites. Les résultats sont reportés dans la Table 14.

| $m_H(\text{GeV}/c^2)$ | 110 | 120 | 130 |
|--------------------------------|-------|-------|-------|
| $\sigma \times \text{BR}$ (pb) | 0.062 | 0.045 | 0.034 |
| Signal | 5.0 | 3.7 | 2.2 |
| S/\sqrt{B} | 1.1 | 0.87 | 0.55 |

Table 14: Performances attendues dans le canal $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ pour 1 fb^{-1} sous l'hypothèse d'une résolution $\sigma_{M(bb)}/M(bb) = 10\%$

Il est à noter que trois paramètres importants pour cette analyse peuvent conduire à des variations significatives des performances attendues. Par ordre d'importance, il s'agit de la résolution obtenue sur $M_{b\bar{b}}$, de l'efficacité d'étiquetage du b et de contamination par des quarks légers, et enfin de l'estimation du fond $Wb\bar{b}$. L'importance d'une bonne résolution sur les masses invariantes reconstruites est montrée Fig.5.98, puisque le passage de 15% à 12% sur $\Delta M/M$ résulte en un gain de 0.5σ de signification pour 15fb^{-1} .

Le canal $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$

Le canal $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ est statistiquement le second canal d'intérêt, avec un rapport $\sigma \times BR \approx 0.02$ pb. La sélection de tels événements repose sur l'occurrence d'au moins 1 jet de b avec la présence d'une énergie manquante importante. Cette dernière variable est représentée Fig.5.99 qui illustre la séparation possible d'avec les événements composés de quarks légers (QCD) ou contenant un seul boson W.

Les principaux fonds à ce niveau sont les fonds physiques $Zb\bar{b} \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ et la production d'un quark top. Viennent ensuite les processus de production de bosons $ZZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ et de quarks top $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-b$ en raison de l'énergie manquante issue des désintégrations des W. Le fond constitué par les événements QCD, de loin le plus important en section efficace, doit être estimé à partir des données elles-mêmes. En effet, si peu d'événements dijets passent la coupure sévère sur l'énergie manquante, la section efficace est initialement 10^6 fois supérieure à celle du signal. La détermination de l'efficacité de réjection de tels événements nécessiterait donc la constitution d'un échantillon d'événements simulés bien supérieur à ce qu'il est possible de produire avec les moyens informatiques actuels. Par la suite et conformément à la méthode de CDF appliquée sur les données du Run I, le nombre de ces événements sera supposé égal à la moitié du total constitué de la somme de tous les autres fonds.

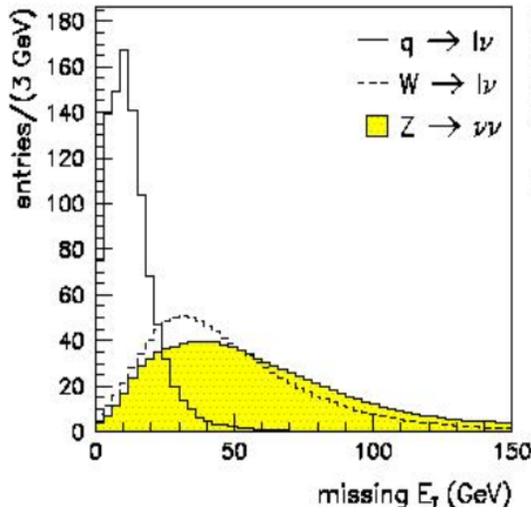


Figure 5.99: *Energie manquante dans les événements signaux comparés aux principaux fonds [71]*

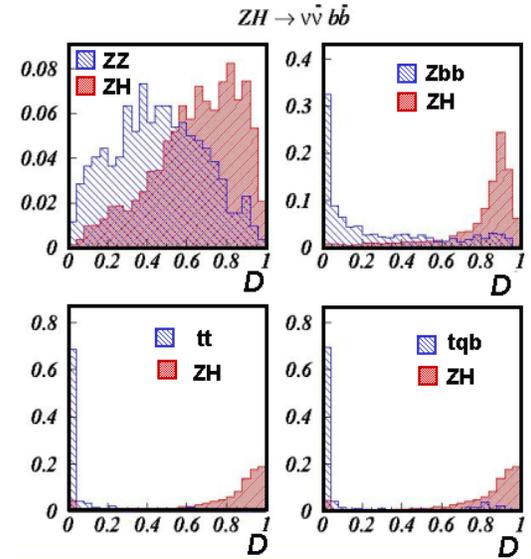


Figure 5.100: *Distribution de la fonction discriminante \mathcal{D} pour le signal $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ et les principaux fonds [71]*

Les variables discriminantes identifiées sont l'énergie manquante, l'énergie des jets étiquetés b, l'énergie totale hadronique, comme dans le canal précédent, ainsi que les variables de forme caractérisant la sphéricité et la centralité de l'événement. Enfin l'écart angulaire entre la direction associée à l'énergie manquante et le jet le plus proche s'avère utile contre la production de top.

Le véto d'un 3ème jet énergétique, typiquement $E_T \geq 15$ GeV, est supposé aider à la réjection des fonds constitués par les quarks top. Cependant, un tel véto est difficile à mettre en oeuvre dans un environnement multi-jets avec une faible résolution sur l'énergie des jets. Enfin le signal est estimé sur la masse invariante des jets de b reconstruits sous l'hypothèse de différentes masses de Higgs. Les paramètres possédant le plus d'impact sur l'analyse sont la résolution sur M_{bb} , les efficacités d'étiquetage et de réjection des jets légers, et la connaissance du fond $Zb\bar{b}$, irréductible à ce signal. Ce dernier doit faire l'objet d'une estimation dans les données. S'y ajoute la résolution sur l'énergie manquante. La fonction discriminante formée, piquant à 1 pour le signal, est représentée sur la Fig 5.100 pour le signal et les fonds. La Table 15 reporte les performances attendues pour 1 fb^{-1} .

| $m_H(\text{GeV}/c^2)$ | 110 | 120 | 130 |
|--------------------------------|-------|-------|-------|
| $\sigma \times \text{BR}$ (pb) | 0.022 | 0.016 | 0.013 |
| Signal | 2.7 | 1.7 | 0.9 |
| S/\sqrt{B} | 0.9 | 0.73 | 0.53 |

Table 15: Performances attendues dans le canal $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ pour 1 fb^{-1} et sous l'hypothèse d'une résolution $\sigma_{M(bb)}/M(bb) = 10\%$

Le canal $ZH \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$

Le canal $ZH \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$ est statistiquement le plus faible. Néanmoins, la présence de deux leptons de haut moment transverse en fait une signature aisément identifiable. La sélection de ces événements repose sur l'occurrence de leptons de signes opposés, la présence d'au moins un jet étiqueté b, et peut inclure le véto d'un 3ème jet énergétique.

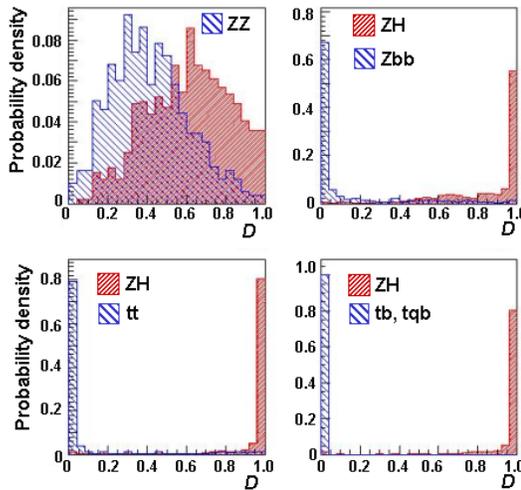


Figure 5.101: Fonction discriminante pour le signal $ZH \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$ et les principaux fonds formés par les processus ZZ , $Zb\bar{b}$, $t\bar{t}$ et la production simple de top

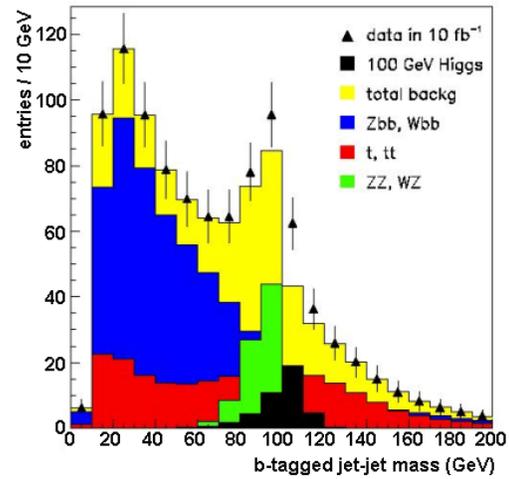


Figure 5.102: Spectre de masse M_{bb} reconstruite pour les modes $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ et $ZH \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$ pour un Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$ et 15 fb^{-1} par expérience [71].

Les fonds encore présents à ce niveau sont issus des mêmes processus que dans le mode précédent. Les variables au pouvoir discriminant le plus fort sont alors les énergies des jets de b et des leptons, la masse $M_{l^+l^-}$ contrainte par la masse du Z, l'isolation des leptons avec le jet de b le plus proche, et l'énergie totale hadronique transverse H_T . Enfin le signal est estimé sur la masse invariante des jets de b sous l'hypothèse d'une masse de Higgs fixée. La discrimination de cet ensemble est illustrée sur la Fig.5.101 qui représente la fonction discriminante \mathcal{D} formée par la combinaison des variables précédentes. Un rapport signal sur bruit avantageux est attendu et rend ce mode complémentaire du précédent, comme le montre la Table 16. Comme dans le cas précédent, les deux éléments clef de cette analyse sont la résolution et l'étiquetage de jets de b.

| $m_H(\text{GeV}/c^2)$ | 110 | 120 | 130 |
|--------------------------------|-------|-------|-------|
| $\sigma \times \text{BR}$ (pb) | 0.011 | 0.008 | 0.006 |
| Signal | 0.9 | 0.6 | 0.4 |
| S/\sqrt{B} | 0.6 | 0.5 | 0.4 |

Table 16: Performances attendues dans le canal $ZH \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$ pour 1 fb^{-1} sous l'hypothèse d'une résolution $\sigma_{M(bb)}/M(bb) = 10\%$

La Figure 5.102 représente la distribution de masse invariante $M_{b\bar{b}}$ pour la somme des deux derniers modes envisagés, en supposant une résolution de 10% sur $M_{b\bar{b}}$.

Le canal $Ht\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^-bW^+\bar{b}$

Le canal $Ht\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^-bW^+\bar{b}$ a longtemps été négligé du fait de sa faible section efficace, deux ordres de grandeurs en deçà des productions associées VH. Cependant de nouvelles analyses [73] semblent montrer qu'en raison d'un état final singulier, comprenant 4 jets de b et 2 bosons W, la mise en évidence d'un signal de Higgs soit envisageable.

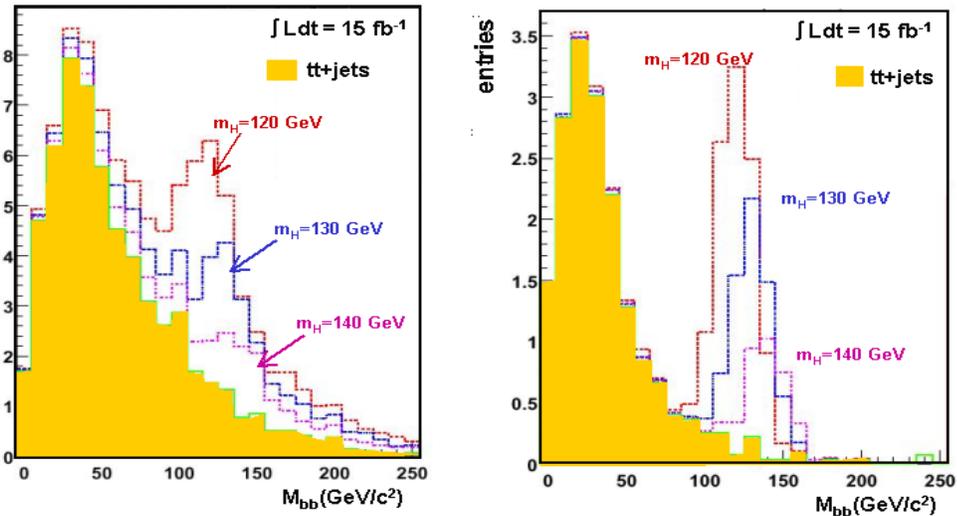


Figure 5.103: Combinaisons de masses invariantes reconstruites en supposant que les produits de désintégration d'un top (gauche) ou de deux top (droite) sont identifiés [73]

Le principal fond à cette recherche provient des processus $t\bar{t} + j\bar{j}$ où au moins un des jets légers est identifié comme un b. Il est de loin le plus important en section efficace avec $\sigma \times \text{BR} = 1030 \text{ fb}$. Viennent ensuite les événements $t\bar{t} + b\bar{b}$, $t\bar{t} + Z(b\bar{b})$ et $W(l\nu)Z(b\bar{b}) + j\bar{j}$. Ici encore, la principale variable discriminante est la masse invariante des jets de b non associés à un quark top. La discrimination du signal repose ainsi sur les capacités d'identification des produits de désintégration des quarks top, permettant la réduction de la combinatoire. Dans ces conditions, un pic de masse apparaît clairement, ainsi que le montrent les Fig 5.103. Les résultats dans ce canal semblent apporter une contribution non négligeable à la sensibilité à l'existence d'un Higgs léger.

5.3.2 Le Higgs standard neutre lourd

Pour des masses supérieures à $135 \text{ GeV}/c^2$, la désintégration dominante du Higgs s'effectue en paire W^+W^- , rendant nécessaire la mise au point d'un nouveau type d'analyse adaptée à la nouvelle topologie. Dans ces analyses et contrairement aux précédentes, aucune reconstruction de la masse du Higgs n'est possible. Il s'agit donc d'expériences de comptage.

Les canaux $H \rightarrow WW^*$

Trois états finaux sont considérés:

- (1) la production de tri-leptons $l^\pm l^\pm l^\mp$ provenant de $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WWW$;
- (2) les états finaux composés de 2 leptons et 2 neutrinos issus de $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow WW$;
- (3) les di-leptons de même signe et associés à deux jets provenant de $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WWW$ associés aux états tri-leptons plus deux jets venant de $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow ZWW$.

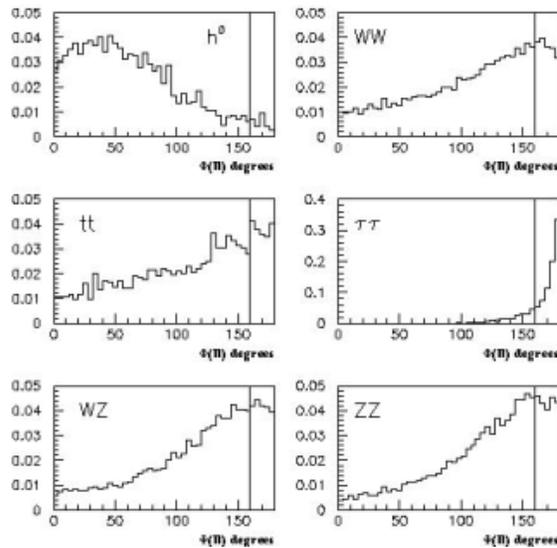


Figure 5.104: Influence de la corrélation de spin des leptons issus des W provenant du H sur la distribution $\Delta\Phi(l, l)$

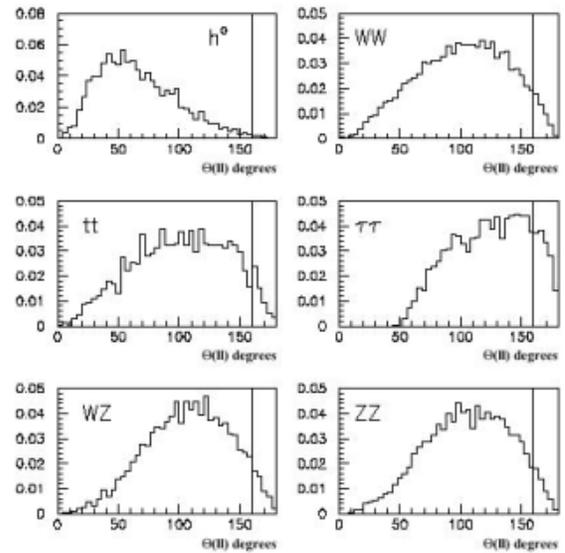


Figure 5.105: Influence de la corrélation de spin des leptons issus des W provenant du H sur la distribution $\theta(l, l)$

Les fonds dominants sont les productions standard de WW , WZ , ZZ , $W(Z)$ +jets, $t\bar{t}$ et les événements multi-jets avec mauvaise identification de jets. Il est à noter que les fonds standard dominent les effets dus aux détecteurs.

Comme pour les analyses de basse masse, les sélections reposent sur le déclenchement et l'identification des produits de désintégration leptoniques des bosons. A ce niveau, les fonds principaux sont la production de $W + n$ jets où un jet est assimilé à un lepton, les paires W^+W^- et la production de quarks top $t\bar{t}$. Le premier mécanisme est le plus important en section efficace, mais est contraint précisément par les mesures du rapport d'événements $\sigma(W + \geq n \text{ jets})/\sigma(W + \geq n - 1 \text{ jets})$, cf Section 4.3.5. L'utilisation de la masse transverse des leptons et du vecteur énergie manquante $M_T(l, l, mE_T)$ conjointement au moment transverse de la paire de leptons $p_T(ll)$ assure la réjection du fond provenant de $p\bar{p} \rightarrow \tau^+\tau^-$. L'angle polaire entre les deux leptons, θ_{l+l-} , possède aussi un pouvoir discriminant élevé contre le fond continu W^+W^- , et exploite le fait que le boost des événements candidats issus de la fusion de gluons est faible. En revanche une large partie du continuum W^+W^- est originaire de la diffusion d'un quark de valence et d'un anti-quark de la mer avec un déséquilibre important, résultant en un système W^+W^- boosté [75]. La Fig 5.105 illustre la discrimination pour le Higgs et les principaux fonds.

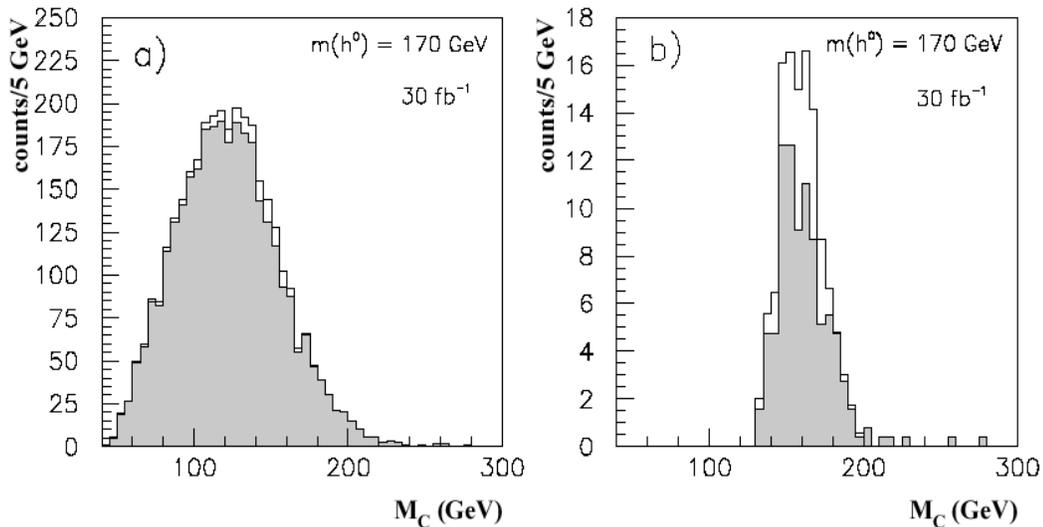


Figure 5.106: *Masse du cluster M_C avant (gauche) et après (droite) application de la sélection sur la variable de vraisemblance. La partie grisée représente la contribution des fonds attendus M_C , la partie blanche celle du signal*

L'angle d'ouverture des leptons $\Delta\phi$ dans le plan transverse est lui aussi un paramètre discriminant. En effet, les paires W^+W^- provenant de la désintégration d'une particule scalaire doivent avoir des directions de spin opposées [76]. En raison de la structure (V-A) dans la désintégration du W, l'électron gauche (positon droit) est émis dans la direction du spin du W^- (W^+). Il résulte que l'un des deux leptons est émis le long de la direction de l'impulsion des deux bosons W tan-

dis que l'autre est émis dans la direction opposée. Ainsi un faible angle d'ouverture est attendu dans le cas du Higgs, ce qui n'est pas le cas de la production standard de paires W^+W^- , comme illustré sur la Fig 5.104.

Si la masse du Higgs n'est pas accessible, en revanche la masse de l'ensemble des clusters apparaît comme discriminante contre les fonds provenant des événements contenant des quarks top. Cette masse, dite masse des clusters et définie comme $M_C = \sqrt{p_T(\ell)^2 + M(\ell)^2} + mE_T$, est représentée Fig.5.106 pour le signal et les principaux fonds avant et après application de la coupure sur la vraisemblance. La Table 17 reporte les résultats en terme de nombre d'événements attendus pour le signal et la somme des fonds pour les trois modes envisagés. Avec 20 fb^{-1} , la mise en évidence d'un Higgs lourd semble possible jusqu'à $180 \text{ GeV}/c^2$.

| Canal | Taux | Masse du Higgs (GeV/c^2) | | | | |
|--------------------|--------------|-------------------------------------|------|------|------|------|
| | | 140 | 150 | 160 | 170 | 180 |
| $l+l^-$ | S | 0.11 | 0.12 | 0.15 | 0.10 | 0.09 |
| | B | 0.73 | 0.73 | 0.73 | 0.73 | 0.73 |
| | S/\sqrt{B} | 0.13 | 0.14 | 0.18 | 0.12 | 0.11 |
| $l+l+\nu\bar{\nu}$ | S | 2.6 | 2.8 | 1.5 | 1.1 | 1.0 |
| | B | 44 | 30 | 4.4 | 2.4 | 3.8 |
| | S/\sqrt{B} | 0.39 | 0.51 | 0.71 | 0.71 | xxx |
| $l+l+jj$ | S | 0.34 | 0.53 | 0.45 | 0.38 | 0.29 |
| | B | 0.85 | 0.85 | 0.85 | 0.85 | 0.85 |
| | S/\sqrt{B} | 0.37 | 0.57 | 0.49 | 0.41 | 0.31 |

Table 17: *Performances attendues pour 1 fb^{-1} dans le canal d'un Higgs se désintégrant en paires W^+W^- [77].*

5.3.3 Les Higgs supersymétriques neutres

La recherche d'un Higgs neutre dans le mode $p\bar{p} \rightarrow \phi b\bar{b} \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ avec $\phi \equiv h, A, H$ se révèle très prometteuse dans le cadre du MSSM. En effet, en raison d'un couplage proportionnel à $\tan \beta$, ce mode de production et de désintégration est potentiellement dominant sur la plus large région de l'espace des paramètres, cf Section 4.2.1. Les événements d'intérêt sont caractérisés par la présence de 4 jets de b dans l'état final, 2 d'entre eux provenant de la résonance d'un Higgs. Le fond dominant provient de la production QCD multi-jet impliquant des jets de b. De section efficace de plusieurs ordres de grandeur au-dessus du signal, il inclut les fonds irréductibles $gg, q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ et $Zb\bar{b}$ où $Z \rightarrow b\bar{b}$. Les événements $b\bar{b}jj$ et $Wb\bar{b}$ constituent aussi un fond important au signal dans le cas de mauvais étiquetage d'un jet de quarks légers (u,d,s) ou de quark c, tout comme, dans une moindre mesure, la production de paires de quarks top.

Les modalités de la sélection sont en fait guidées par la nécessité d'éliminer le fond QCD multi-jets $b\bar{b}jj$. Le déclenchement s'effectue sur un état composé d'au moins 4 jets énergétiques, de plus de 15 GeV, avec au moins un jet de plus de 30 GeV. La sélection requiert alors l'étiquetage d'au moins 3 jets de b. Ces 3 jets peuvent être choisis les plus énergétiques, ce qui accroît l'efficacité de sélection d'un signal impliquant un Higgs lourd, ou indistinctement choisis dans

les quatre premiers jets les plus durs.

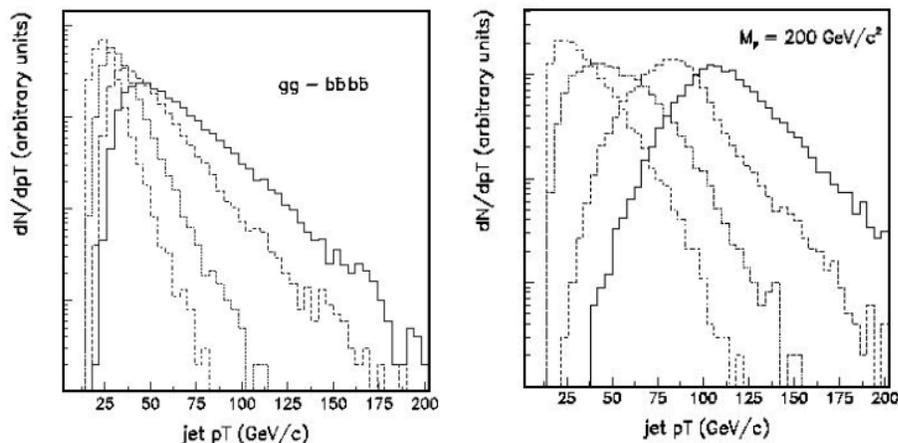


Figure 5.107: Spectre en énergie des 4 premiers jets dans les événements de signal et de fonds [78]

La troisième étape implique la reconstruction de la masse du Higgs. Ne connaissant pas à priori la bonne combinaison, les 6 (ou 8) masses invariantes des jets étiquetés m_{ij} sont formées. Les jets doivent préalablement être bien séparés les uns des autres. L'application d'un critère d'isolation sur $\Delta R_{ij} = \sqrt{\Delta\Phi^2(j,j) + \Delta\eta^2(j,j)}$ améliore la réjection de jets formés lors du “gluon splitting”. Les combinaisons formées sont alors comparées avec la distribution attendue pour chaque hypothèse de masse de Higgs. Elles sont conservées si elles apparaissent dans l'intervalle

$$m_\phi - 2.5\sigma_{m_\phi} \leq m_{ij} \leq m_\phi + 2.5\sigma_{m_\phi}$$

où σ_{m_ϕ} est la résolution sur la masse reconstruite. Les efficacités sont déterminées sur les échantillons de signal et des fonds, S et B étant définis respectivement comme les nombre de candidats signal et fonds tombant dans l'intervalle de reconstruction. Le paramètre important

| m_ϕ (GeV/ c^2) | 110 | 120 | 130 |
|------------------------|-------|-------|-------|
| S ($\tan\beta = 1$) | 0.063 | 0.046 | 0.038 |
| $\times BR$ | 0.77 | 0.68 | 0.53 |
| S ($\tan\beta = 40$) | 101 | 74 | 61 |
| $\times BR$ | 0.91 | 0.91 | 0.90 |
| $b\bar{b}jj$ | 2149 | 1999 | 1873 |
| $b\bar{b}b\bar{b}$ | 312 | 280 | 243 |
| $Zb\bar{b}$ | 102 | 95 | 85 |
| S/B | 3.9% | 3.1% | 2.8% |
| S/\sqrt{B} | 1.40 | 1.07 | 0.92 |

Table 18: Nombre d'événements et rapport signal sur bruit attendus dans les canaux $\phi b\bar{b} \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, avec $\phi = A, h, H$, pour 1 fb^{-1} sous l'hypothèse d'une résolution de 15% sur $M_{b\bar{b}}$ [78].

de cette analyse est l'efficacité d'étiquetage ainsi que le taux de mauvais étiquetage d'un jet léger (u,d,s) ou de quark c. La Table 18 répertorie les résultats obtenus pour une résolution

$\sigma_{m_\phi}/m_\phi = 15\%$, pour $\tan \beta = 40$ et dans le cadre d'un mélange maximal des \tilde{t} , cf Section 4.2.1. Il est à noter que les canaux h, A et H ne s'ajoutent pas directement car la différence de masse peut être importante pour $\tan \beta$ et m_A fixés, cf Section 4.2.1. Les résultats en terme d'exclusion à 95% de niveau de confiance ou en terme de découverte à 5σ sont représentés Fig 5.108 dans le plan $(m_A, \tan \beta)$. Avec les 2 fb^{-1} du Run IIa, le TeVatron peut exclure un Higgs jusqu'à une masse m_A de $160 \text{ GeV}/c^2$, et peut accéder à une découverte à 5σ jusqu'à $115 \text{ GeV}/c^2$. Ces chiffres s'élèvent respectivement à $190 \text{ GeV}/c^2$ et $150 \text{ GeV}/c^2$ pour 5 fb^{-1} . Ces résultats font de ce canal le mode le plus prometteur.

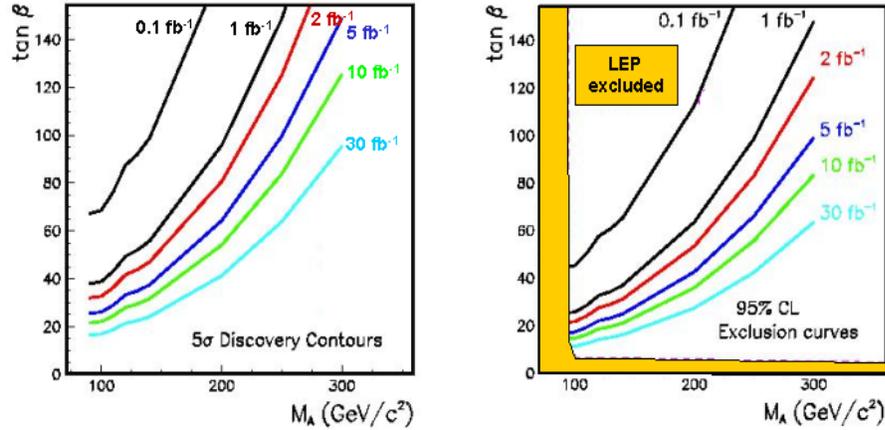


Figure 5.108: Résultats en terme d'exclusion à 95% de niveau de confiance (droite) ou de découverte à 5σ (gauche)

5.3.4 Recherche de Higgs chargés

La recherche du Higgs chargé peut avoir lieu au TeVatron dans le cas d'un Higgs de masse inférieure à m_t , cf Section 4.2.6 [80]. Dans tous les cas, la production directe de Higgs chargé est caractérisée soit par une très faible section efficace, soit par des fonds rédibitoires. De petites valeurs de $\tan \beta$ favorisent la production de H^\pm à partir de quarks de la mer, mais la section efficace est faible dès que $m_{H^\pm} \geq 120 \text{ GeV}/c^2$. Pour $m_{H^\pm} \leq 120 \text{ GeV}/c^2$ une faible valeur de $\tan \beta$ fait du mode hadronique $H^+ \rightarrow c\bar{s}$ le mode favori de désintégration, lequel est noyé dans les fonds QCD. En revanche, le canal $H^+ \rightarrow \bar{\tau}\nu_\tau$ (et conjugué) qui est plus exploitable expérimentalement a un large rapport de branchement seulement pour de grandes valeurs de $\tan \beta$, où la production de H^\pm par les quarks de la mer est supprimée. Dans tous les cas, la section efficace décroît avec la masse du Higgs.

La recherche envisagée au TeVatron s'appuie donc sur un autre mode: la production par la désintégration du quark top. En effet, lorsque $m_{H^\pm} \leq m_t - m_b$, la désintégration du quark top $t \rightarrow H^+ b$ n'est pas seulement cinématiquement possible, mais dominante dans certaines régions du plan $[m_{H^\pm}, \tan \beta]$.

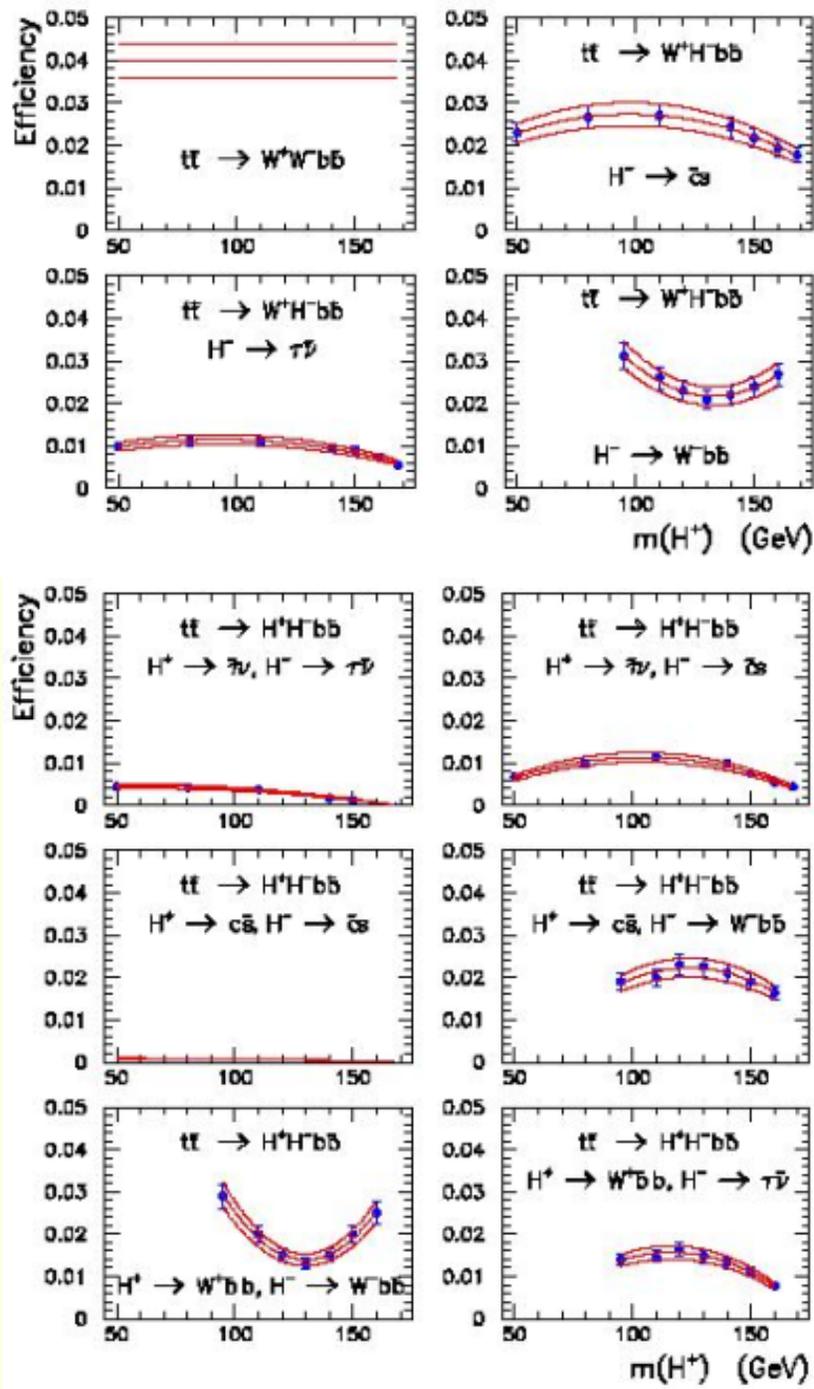


Figure 5.109: Efficacité de la sélection pour les paires de quarks $t\bar{t}$ dans les cas où un seul top se désintègre en Higgs (4 fig. du haut) et dans le cas où les 2 tops se désintègrent en Higgs. Les lignes représentent l'incertitude de $\pm 1\sigma$ [80].

Les canaux de recherche du H^\pm

La recherche directe d'apparition du Higgs chargé est rendue difficile par la variété des états finaux. Les modes hadroniques sont noyés par les fonds QCD, tandis que le mode en $\tau\nu_\tau$ requiert des outils complexes à mettre en oeuvre dans un environnement $p\bar{p}$. C'est donc une méthode de recherche indirecte qui est préférée pour le Run II.

Cette méthode est basée sur la mise au point d'une sélection optimisée pour la détection des paires de quarks se désintégrant dans le canal standard $t \rightarrow W^+b$. Les mêmes critères appliqués aux états finaux $t \rightarrow H^+b$ avec $H^+ \rightarrow c\bar{s}, \tau^+\nu_\tau$, etc... ont une efficacité beaucoup plus faible. En conséquence, si les données sont en bon accord avec les prédictions du modèle standard pour la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$, alors les régions où la contribution $\text{BR}(t \rightarrow H^+b)$ est attendue élevée peuvent être exclues.

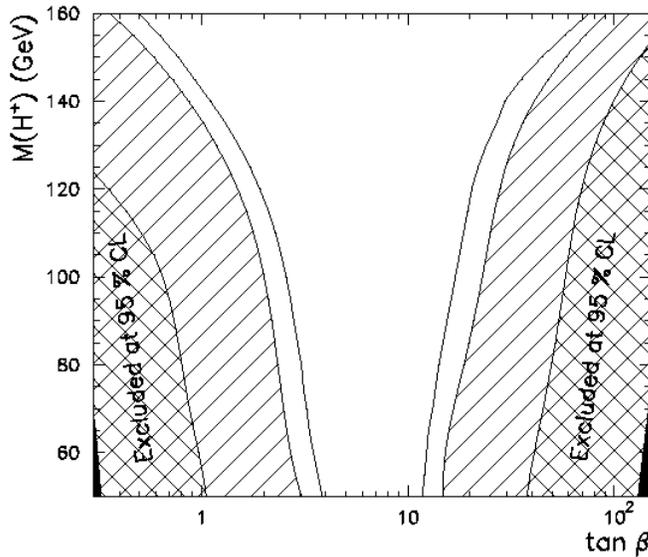


Figure 5.110: Exclusion à 95% dans le plan $(m_{H^+}, \tan \beta)$ pour les données du Run I, correspondant à une luminosité de 0.1 fb^{-1} (croisés). Idem pour la simulation du Run II correspondant à une luminosité de 2 fb^{-1} (hachuré) et du Run IIa+IIb pour une luminosité de 10 fb^{-1} (blanc). Dans les trois cas, la masse du quark top est fixée à $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ [39]

La sélection de $D\bar{O}$ est optimisée pour les états finaux $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-b$ détaillés dans les Ref. [79]. Les événements W +jets et Z/γ +jets sont les principales sources de fonds physiques. Les efficacités obtenues pour les événements impliquant la désintégration d'un seul top (resp. deux) en Higgs chargé(s) sont représentées Figs. 5.109. Pour ces différentes combinaisons, les résultats montrent des efficacités typiquement 2 fois plus faibles que pour le canal standard, et ce sur toute la gamme de masse du higgs chargé en deçà de $160 \text{ GeV}/c^2$. L'interprétation des mesures utilise une analyse de maximum de vraisemblance [80]. Pour n_{obs} événements observés, la densité de probabilité $P(m_{H^+}, \tan \beta | n_{\text{obs}})$ est calculée en fonction de m_{H^+} et $\tan \beta$. Les résultats en terme d'exclusion pour 2 et 10 fb^{-1} sont reportés Fig.5.110 dans le plan $(m_H, \tan \beta)$.

5.4 Conclusion

La recherche directe du Higgs au TeVatron repose sur la combinaison des analyses développées pour la gamme de masse comprise entre $100 \leq m_H \leq 200 \text{ GeV}/c^2$.

Dans le cadre standard, le Higgs neutre léger se désintègre majoritairement en paires $b\bar{b}$. Il est ainsi recherché dans les trois modes où il est associé à la production d'un boson W/Z: (1) $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$, (2) $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$ et (3) $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow l^+l^- b\bar{b}$. Pour un Higgs de masse $m_H \geq 135 \text{ GeV}/c^2$, le Higgs se désintègre principalement en paires W^+W^- et les trois modes suivants sont considérés: (1) l'état final de tri-leptons $l^\pm l^\pm l^\mp$ provenant de $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WWW$; (2) les états finaux composés de 2 leptons et 2 neutrinos issus de $p\bar{p} \rightarrow H \rightarrow WW$; (3) les dileptons de même signe et associés à deux jets issus de $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow WWW$ et $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow ZWW$. Seule la combinaison de l'ensemble de ces canaux assure une sensibilité significative à un Higgs standard. On peut alors déterminer la luminosité requise pour l'exclusion à 95% (1.96σ) d'un signal compatible avec le Higgs, et pour sa découverte, qui correspond conventionnellement à une signification de 5σ . Celle-ci est représentée Fig 5.111 en fonction de la masse du Higgs. D'après la Fig.5.111 la luminosité requise croît rapidement avec la masse du Higgs jusqu'à $140 \text{ GeV}/c^2$ en raison de la baisse conjuguée de $BR(H \rightarrow b\bar{b})$ et de la section efficace $\sigma(p\bar{p}) \rightarrow VH$. A partir de $m_H = 140 \text{ GeV}/c^2$, les désintégrations du Higgs en WW jouent le premier rôle et la plus grande sensibilité est atteinte lorsque les deux bosons sont sur leur couche de masse, à $160 \text{ GeV}/c^2$.

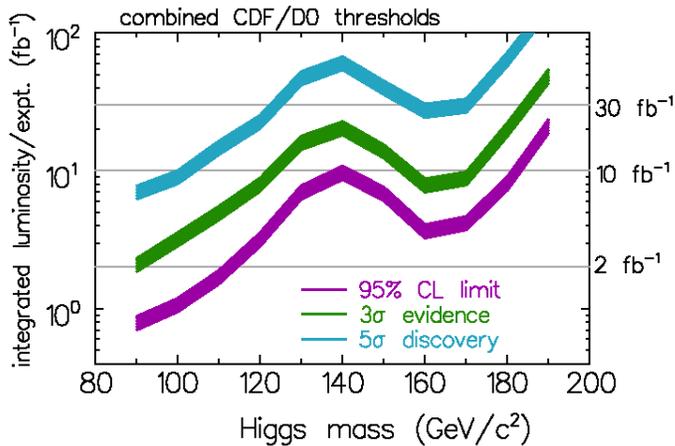


Figure 5.111: Luminosité par expérience nécessaire à l'exclusion à 95% de niveau de confiance, à la mise en évidence d'un signal à 3 et à 5 σ de signification $\frac{s}{\sqrt{B}}$ dans le cadre du modèle standard. Les six modes considérés sont détaillés dans le texte ainsi que les hypothèses utilisées. Le mode $Ht\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^-bW^+\bar{b}$ n'est pas inclus dans ces résultats [71].

Ces résultats montrent qu'avec 2 fb^{-1} , statistique attendue au Run IIa, les deux expériences peuvent à peine étendre le domaine déjà exclu par LEP. En revanche, avec 15 fb^{-1} par expérience, ce que prévoit le Run IIa+IIb, un Higgs standard peut être exclu jusqu'à $180 \text{ GeV}/c^2$, et découvert jusqu'à $125 \text{ GeV}/c^2$. Par ailleurs un signal à 3σ peut être obtenu quelle que soit la masse du Higgs jusqu'à $180 \text{ GeV}/c^2$.

Il est à noter que ces résultats dépendent d'un certain nombre d'hypothèses, présentées dans les descriptifs des analyses individuelles. Les analyses développées pour un Higgs de basse masse reposent sur la reconstruction de la masse invariante $M_{b\bar{b}}$, faisant de l'efficacité d'étiquetage, de

la résolution sur la masse et de l'estimation des fonds impliquant des paires $b\bar{b}$ des paramètres déterminants. La paramétrisation utilisée pour l'étiquetage est détaillée Section 5.3.3 et est sans doute sous-estimée, tandis que le chiffre de 10% sur $\frac{\sigma}{M}$ représente une surestimation de 30% des performances du Run I. L'estimation des fonds irréductibles prend en compte la présence de facteurs K, souvent encore incomplètement déterminés, aussi bien sur le signal que sur les fonds. Il est évident que seule une détermination à partir des données elles-mêmes lèvera de manière définitive l'ambiguïté dans la normalisation absolue de ces processus. Il en est de même pour les fonds QCD de l'analyse $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ pour laquelle un chiffre conservateur de 50% du total des fonds a été utilisé. En ce qui concerne l'analyse haute masse, l'identification des leptons et la mesure précise de leur énergie et direction représentent les facteurs pertinents. Ici encore l'estimation des fonds irréductibles WW et WZ doit impliquer l'usage des données elles-mêmes. La variation de 30% des hypothèses sur le fond ou sur le signal conduisent à l'établissement des limites inférieure et supérieure représentées par la largeur de la bande en chaque point du graphe.

Dans le cadre supersymétrique, la recherche du Higgs neutre inclut la recherche standard pour toute une région de l'espace des paramètres, où au moins un higgs se comporte comme dans le cadre standard. Les résultats précédents peuvent donc être interprétés tels quels dans le cadre des paramètres du MSSM.

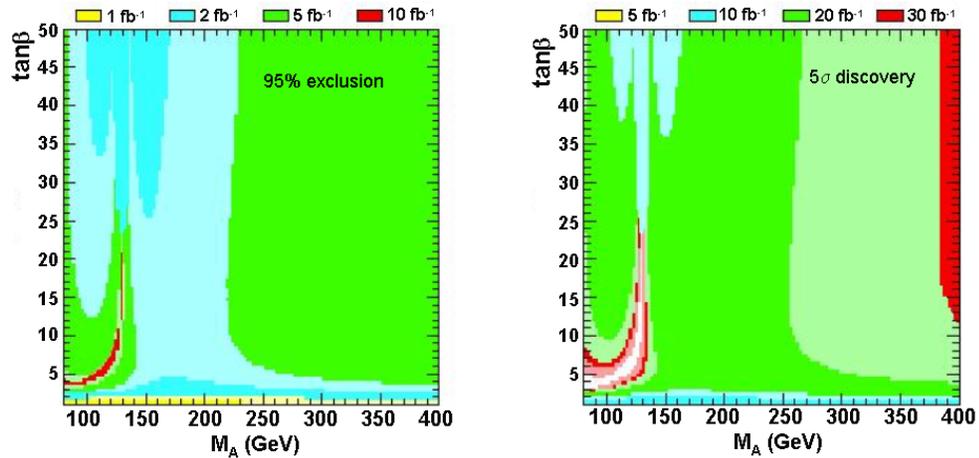


Figure 5.112: Régions dans le plan $(m_A, \tan \beta)$ où le Higgs provenant de $V\Phi \rightarrow Vb\bar{b}$ est exclu à 95% (gauche) ou peut être découvert (droite) pour différentes valeurs de luminosité intégrée. Les régions plus foncées correspondent à une baisse de 30% de l'efficacité d'étiquetage des b

L'interprétation des résultats de la recherche directe dans le cadre du MSSM peut être effectuée pour plusieurs hypothèses. Le scénario le plus conservatif en terme de potentiel de découverte du Higgs est cependant le cas du mélange maximal des squarks \tilde{t} , pour lequel la masse du Higgs le plus léger est à son maximum à $130 \text{ GeV}/c^2$. Les Figs.5.112 montrent dans le plan

$(m_A, \tan \beta)$ et pour une luminosité intégrée fixée, la région correspondant à une exclusion à 95% de niveau de confiance et la région permettant une découverte à 5σ . Elles illustrent le fait que certaines régions de l'espace des paramètres prévoient une baisse drastique des processus $V\Phi \rightarrow Vb\bar{b}$ en raison d'un couplage $Hb\bar{b}$ (resp. $hb\bar{b}$) réduit pour de faibles valeurs de m_A (resp. de plus fortes valeurs de m_A). La sensibilité pour 2 fb^{-1} apparaît pour des valeurs faibles de $m_A \leq 220 \text{ GeV}/c^2$ et de hautes valeurs de $\tan \beta$ pour lesquelles le couplage $\Phi b\bar{b}$ est accru. Une luminosité de 5 fb^{-1} permet en revanche d'exclure un Higgs sur la plus grande partie de l'espace des paramètres. Pour la découverte, au moins 20 fb^{-1} sont nécessaires pour couvrir la région de $80 \leq m_A \leq 380 \text{ GeV}/c^2$. Dans tous les cas cependant, la zone marquée par de faibles valeurs de $\tan \beta \leq 15$ et de $m_A \leq 130 \text{ GeV}/c^2$ semble inaccessible au TeVatron.

6 La recherche indirecte du Higgs au TeVatron

La recherche indirecte du Higgs consiste, dans un cadre théorique prédéfini, à utiliser les relations prédites entre les paramètres décrivant le secteur du Higgs et les observables du modèle. Depuis quelques années le modèle standard semble être celui qui décrit le mieux les phénomènes se déroulant à une échelle de $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$, avec un pouvoir prédictif impressionnant. C'est donc dans le cadre standard que nous considérerons la portée des mesures de précision sur le secteur du Higgs. Il s'agit en particulier de trois observables sensibles à la masse de ce dernier: la masse du boson W , celle du quark top et $\sin^2 \theta_W$ effectif. Il est à noter que seule la combinaison de ces contraintes est à même de résulter en limites significatives sur la masse du Higgs.

6.1 Les contraintes sur le Higgs dans le modèle standard

Le modèle standard permet le calcul des sections efficaces de tous les processus connus à partir d'un ensemble fini de paramètres, choisis parmi ceux les plus précisément déterminées. Il s'agit le plus souvent de G_μ la constante de Fermi, $\alpha(0)$ la constante de structure fine, de M_Z la masse du boson Z , de l'ensemble des masses des quarks m_q et des leptons m_l , et de la masse m_H du boson de Higgs. Parmi ces paramètres, les trois premiers permettent la détermination des sections efficaces de tous les processus au premier ordre de la théorie. Les masses des fermions et du Higgs n'interviennent que dans les calculs d'ordres supérieurs, par le biais de leur couplage aux bosons de jauge. La masse du Higgs n'étant pas connue, les prédictions dans le cadre standard doivent donc s'effectuer sur toute la gamme de valeurs possibles pour m_H .

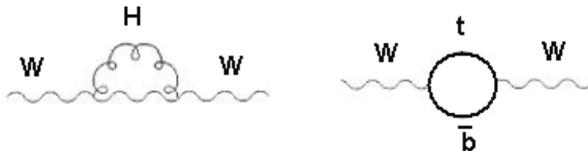


Figure 6.113: *Graphes intervenant comme contribution d'ordre supérieur à la masse du boson W*

Inversement, la détermination précise de certaines observables, sensibles à la masse du Higgs, permet en retour de contraindre cette dernière. Parmi elles, les deux plus prometteuses au TeVatron sont les masses du boson W et celle du quark le plus lourd, le top. En effet, on peut introduire le paramètre ρ défini comme:

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W}$$

ou θ_W est l'angle de mélange. ρ vaut 1 à l'ordre 0 de la théorie standard dans laquelle le champ de Higgs est un doublet scalaire d'isospin. Mais lors de la prise en compte de corrections radiatives aux propagateurs des bosons W et Z , ce paramètre s'écarte de l'unité par un facteur

$\Delta\rho$ fonction de la masse du top et de celle du Higgs [83]:

$$\rho \rightarrow 1 + \Delta\rho \approx \frac{\alpha}{\pi} \frac{m_t^2}{m_Z^2} - \frac{\alpha}{4\pi} \ln \frac{m_H^2}{m_W^2}$$

Cette relation montre que la masse du W, qui s'écrit en fonction de ρ , acquiert une contribution proportionnelle au carré du rapport m_t/m_W , et une autre proportionnelle au logarithme du rapport m_H/m_W (cf Fig. 6.113). Cette formulation explique aussi pourquoi les mesures de résonance du Z de LEP sont sensibles d'abord à la masse du top. Néanmoins, toute détermination concomitante de m_W et de m_t permet de contraindre m_H . La dépendance entre la masse du boson et celle du Higgs est représentée sur la Fig. 6.114.

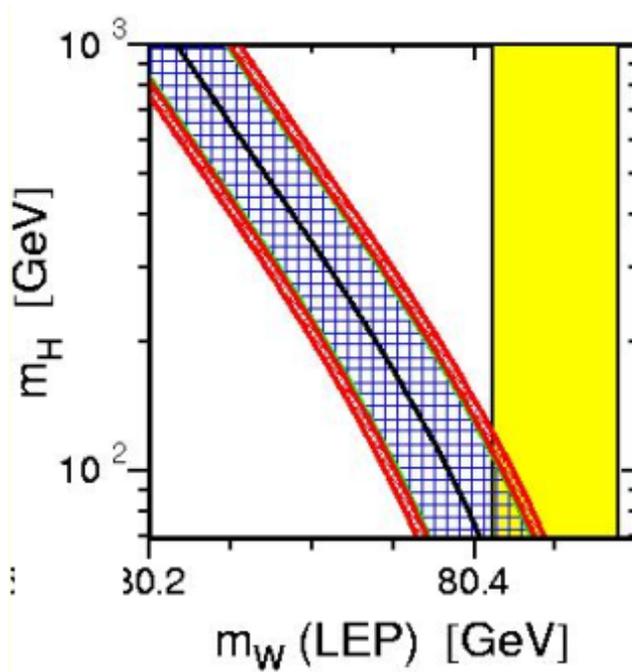


Figure 6.114: *Lien entre la masse du boson W et la masse du Higgs dans le cadre du modèle standard. La mesure des expériences LEP est indiquée en trait plein. Les prédictions du MS sont indiquées en hachuré. La largeur de la bande correspond aux incertitudes sur m_t et sur α [81]*

De la même façon, la détermination de $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ permet de contraindre la masse du Higgs. En effet, ce paramètre est sensible aux couplages du boson Z aux fermions g_V et g_A , qui s'écrivent, par le biais des corrections radiatives, en fonction de ρ . $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ peut ainsi être extrait au TeVatron à partir des mesures d'asymétrie des désintégrations du Z. Les performances attendues pour ces mesures électrofaibles au Run II sont passées en revue [84].

6.2 Le boson W au TeVatron

Le boson W est produit au TeVatron via les processus dont les graphes sont reportés Fig.6.115. Les sections efficaces de production ont été mesurées à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV au cours du Run I et apparaissent Fig.6.116. En raison de la présence du fond QCD multijets caractérisant les collisionneurs de hadrons, seules les désintégrations leptoniques du W sont considérées. Elles correspondent à un total d'environ 100000 bosons accumulés dans les deux canaux électronique

et muonique. Au Run II à l'énergie $\sqrt{s} = 2$ TeV, la section efficace de production attendue est de 7 nb, et correspond à 1.4×10^6 bosons attendus pour une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} [84].

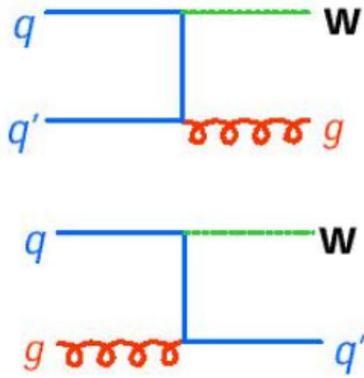


Figure 6.115: Graphes de production du boson W au Tevatron.

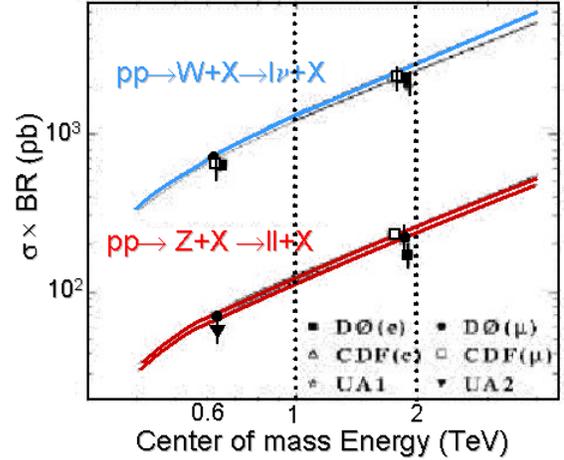


Figure 6.116: Sections efficaces de production de bosons W et Z en fonction de l'énergie dans le centre de masse des collisions, mesurées à UA1, UA2 et durant le Run I du Tevatron.

Les mesures directes les plus précises proviennent des quatre expériences LEP, dont la combinaison aboutit à une incertitude de $\pm 39 \text{ MeV}/c^2$. Ajoutée à celles de CDF et de DØ à partir des données du Run I, on obtient la valeur [82]:

$$m_W = 80.451 \pm 0.033 \text{ GeV}/c^2$$

Des contraintes indirectes sur la masse du W peuvent également être établies à partir des mesures effectuées au pôle du Z à LEP et à SLAC. Dans le cadre du modèle standard, on a vu précédemment que certaines observables faisait intervenir, par le biais des corrections radiatives, la masse des fermions et bosons de jauge. Inversement, la mesure des paramètres décrivant la résonance du Z permettent de prédire la masse du W , dans le cadre du modèle standard, avec une précision de $\pm 23 \text{ MeV}/c^2$. Ce chiffre fixe l'objectif de la nouvelle campagne de mesure au Tevatron.

6.2.1 Détermination de m_W au Tevatron

La détermination de m_W s'est effectuée au Run I à partir des désintégrations leptoniques du W en $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$. Plusieurs méthodes ont été utilisées pour mesurer la masse du boson W , mais la plus précise repose sur la détermination de la masse transverse m_W^T des produits de désintégration:

$$m_W^T \equiv \sqrt{2p_T^e p_T^\nu (1 - \cos \Phi_{l,\nu})}$$

où $\Phi_{1,\nu}$ est l'angle entre le lepton et le neutrino dans le plan transverse. La distribution de m_W^T étant reliée à la masse du boson, la valeur correspondant au meilleur ajustement à cette distribution fournit la masse du W. Les expériences CDF et DØ ont mesuré la masse du W au Run I à la valeur: $m_W = 80.454 \pm 0.060 \text{ GeV}/c^2$. Une description détaillée des mesures est fournie par CDF [85] et DØ [86].

6.2.2 Les incertitudes sur la mesure de m_W

La détermination de la masse transverse m_W^T repose sur la mesure précise de l'impulsion transverse du lepton \vec{p}_T^l et du recul \vec{u} contre le W, dont est dérivée l'impulsion transverse du neutrino \vec{p}_T^ν . Trois types d'incertitudes affectent donc la mesure: une incertitude statistique, due à la taille finie de l'échantillon des candidats W; une incertitude systématique expérimentale, qui affecte les mesures d'énergie et de la direction du lepton et du recul; enfin une incertitude théorique qui touche les modèles utilisés pour la description théorique du recul et de la distribution de la masse transverse m_W^T (cette dernière comportant une part statistique et une part systématique). Leurs contributions à l'erreur totale pour le Run I sont reportées dans la Table 19 et détaillées dans les sections suivantes.

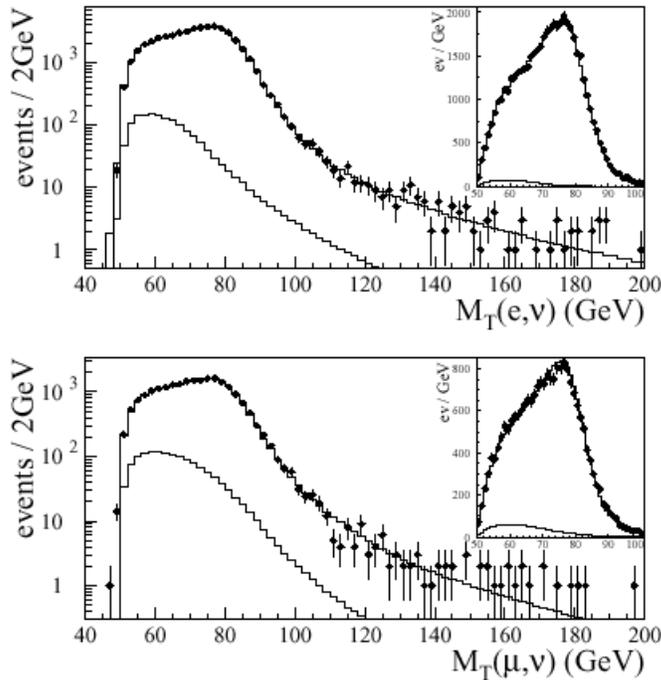


Figure 6.117: Détermination de la masse du boson W à CDF à partir de la distribution de la masse transverse m_W^T dans le canal $W \rightarrow e\nu$ (en haut) et $W \rightarrow \mu\nu$ (en bas) [85]

L'incertitude statistique sur m_W

L'incertitude statistique dépend du nombre d'événements W utilisés dans la mesure de la masse et évolue comme $1/\sqrt{N}$. Une statistique de 2 fb^{-1} doit permettre de réduire son niveau à $15 \text{ MeV}/c^2$ par expérience. Il est à noter que la plupart des incertitudes systématiques sont

elles aussi affectées par la taille réduite des échantillons de contrôle. Elles sont incluses dans les sous-sections correspondantes.

| Source d'erreur (MeV) | DØ (C) | DØ (EC) | CDF(e) | CDF(μ) |
|-----------------------------|--------|---------|--------|--------------|
| Statistique | 70 | 105 | 65 | 100 |
| Echelle + résolution Lepton | 70 | 185 | 80 | 90 |
| Echelle + résolution Recul | 40 | 60 | 5 | 30 |
| Théorie (Modèle p_T^W) | 35 | 50 | 40 | 40 |
| Théorie (PDF, QCD) | 30 | 40 | 25 | 20 |
| Total | 120 | 235 | 113 | 143 |

Table 19: *Incertitudes sur la masse du boson W au Run I et comparaison aux attentes du Run IIa. Pour DØ, l'analyse a été effectuée dans la région bouchon (EC ou End Cap) et central (C)*

L'incertitude dans la réponse du détecteur

La résolution sur la masse transverse m_W^T dépend de la précision des mesures de l'énergie et de la direction du lepton issu de la désintégration du boson $W \rightarrow l\nu$ et de celle obtenue sur le recul \vec{u} , cf Fig.6.118.

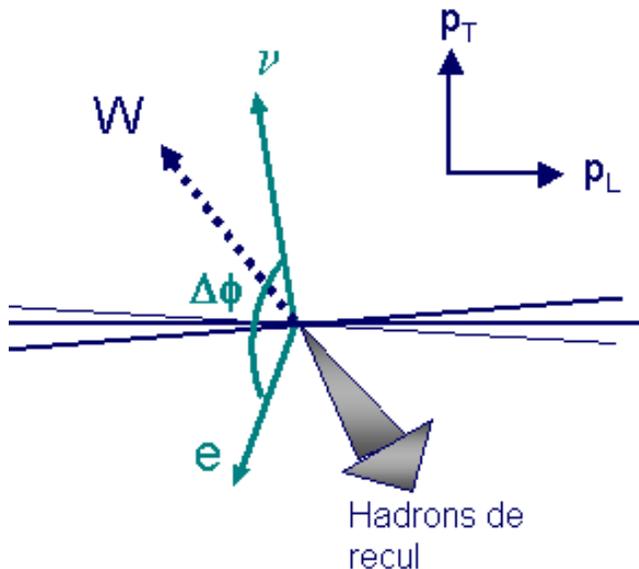


Figure 6.118: *Schéma de production d'un boson W se désintégrant en paire (e, ν) face au recul hadronique*

Les mesures concernant l'électron sont fonctions à la fois de la connaissance de l'échelle d'énergie et de la résolution du calorimètre. La détermination de l'échelle et de la linéarité de sa réponse repose sur la constitution d'un large échantillon d'étalonnage formé par les résonances $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $J\psi \rightarrow e^+e^-$, $\Upsilon \rightarrow e^+e^-$ et $Z \rightarrow e^+e^-$. Ces résonances couvrent en effet toute la gamme d'énergie du lepton issu du W. Elle est aussi basée sur la comparaison des mesures du calorimètre

et de celles du tracker, qui déterminent le rapport E/p . Le canal électron bénéficie donc de l'amélioration des capacités de détection des électrons de CDF et DØ pour le Run II. Dans le canal muon, l'étalonnage par les résonances de basse masse par les détecteurs de traces constitue le point important de la mesure. L'extension de la couverture des chambres à muons au Run II et l'abaissement des seuils de détection jouent aussi un rôle important.

La présence d'un recul opposé à la direction du W influe sur la direction et l'énergie du neutrino. La précision sur la mesure de ce recul dépend donc, de manière analogue aux leptons, de la réponse du détecteur aux hadrons qui le composent, ainsi que de la résolution sur leur énergie et leur direction. Expérimentalement, échelle et résolution sont déterminées à partir des événements Z , sous l'hypothèse que le recul au Z est identique à celui du boson W . Dans les événements $Z \rightarrow e^+e^-$, on peut mesurer l'impulsion $p_T(e^+e^-)$ et le recul \vec{u}_T . La conservation des moments dans le plan transverse permet alors de calibrer la réponse du détecteur au recul (hadronique) avec celle correspondant aux électrons. Une technique similaire peut être utilisée dans le canal muon, en utilisant l'information des trackers, avec cependant une incertitude plus grande. L'ordre de grandeur de ces deux incertitudes correspond typiquement à 80 MeV par analyse individuelle et doit être réduite au Run II. Les biais dus à une modélisation imparfaite du spectre de l'impulsion transverse du boson W interviennent aussi. Ils sont cependant classés dans la partie traitant des incertitudes théoriques.

L'incertitude théorique sur m_W

Plusieurs sources d'incertitude théoriques interviennent dans la détermination de la masse transverse m_W^T . Si leur contribution est négligeable devant les incertitudes expérimentales au Run I, en revanche leur rôle peut devenir dominant au cours d'un Run II de haut luminosité.

L'incertitude théorique provient de la modélisation utilisée pour caractériser la production du boson W . En effet, comme on ne peut reconstruire une masse invariante de Lorentz à partir des désintégrations $W \rightarrow l\nu$, la connaissance du spectre d'impulsion transverse du boson est indispensable à la mesure de m_W à partir de la distribution m_W^T . Un cadre théorique fournit un formalisme pour décrire la distribution de l'impulsion transverse du boson $\frac{d^2\sigma}{dp_T^W}$, mais celui-ci dépend de quatre éléments: de la paramétrisation (phénoménologique) de la partie non perturbative, du choix de la fonction de densité partonique des protons et antiprotons (pdf), des corrections QCD, et enfin de l'échelle Λ_{QCD} choisie pour les calculs perturbatifs.

Expérimentalement, on ne peut accéder à la distribution de p_T^W qu'à partir de la mesure des hadrons de recul u_T face au boson W , cf Fig.6.118. La conservation des impulsions $\vec{p}_T^W = -\vec{u}_T$ conduit alors à la distribution souhaitée. Cependant la précision avec laquelle on mesure l'énergie et la direction des hadrons de recul demeure insuffisante pour déterminer p_T^W . On préfère utiliser les événements $Z \rightarrow l^+l^-$, pour lesquels le recul est mieux contraint en raison de l'état final en deux leptons, cf Section précédente. On dérive alors la distribution:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T^W d\eta^W} = \frac{d^2\sigma}{dp_T^Z d\eta^Z} \times \frac{d^2\sigma/dp_T^W d\eta^W}{d^2\sigma/dp_T^Z d\eta^Z}$$

où le rapport des sections efficaces différentielles du W et du Z est déterminé théoriquement. Les incertitudes proviennent alors de la taille de l'échantillon d'événements $Z \rightarrow l^+l^-$ et celles sur le rapport (théorique) des distributions du boson W sur le Z. Leurs contributions sont représentées sur les spectres de l'impulsion transverse reconstruite du W et du Z sur les Figs.6.119.

L'incertitude statistique sera réduite au Run II. L'incertitude sur le rapport dépend de la connaissance sur la paramétrisation utilisée pour $\frac{d^2\sigma}{dp_T d\eta}$. En particulier pour les faibles valeurs de moment transverse, elle est dominée par le secteur non perturbatif. Dans ce cas, DØ a montré que l'utilisation des données $Z \rightarrow e^+e^-$ pouvait aussi contraindre de manière significative les paramètres non perturbatifs [86][87].

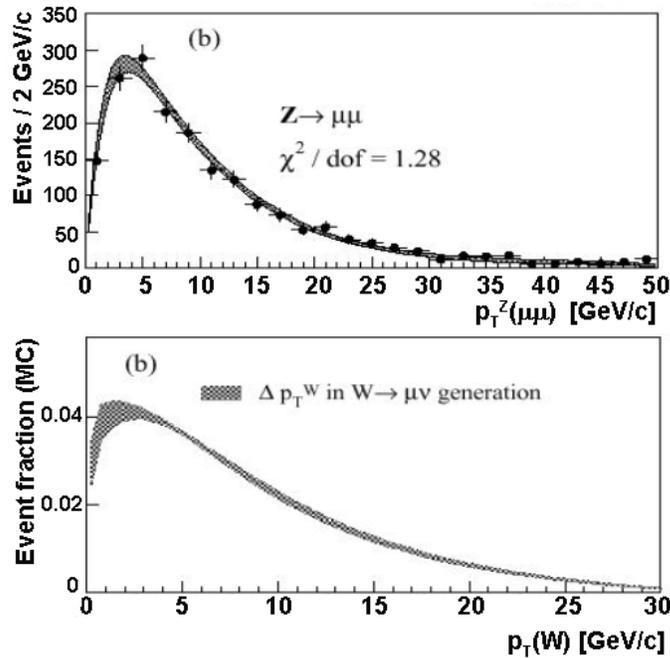


Figure 6.119: Distributions de p_T^Z (haut) et de p_T^W (bas) et sensibilité aux incertitudes théoriques [85]

La seconde incertitude provient de la connaissance des fonctions de densité partonique. La masse transverse est invariante par un boost longitudinal du boson W. Cependant, la couverture incomplète en η des détecteurs introduit une dépendance de la valeur mesurée m_W^T au moment longitudinal du W. Or ce dernier dépend de la fonction de distribution partonique utilisée. Plusieurs choix sont possibles et peuvent être contraints par des données expérimentales.

Au Run II, la mesure de l'asymétrie des produits de désintégration du W fournira de telles contraintes. En effet, le boson produit lors de l'interaction de partons du proton et de l'antiproton provient principalement des quarks de valence (quark du proton et antiquark de l'antiproton) si l'on néglige la source possible des quarks de la mer. Or en moyenne le quark u porte un moment plus grand que le quark d, ce qui cause la production du $W^+(W^-)$ préférentiellement le long de la direction du proton (antiproton). La structure (V-A) du couplage leptonique du W étant connue, la mesure de l'asymétrie de charge des leptons permet d'accéder à la distribution initiale de la densité partonique. La Fig.6.120 illustre les contraintes sur le choix des pdf obtenues par

CDF au cours du Run I. Les incertitudes, qui représentent environ 20 MeV au Run I, sont donc réductibles au Run II, grâce à la hausse de la statistique et à l'accroissement de la couverture leptonique des deux détecteurs.

Les deux dernières incertitudes sont dues aux corrections radiatives dans la détermination du recul. Les corrections QED, notamment l'estimation des radiations dans l'état final, interviennent dans la mesure du moment du Z à partir des électrons, $p_T(ee)$, en causant une mésestimation de l'énergie des électrons par une sous-estimation des particules en dehors de la gerbe. Les corrections QCD jouent un rôle dans la distribution longitudinale au boson W déterminée précédemment. D'amplitudes négligeables devant les autres sources d'incertitudes pendant le Run I, elles ne devraient plus l'être au cours du prochain Run de haute luminosité.

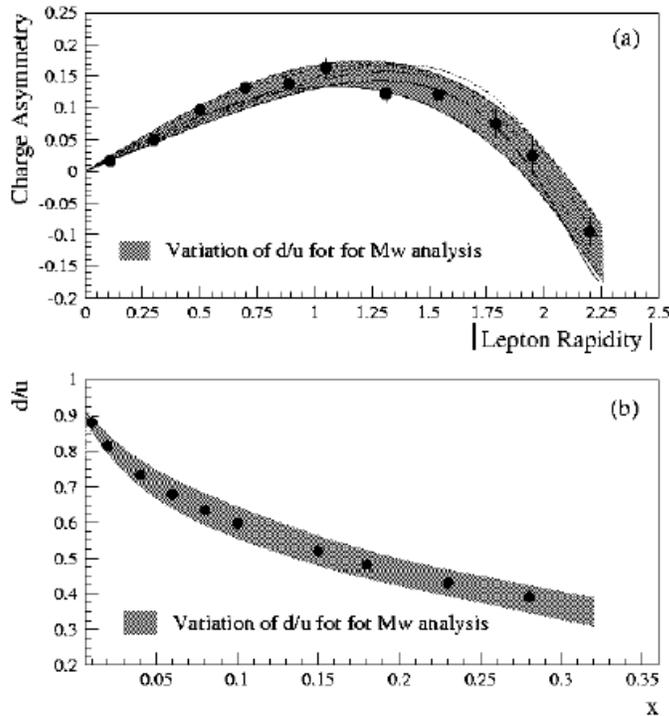


Figure 6.120: (Haut) Mesure des asymétries de charge des leptons issues de W à CDF et comparaison avec un modèle de pdf. (Bas) Prédiction d'une pdf en fonction de la fraction du moment emportée par le quark [85]

6.2.3 Autres détermination de m_W au Run II

Au Run II, la haute luminosité prévue rend d'autres méthodes de détermination de m_W tout à fait pertinentes. Ainsi, d'autres distributions cinématiques peuvent être utilisées, comme le spectre de l'impulsion transverse du lepton p_T^l ou de celui du neutrino. Ces distributions en effet se caractérisent par un pic jacobien à la valeur $m_W/2$. Plus sensibles que l'observable m_W^T aux incertitudes sur l'impulsion transverse du boson W, leur détermination est en revanche moins affectée par les biais expérimentaux (échelle d'énergie, résolution sur le recul etc...) que m_W^T . Une autre détermination va bénéficier du Run de haute luminosité: celle reposant sur la mesure du rapport $\frac{m_W}{M_Z}$. Elle consiste à comparer les distributions cinématiques $f^W(x)$ du boson W

et $f^Z(x, s)$ du Z , où s est un facteur de normalisation. Pour toutes les valeurs de s , un test de Kolmogorov-Smirnov est appliqué et fournit la probabilité que les deux distributions proviennent de la même formulation. A partir de la valeur la plus probable, on détermine alors le rapport $r^{\text{mes}} \equiv f^W(x)/f^Z(x, s)$ et la masse du W est extraite par

$$m_W = r^{\text{mes}} \times M_Z^{\text{LEP}}$$

où M_Z^{LEP} est la valeur de la masse du Z déterminée avec une grande précision par les expériences LEP. Les observables choisies le plus souvent sont $x \equiv m_W^T$ ou $x \equiv p_T^l$. Cette méthode, limitée principalement par la statistique, peut devenir compétitive au Run II.

6.2.4 Conclusion: la mesure de m_W au Run II

Au Run II, près de 1.5×10^6 bosons sont attendus pour une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} . Ces chiffres permettent non seulement la réduction de la part des incertitudes statistiques intervenant dans la mesure de m_W , mais aussi celles des incertitudes systématiques. En particulier, ces dernières sont dépendantes du nombre d'événements $Z \rightarrow l^+l^-$ utilisés pour contraindre les modèles de production des bosons et du recul. Pour la même luminosité, environ 160000 candidats $Z \rightarrow ee$ sont ainsi attendus. Si l'incertitude statistique est réduite à 15 MeV, la somme des incertitudes systématiques est attendue à environ 35 MeV, contraignant d'autant plus la masse du Higgs dans le cadre standard, cf Fig.6.126.

6.3 La masse du quark top au TeVatron

Le quark top a été mis en évidence en 1994 au TeVatron à partir des données accumulées au cours du Run I par les expériences CDF et DØ [88] [90]. Dans les collisions $p\bar{p}$ en deçà de 2.0 TeV, le top est principalement produit en paires $t\bar{t}$ par les mécanismes d'annihilation des quarks, représentant 70% de la contribution, et de fusion de gluons. La section efficace de production a été mesurée à $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ par CDF et DØ et trouvée en accord raisonnable avec les valeurs prédites par le modèle standard [52] [53], cf Section 4.3.4. De l'ordre de 6 pb à 1.8 TeV elle est attendue à 7.5 pb à 2.0 TeV, représentant là une des motivations principales en faveur de la montée en énergie des faisceaux au Run II. La production simple de quark top, qui intervient via un boson hors couche de masse, cf Section 4.3.3, est environ 5 fois moindre à la même énergie, ce qui explique que seule la production par paires ait été utilisée pour la mesure de sa masse. Ce sera encore le cas au Run II.

6.3.1 La sélection des paires de quark top

Une fois le quark top produit, il se désintègre en son quark partenaire d'isospin, le quark b , et un boson W , avant que le processus d'hadronisation ne soit entamé. Les états finaux possibles sont alors classés en fonction des désintégrations du W .

| W^-W^+ | $e^+\nu_e$ | $\mu^+\nu_\mu$ | $\tau^+\nu_\tau$ | qq' |
|------------------------|------------|----------------|------------------|--------|
| $e^-\bar{\nu}_e$ | 1.2% | 1.2% | (1.2%) | 7.3% |
| $\mu^-\bar{\nu}_\mu$ | 1.2% | 1.2% | (1.2%) | 7.3% |
| $\tau^-\bar{\nu}_\tau$ | (1.2%) | (1.2%) | (1.2%) | (7.3%) |
| qq' | 7.3% | 7.3% | (7.3%) | 45.9% |

Table 20: Probabilités d’occurrence des états finaux de paires de W dans le cadre du modèle standard. Les “()” indiquent les états finaux non considérés au TeVatron pour la mesure de m_t .

Lorsque les deux bosons se désintègrent leptoniquement, l’état final comprend deux jets de b et deux leptons $t\bar{t} \rightarrow l_1\bar{\nu}_1l_2\nu_2b\bar{b}$. Ces événements apparaissent dans 4.8% des cas si l’on demande que les leptons soient deux muons, deux électrons, ou un muon et un électron. Lorsque l’un seulement des bosons se désintègre en leptons, l’état final est caractérisé par la présence de 4 jets dont deux provenant de l’hadronisation de b , d’un lepton et de son neutrino $t\bar{t} \rightarrow l\bar{\nu}q\bar{q}'b\bar{b}$. Cet état final se produit dans 29.2% des cas lorsque l’on exclut le cas où le lepton est un τ . Enfin, lorsque les deux bosons se désintègrent hadroniquement, l’état final comprend au moins 6 jets dont 2 de b . C’est la cas le plus probable puisqu’il compose 46% des paires $t\bar{t}$, cf Table 20.

Des 3 modes considérés plus haut, le canal di-lepton est le moins avantageux en rapport d’embranchement, mais bénéficie en revanche du fond le plus faible. Ce dernier provient de la production Drell-Yann et de la production Z +jets. A l’opposé, le canal tout hadronique est le plus probable mais est entaché du fond le plus important, constitué des événements multi-jets QCD. En fait, le canal le plus pertinent en terme de nombre de candidats attendus et niveau de fonds est le mode 1 lepton+jets où le lepton est soit un muon, soit un électron (le lepton τ , se désintégrant principalement en hadrons, est difficile à identifier dans un environnement $p\bar{p}$). C’est aussi ce mode qui permet de reconstruire le plus aisément la masse du quark – le canal dilepton comprenant deux neutrinos (non reconstruits) et le canal hadronique offrant de trop nombreuses combinaisons possibles.

6.3.2 Mesure de m_t dans le canal “jets et lepton”

La mesure de la masse s’appuie sur la reconstruction des produits de désintégration apparaissant dans l’état final $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}jjl\nu$. La sélection des événements $t\bar{t}$ requiert la présence d’un lepton de grande impulsion transverse, d’énergie manquante et d’au moins quatre jets, dont deux proviennent de l’hadronisation d’un quark b , cf Fig. 6.121.

Les processus de fonds à ce signal sont dus à la production d’un boson W associé à plusieurs jets (et un jet étiqueté “ b ” par erreur) et à la production multi-jets de QCD, avec un mauvais étiquetage de jets et d’un lepton. Ces fonds sont, avant sélection, de sections efficaces bien supérieures au signal. La réjection de ces fonds repose sur la combinaison d’une sélection alliant une haute efficacité d’étiquetage de la saveur des jets et un faible taux de mauvais étiquetage. Elle s’appuie aussi sur un ensemble de variables discriminantes caractérisant la forme globale de l’événement. A $D\mathcal{O}$, ces dernières sont l’énergie manquante x_1 , l’aplanarité x_2 et la centralité

x_3 de l'événement et un critère caractérisant la distribution de l'énergie de l'événement dans les jets, x_4 , qui sont définies par:

$$x_1 = mE_T \text{ et } x_2 = A$$

$$x_3 = \frac{H_T - E_T^{\text{jet1}}}{|p_z(l)| + |p_z(\nu)| + \sum_j |p_z(j)|}$$

$$x_4 = \frac{\Delta R_{jj}^{\text{min}} E_T^{\text{min}}}{E_T^l}$$

où H_T est l'énergie hadronique totale dans le plan transverse, R_{jj}^{min} la distance minimale de séparation des deux jets dans le plan ($\Delta\eta, \Delta\Phi$) [89]. Ces variables, largement indépendantes, sont combinées en une fonction discriminante \mathcal{D} , piquée vers 1 pour les événements de type "signal" et 0 pour les événements de type "fonds", cf Fig. 6.122.

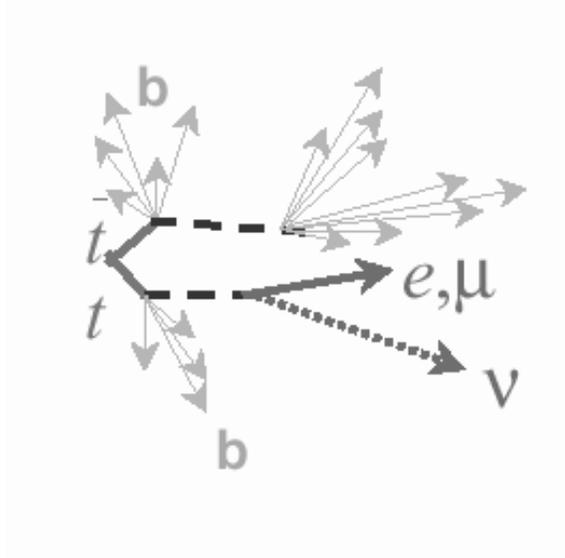


Figure 6.121: Configuration des candidats top dans le canal $t\bar{t} \rightarrow WW \rightarrow b\bar{b}l\nu jj$

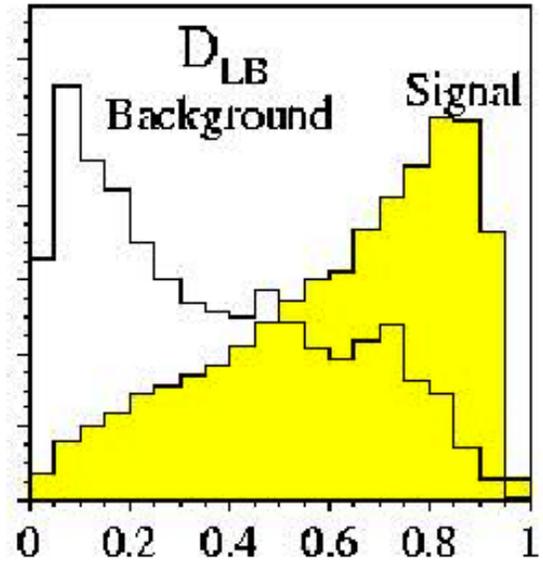


Figure 6.122: Fonction discriminante formée à partir des quatre variables décrites dans le texte.

La méthode de détermination de la masse du quark top repose sur un ajustement cinématique réalisé sur les candidats sélectionnés. Pour l'état final considéré, les variables décrivant les quatre jets (dont deux de b), le lepton chargé et le neutrino sont au nombre de 24 (énergie et direction de chaque objet). Parmi ces variables, une seule n'est pas mesurée, si l'on suppose être capable de mesurer l'énergie et la direction du lepton et des quatre jets, ainsi que l'énergie manquante transverse. Plusieurs contraintes sont alors utilisables:

$$M(l\nu) = m_W, M(jj) = m_W \text{ et } M(l\nu b) = M(jjb)$$

Ainsi, la reconstruction des masses des bosons W^+ et W^- , parents des couples lepton+neutrino dans un cas et des deux jets légers dans l'autre, fournit deux contraintes supplémentaires. Enfin,

la supposition que les masses des deux quarks top reconstruits doivent être identiques apporte une dernière contrainte. L'ajustement cinématique est dit doublement contraint et est souvent noté "2C". La Figure 6.123 représente la distribution des événements candidats (signal et fonds) de $D\bar{O}$ en fonction de la masse du quark top reconstruite pour une coupure fixée sur la valeur prise par la fonction discriminante.

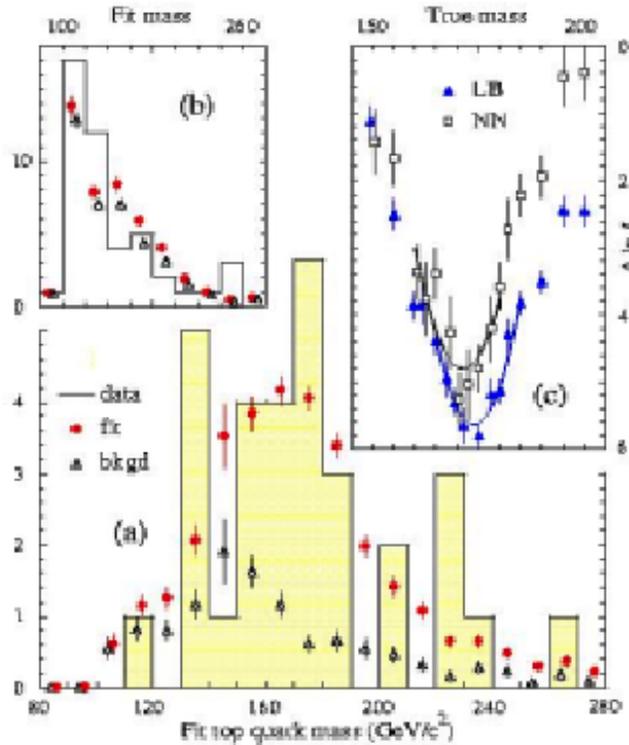


Figure 6.123: (a) Distribution des candidats "top" enregistrés à $D\bar{O}$ en fonction de la masse de top reconstruite (histogramme plein) superposée avec le résultat du fit (signal+ fond) et de la contribution attendue pour les fonds (triangle). Cette distribution est obtenue pour une valeur fixée de la coupure sur la fonction discriminante D . Sous ces hypothèses, (c) donne la valeur préférée de m_t par ajustement cinématique dans le cadre de la fonction discriminante décrite dans le texte (LB) ou de l'usage d'un réseau de neurones (NN).

6.3.3 Mesure de m_t dans le canal di-leptonique

La mesure de la masse dans ce canal s'appuie sur la reconstruction des produits de désintégration apparaissant dans l'état final $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l^+l^-\nu\nu$. La sélection réclame la présence de deux leptons de grande impulsion transverse accompagnée d'une importante énergie transverse manquante correspondant aux neutrinos. Enfin au moins deux jets sont réclamés dont un au moins doit être identifié comme provenant d'un quark b, cf Fig. 6.121.

Ici l'ajustement cinématique est sous-contraint. En effet, si l'on suppose être capable de reconstruire et d'identifier la direction et l'énergie des leptons chargés (soient 8 variables), des jets de b (soient 8 variables) et l'énergie totale manquante dans le plan transverse (3 variables). Pour résoudre ce problème, on effectue donc la sélection sur un ensemble de variables discriminantes dont la distribution est fonction de l'hypothèse de la masse de top utilisée. La qualité de l'ajustement des données à ces distributions permet alors d'attribuer un poids plus ou moins important à l'hypothèse de départ.

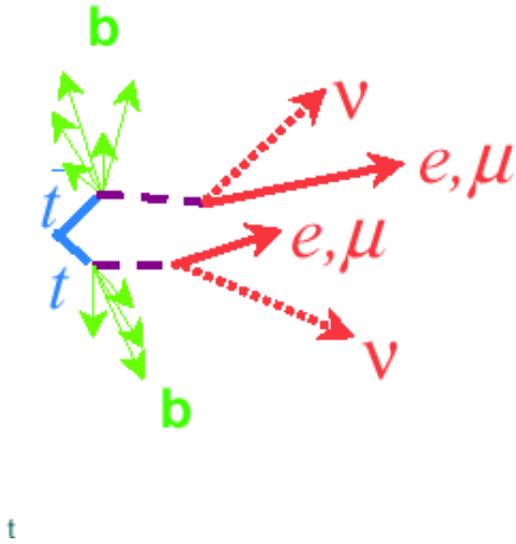


Figure 6.124: Configuration des candidats top dans le canal $t\bar{t} \rightarrow WW \rightarrow b\bar{b}l\nu$

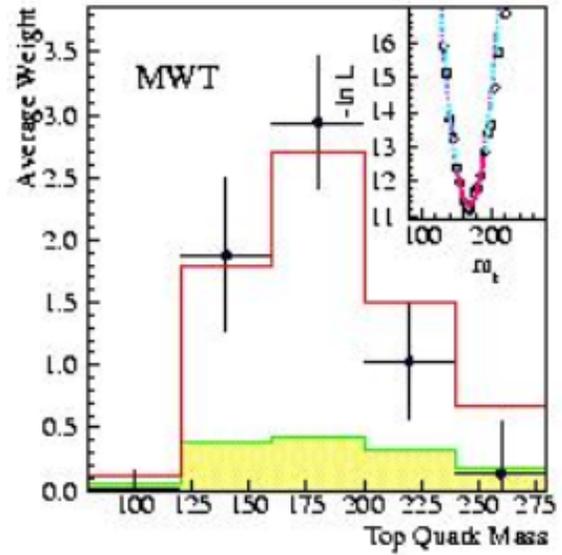


Figure 6.125: Fonction discriminante formée à partir des quatre variables décrites dans le texte.

6.3.4 Incertitudes sur la masse du top

Au cours du Run I, et pour une luminosité intégrée de 120 pb^{-1} par expérience, CDF et DØ ont sélectionné environ une centaine d'événements chacune. La combinaison des mesures, décrite en détail dans [91], donne une masse finale de:

$$m_t = 174 \pm 3.2(\text{stat.}) \pm 4.0(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2 = 174 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$$

L'incertitude statistique, due à l'échantillon fini de candidats utilisés pour la détermination de la masse, est la plus grande source d'incertitude sur m_t au Run I. Les incertitudes systématiques se répartissent en 4 catégories:

- la connaissance de l'échelle d'énergie, qui comprend les corrections sur la détermination absolue et relative de l'échelle d'énergie des jets, la stabilité du calorimètre et des dépôts des quarks spectateurs et des interactions multiples; cette source d'erreur représente le plus gros effet systématique sur m_t (4.4/4.2 GeV pour CDF/DØ au Run I);
- la modélisation des processus de fonds, qui concerne l'utilisation du générateur de W+jets (VECBOS) et les différences dans la modélisation de la fragmentation et du niveau du fond QCD dans les générateurs HERWIG et ISAJET utilisés. Cet effet est le second en importance (1.3/2.5 GeV pour CDF/DØ);
- la modélisation du signal, qui comprend les incertitudes sur l'influence des radiations (de gluons) des états initial et final, les biais dans l'étiquetage des b, et la dépendance aux

fonctions de distribution partonique et à l'échelle QCD. L'incertitude induite sur m_t est légèrement inférieure à la précédente (2.6/1.9 GeV pour CDF/DØ);

- La méthode d'ajustement de la masse, qui prend en compte la statistique limitée des échantillons Monte Carlo utilisés, des incertitudes dues à l'utilisation de mauvaises combinaisons de jets (ce qui dépend de l'efficacité de l'étiquetage) et des biais de l'ajustement lui même (1.5 GeV pour DØ); .

En vue du Run II, la détermination de m_t va bénéficier de plusieurs facteurs concomittants. En utilisant les efficacités évaluées alors et en prenant en compte les améliorations des détecteurs dans les domaines clefs que sont l'étiquetage du b et le déclenchement, les prévisions pour le Run II font état de plus de 2000 candidats attendus par fb^{-1} en excluant le canal tout hadronique [89], cf Table 21.

| | |
|---------------------------------|-----|
| dilepton ($ee, e\mu, \mu\mu$) | 100 |
| lepton + ≥ 4 jets | 900 |
| lepton + ≥ 3 jets/1 b-tag | 700 |
| lepton + ≥ 3 jets/2 b-tag | 225 |

Table 21: *Statistique attendue des différentes signatures pour la production de paires de quarks top au Run II pour 1 fb^{-1} [89].*

La mesure de la masse du top va donc bénéficier d'une statistique environ 20 fois supérieure à celle du Run I en 2fb^{-1} si l'on suppose des efficacités de sélection égales. Les améliorations des deux détecteurs dans les domaines cruciaux du déclenchement, de l'étalonnage du calorimètre, de l'identification des leptons et de l'étiquetage des jets de b sont telles que l'on peut raisonnablement s'attendre à dépasser ces prévisions. L'estimation de l'incertitude sur m_t est de 2 à 3 GeV/c² par expérience pour 2fb^{-1} , et est dominée par les effets systématiques. Le plus important d'entre eux sera probablement les biais sur l'échelle d'énergie des jets, avec notamment l'effet des interactions multiples dans le cadre d'une prise de données à haute luminosité.

6.4 Conclusion: mesures de m_W et de m_t , et masse du Higgs

L'interprétation des mesures de masse du boson W et du quark top peut être effectuée dans le cadre du modèle standard. La Fig. 6.126 reporte l'ensemble des déterminations directes et indirectes du boson et du quark dans le plan (m_t, m_W) et les compare aux prédictions du modèle standard, dans le cas de plusieurs hypothèses pour la masse du Higgs m_H . Elle montre que les résultats des quatre expériences LEP, dans le cadre standard, contraignent significativement les valeurs autorisée (laissées libres) de la masse du Higgs, en affirmant une préférence

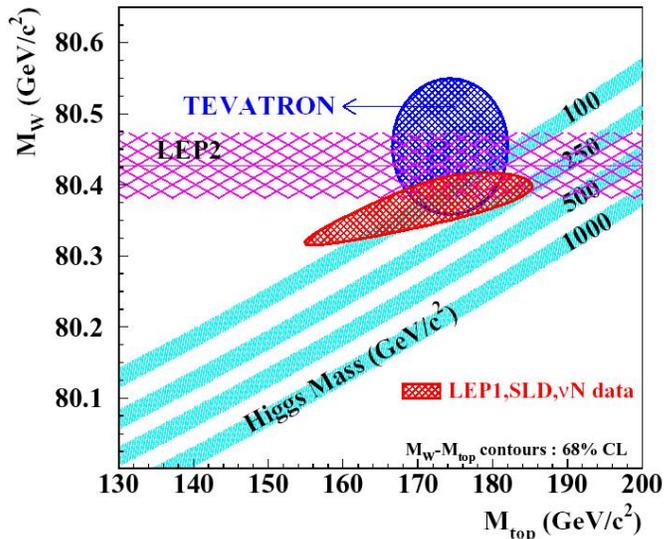


Figure 6.126: Détermination directes et indirectes de m_W et m_t dans le plan (m_t, m_W) comparée aux prédictions du modèle standard pour plusieurs valeurs de m_H [81]

Après le Run II, une mesure à 2 GeV de la masse du quark top, et à 40 MeV de la masse du boson W contraindront encore plus fortement la masse du Higgs. En l'absence de signal direct, ces mesures de précision pourraient alors constituer un test majeur du Modèle Standard.

7 Conclusion

Le Tevatron a subi un impressionnant programme de rénovation visant à assurer une luminosité intégrée de 15 fb^{-1} par expérience avant le démarrage du LHC. Cet objectif, appelé Run II, représente un accroissement d'un facteur 150 relativement aux performances de la précédente période de prises de données, et répond à un ambitieux programme de physique: la réalisation de mesures de précision dans le secteur électro-faible (masses et propriétés du boson W et du quark top) et dans le domaine du B (B_s , violation CP), les tests de QCD à haute énergie, la recherche de nouvelles particules supersymétriques, ou encore la recherche du Higgs. Dans cette optique, les deux détecteurs CDF et DØ ont été significativement améliorés, augmentant leur capacité dans les secteurs de la détection, du déclenchement, de la reconstruction des traces et des vertex secondaires, ainsi que de l'identification des particules.

Des analyses de recherche du Higgs au Tevatron, préalables au démarrage du Run II, ont été effectuées et ont permis d'en identifier les conditions indispensables: une haute luminosité délivrée, un ensemble de déclenchement approprié capable de soutenir des taux élevés de collisions, une reconstruction performante des vertex secondaires permettant l'identification des jets de quarks lourds, une bonne détermination de la saveur des jets combinant les méthodes de détection de leptons mous et de mesure de temps de vol, et enfin une bonne connaissance de l'échelle d'énergie des jets.

Ces études font aussi état de la sensibilité à un signal de Higgs en fonction des performances atteintes dans ces différents secteurs. Elles concluent à une sensibilité sur la gamme $100 \leq m_H \leq 200 \text{ GeV}/c^2$, la limite inférieure étant fournie par les expériences LEP, et la borne supérieure correspondant à un signal trop faible pour être visible au Tevatron. Cette gamme restreinte est cependant une des plus intéressantes. En effet, l'interprétation des résultats obtenus au pôle du Z tendent, dans le cadre du modèle standard, à favoriser un Higgs léger. Dans le cadre supersymétrique, le MSSM a besoin d'un Higgs neutre léger de masse inférieure à $130 \text{ GeV}/c^2$. La découverte ou l'exclusion d'un Higgs léger constitue donc une information cruciale dans la recherche de l'origine de l'échelle de brisure de la symétrie électro-faible.

Dans le contexte du modèle standard, les analyses montrent qu'avec 2 fb^{-1} , première phase ou Run II, les deux expériences peuvent à peine étendre le domaine déjà exclu par LEP. En revanche, avec 15 fb^{-1} par expérience, ce que prévoit le Run IIa+IIb, un Higgs standard peut être exclu jusqu'à $180 \text{ GeV}/c^2$, et découvert jusqu'à $125 \text{ GeV}/c^2$. Par ailleurs l'indication d'un signal à 3σ pourrait être obtenue, dans les canaux $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow W^+W^-$ jusqu'à $180 \text{ GeV}/c^2$. L'interprétation dans le cadre du MSSM a également été considérée, et met en évidence une sensibilité à un Higgs neutre sur une large région du plan $(m_A, \tan\beta)$ avec 5 fb^{-1} si aucun signal n'est observé. Pour la découverte, au moins 20 fb^{-1} sont nécessaires pour couvrir la région de $80 \leq m_A \leq 380 \text{ GeV}/c^2$.

La recherche du Higgs bénéficiera également des mesures de précision effectuées sur les masses du boson W et du quark top. Ces analyses, qui profiteront directement de la haute luminosité attendue, prévoient une réduction conséquente des incertitudes statistiques et systématiques affectant les masses. Les déterminations conjointes de la masse du W, avec une précision de moins de $40 \text{ MeV}/c^2$, et de celle du top, à moins de $3 \text{ GeV}/c^2$, vont ainsi s'ajouter aux mesures effectuées au LEP et fournir des contraintes sévères sur la masse du Higgs standard. Ces mesures constitueront ainsi un test important du modèle standard bien avant le premier résultat des recherches directes, qui nécessitent l'accumulation d'une haute statistique.

References

- [1] “Search for Higgs Bosons Produced in association with a vector Boson” F. Abe et al. (CDF), Phys. Rev. Lett. 81,5748(1998). S. Abachi et al. (DØ), Contributed paper to the *28th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP-96), Varsovie, (1996), Fermilab-Conf-96/258-E*.
- [2] “Physics with the Main Injector”, H.E. Montgomery, DPF99, UCLA, January '99, FERMILAB-Conf-99/057, hep-ex/9904019
- [3] “Report of the TeVatron Higgs Working Group”, hep-ph/0010338 (2000),
“Report of the SUGRA Working Group for Run II of the TeVatron”, hep-ph/0003154(2000),
“Research for R-parity violation at Run II of the TeVatron”, hep-ph/9906224(1999),
“Report of the Beyond the MSSM group for the TeVatron Run II”, hep-ph/0006162(2000).
- [4] “Concept Rookie Book”, C. Gattuso, A. Braun, D. Morris, R. Spayde, Sep. 95 accessible via: http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html
- [5] “Fermilab Run II Handbook”, 1995 (non publié) via <http://www-bd.fnal.gov/runII/>. Voir aussi: “The physics of the electron storage rings. An introduction”, M. Sands, SLAC-121 (may 1979).
- [6] “Tevatron Collider Luminosity Upgrades”, D.McGinnis, Joint Experimental Theoretical Physics Seminar, March 8,2001 Fermilab.
- [7] S.D.Holmes et al., “132 ns Bunch spacing in the TeVatron p-pbar Collider”, FERMILAB-TM-1920.
- [8] “Stochastic Cooling”, P. Derwent, Fermilab Wine & Cheese seminar (2 Fevrier 2001).
“Overview of FNAL Accelerator complex & Stochastic cooling” P. Derwent (30 Nov. 2000)
- [9] “Proton Source Projects and Status. Run II and beyond” B.Webber, Presentation to Fermilab Director,(2 Juin 1998), http://www-bd.fnal.gov/proton/booster/Run_II_presentation/sld001.html
- [10] Page web accessible à: <http://www-bd.fnal.gov/proton/proton.html>
- [11] John D. Cockroft and Earnest T.S. Walton, 1932, Cavendish Laboratory, Angleterre
- [12] “Development Plan for the Fermilab Proton Source”, S.D.Holmes et al, FERMILAB-TM-2021, Sep.1997
- [13] “Performance of the Fermilab Linac”, M. Popovic, FERMILAB-PUB-96-046 (1996). “The commissioning and initial operation of the Fermilab 400 MeV Linac”, E.McCrory, Proceedings of the 1994 Linac Conf., pp36-40. Voir aussi: “Improvements to the Fermilab 400 meV linear accelerator”, V.Dudnikov et al., FERMILAB-CONF-01-173-E

- [14] “Fermilab Main Injector Technical Design Hand Book”, 1994 (non publié).
- [15] “The beam dynamics of Slip Stacking”, J.A. MacLachlan, FERMILAB-FN-0711
- [16] “The Antiproton Source Rookie Book”, vers 1.1 by E. Harms (non publié), Aout 1999. Accessible via “<http://www-bdnew.fnal.gov/pbar/index.html>”
- [17] “Fermilab Recycler Ring Technical Design Report”, G. Jackson, FERMILAB-TM-1991 (1996), “The Fermilab Recycler Ring” M.Hu, FERMILAB-CONF-01-187-E
- [18] “Stochastic cooling and the accumulation of antiprotons”, S.Van Der Meer, Nobel Lecture, (8 dec. 1984). “Stochastic stacking in the antiproton accumulator”, S.Van Der Meer, CERN/PS-AA/78-22(1978)
- [19] G.I.Budker Proceedings “Int. Symposium on Electron and Positron Storage Rings”, Saclay 1966. G.I. Budker, Atom. Energ. 22(1967)346. Voir aussi: G.I. Budker et al., “Experimental Studies of electron cooling, Part. Acc. 7(1976)197.
- [20] “Prospectus For an Electron Cooling System for the Recycler”, J.A.MacLachlan, FERMILAB-TM-2061
- [21] B.Abbott et al., DØ coll., Phys. Rev. Lett. 86(2001) 1707. T.Affolder et al., CDF coll., Phys.Rev D 64 (2001) 012001.
- [22] “The DØ Detector”, S.Abachi et al., Nucl. Instr. and Methods, A338 (1994) 185. “The DØ Upgrade”, S.Abachi et al., FERMILAB-CONF-95-177-E. Voir aussi: “The DØ detector at TeV33”, the DØ coll., FERMILAB-PUB-98-095-E
- [23] “The DØ Run II Trigger” J.C.Blazey, DØ note 3322 aussi: “Proceedings of the XIth IEEE Real Time Conference, Beaunes, France (1997).
- [24] “Level 1 Trigger with pseudo AND/OR Terms” D.Edmunds et al, DØ note 3683 “B Physics with the DØ detector Upgrade in Run II”, A.Lucotte, Nucl. Instr. Meth. A446(169-175),2000.
- [25] “Design Report for the Central Fiber Tracker”, the DØ coll., FERMILAB-PUB-98-095-E, hep-ex/9803023.
- [26] “The use of Scintillating Fiber for Charged Particle Tracking”, R.Ruchti, Annu.Rev. Nucl Part. Sci. 1996, 46:381-319. Voir aussi Nucl. Instr. Method A366,263(1995) et Nucl. Instr. Method A378,131(1996).
- [27] “DØ Fiber Tracker 1024 channel VLPC Cassette TDR and Specification”
- [28] “DØ Silicon Tracker Design Report” DØ note 2169(1994). Voir aussi: “DØ Silicon Tracker for Run IIa”, E. Kajfasz, FERMILAB-CONF-01-382

- [29] “DØ calorimeter Upgrades for the TeVatron Run II” L. Groer, FERMILAB-CONF-00-322
- [30] “Argon Purity Measurements with the Argon Test Cell for Run II”, A.Besson, Y.Carcagno, G.Mondin, G.Sajot, DØ note 3799(2000). Voir aussi: DØ note 3827(2001)
- [31] “Technical Design Report for the Forward Preshower” A. Gordeev et al. DØ note 3445.
“Analysis of the Test Beam Data for the Forward Preshower” M.Bhattacharjee & A.Lucotte, DØ note 3398(1998).
- [32] “Technical Design Report for the Central Preshower” M.Adams et al. DØ note 3014.
- [33] “Technical Design Report for the Central Muon System”, B.Baldin et al., DØ note 3365(1997).
- [34] “Technical Design Report for the Forward Muon Tracking”, G.Alexeev et al., DØ note 3366.
- [35] “The CDF II Detector”, the CDF coll., FERMILAB-PUB-96-390-E
- [36] LEP Higgs Working Group LHWG Note 2001-03, CERN-EP/2001-055
- [37] LEP Higgs Working Group LHWG note 2001-05
- [38] LEP Higgs Working Group LHWG note 2001-04
- [39] “Report of the TeVatron Higgs Working Group”, Fermilab-Conf-00/279-T, hep-ph/0010338, Oct. 2000
- [40] “Recherche des bosons de Higgs neutres à LEP-2”, M.Lethuillier, Thèse soutenue le 21 Avril 1999, Saclay
- [41] M.Spira, hep-ph/9810289 et DESY-98-159.
- [42] A.Stange and W.Marciano, S.Willenbrock, Phys.Rev D49, 1354(1994) ou hep-ph/9309294.
- [43] R.K. Ellis and S. Veseli, Phys. Rev D60, 011501(1999) ou hep-ph/9810489; V.Barger, A.Stange and R.Phillips, Phys.Rev D45, 1484(1992)
- [44] J.Campbell and R.K. Ellis, hep-ph/0006304; A. Ballestrero and E.Maiana, Phys.Lett. 287B, 231(1992);
- [45] J.Ohnemus, Phys.Rev.D44, 3477(1991); S.Frixione, P.Nason and G.Ridolfi, Nucl.Phys. B383,3(1992).
- [46] J.Ohnemus and J.Owens, Phys.Rev. D43, 3626(1991); B.Mele, P.Nason and G.Ridolfi, Nucl.Phys. B357, 409(1991)

- [47] T.Affolder et al., CDF coll., Phys. Rev. D63 072003(1997).
- [48] S.D. Ellis, Z.Kunst and D.E. Soper, Phys.Rev. Lett.64(1990)2121. F.Aversa et al., Phys.Rev.Lett.65 (1990)401 et W.T.Giele, E.W.N.Glover and D.A. Kosower, Phys.Rev Lett. 73(1994) 2019.
- [49] H.L. Lai et al., Phys. Rev. D51 (1995) 4763 et Phys.Rev. D55(1997) 1280.
- [50] S. Abachi et al., The DØ coll., Phys.Rev.D52(1995) 4877.
- [51] B.Abbott et al., DØ coll., Phys. Rev. Lett. 86(2001) 1707 et Phys. Rev. Lett. 82(1999) 2451. F. Abe et al., CDF coll., Phys. Rev. Lett. 82(1999) 2451. T.Affolder et al., CDF coll., Phys.Rev D 64 (2001) 012001.
- [52] E. Berger and H. Contopanagos, Phys. Rev. D54 (1996) 3085
- [53] S. Catani et al., Phys. Lett. B378 (1996) 329; E. Laenen, J.Smith and W.L. Van Neerven, Phys.Lett. B321 (1994) 254; P. Nason, S. Dawson and R.K. Ellis, Nucl. Phys. B303, (1988) 607.
- [54] P.Nason, S. Dawson and R.K. Ellis, Nucl. Phys. B327 (1989) 49 et B335(1990) 260. W. Beenakker et al., Nucl. Phys. B351 (1991) 507. M. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl. Phys. B373 (1992) 295.
- [55] F.Stichelbaut, "Proceedings of the XXXII Rencontres de Moriond (QCD)" edited by J.Tran Thanh Van (Editions Frontieres 1997, p.126. Voir aussi: F.Abe et al., CDF Coll., Phys. Rev. Lett 71(1993) 2396 et S. Abachi et al., DØ coll., Phys. Lett B370(1996) 239, B.Abbott et al. et Phys.Lett B487(2000) 264 et Phys. Rev. Lett. 85(2000) 5068.
- [56] "Search for a SM Higgs via $gg \rightarrow H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu jj$ at the TeVatron Run II", A.Lucotte DØ note 3596(1999).
- [57] "Silicon Track Trigger for the DØ experiment in Run II" TDR, H.Evans et al., DØ note 3510; voir aussi: DØ notes 3354, 3444 de F. Stichelbaut
- [58] The ALEPH coll., NIM A 346 (1994), 461-475 et Phys. Lett. B 401(1997) 163-175. The DELPHI coll., DELPHI note 98-54 PHYS 779 (1998), note 97-94 PHYS 716 (1997), 97-16 PHYS 672 (1997) et note 95-167 PHYS 581 (1995).
- [59] The SLD coll., Phys. Rev. 80 (1998) 660-665
- [60] The CDF coll., "Evidence for Top quark production in p-pbar collisions at 1.8 TeV" F.Abe et al, Phys. Rev. D50:2966-3026 (1994)
- [61] PDG 2000, European Phys. Journal C, Vol.15, Number 1-4(2000)

- [62] M. Boonekamp, DELPHI note 98-54 PHYS 779 (1998)
- [63] The ALEPH coll., CERN-PPE/94-023
- [64] Regina Demina, Kansas State University, DØ coll., communication privée
- [65] Regina Demina, DØ coll., présentation "Heavy Flavour and tagging", Thinkshop, Fermilab, IL.
- [66] I.A. Bertram et al., DØ note 3414, "Single jet resolutions at DØ for Run I"
- [67] A. Goussiou, DØ note 3679, A. Goussiou & J. Krane, DØ note 3288 (1998)
- [68] B. Abbott et al., DØ coll., "Fixed Jet cone Definition in DØ", FERMILAB-PUB-97-242-E
- [69] "Hadron Collider Physics", J.Womersley, Swieca Summer school, Brazil, Jan.2001
- [70] "Measurement of the $Z \rightarrow b\bar{b}$ cross-section with the CDF detector at the TeVatron Run I" Thèse de T.Dorigo, CDF, Université de Padoue (1997)
- [71] "Report of the TeVatron Higgs Working Group", Fermilab-Conf-00/279-T, hep-ph/0010338, Oct. 2000
- [72] T. Han, A.Turcot and R. Zhang, Phys.Rev. D59(1999) 093001 (hep-ph/9812275)
- [73] " $Ht\bar{t}$ in Run II" J. Incandela et al., FERMILAB-PUB-00-146-T. Voir aussi "QCD corrections to $t\bar{t}H$ production", L.Reina, "Higgs Workshop", Fermilab, 3-5 mai 2001.
- [74] Ecole de GIF 1990, Cours de P.Taxil
- [75] "How to find a Higgs Boson with a Mass between 155-180 GeV at the LHC" M.Dittmar, H.Dreiner, Phys.Rev. D55:167-172(1997) ou hep-ph/9608317.
- [76] C.Nelson, Phys.Rev. D37(1988) 1220.
- [77] "Future prospects for Higgs Discovery at the TeVatron" P.Grannis et M. Roco, Proceedings of the "13th Conference in Hadron Collider Physics", Mumbai, India(1999)
- [78] M.Carena, S.Mrenna and C.E.M. Wagner, FERMILAB-PUB-98-250-T. J.L. Diaz-Cruz, H. He, T. Tait and C.P. Yuan, FERMILAB-PUB-98-182-T, Phys. Rev. Lett. B80(1998) 4641. J. Dai, J.F. Gunion and R.Vega, Phys. Rev. Lett B387(1996) 801. CDF studies du run I et projection. Dzero study dans le TeV rapport ou M. Rocco
- [79] B.Abbot et al, DØ coll., Phys.Rev. Lett. 79(1997)1197 et F.Abe et al, CDF coll., Phys.Rev. Lett. 80(1998)2779.
- [80] DØ coll., Phys.Rev. Lett.(82) 4975 (1999) (hep-ex/9902028). Pour plus de détail voir: D. Chakraborty et al., DØ note 3522.

- [81] CERN-EP/2001-098 et site: <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [82] Conférences d'hivers 2002
- [83] A. Lucotte, thèse: "Contraintes du modèle standard par les mesures de sections efficaces et des asymétries $Z \rightarrow f\bar{f}$ avec ALEPH au LEP" (1996)
- [84] Communication privée avec M. Narain, DØ coll., Boston University, et présentation "The DØ UPgrade and EW physics at the TeVatron", Fermilab, IL, 1998. Voir aussi les présentations sur le site "<http://isnwww.in2p3.fr/d0/pprincipale/seminaires.html>"
- [85] T.Affolder et al., The CDF collaboration: Phys. Rev. D 64 (2001) 052001
- [86] B.Abbott et al., DØ collaboration: Phys.Rev. D62 (2000) 092006, Phys.Rev. D 58 (1998) 012002-1 et Phys. Rev. D 58 (1998) 092003-1.
- [87] B.Abbott et al., DØ coll., Phys.Rev. Lett. 80(1998) 5498.
- [88] F.Abe et al., CDF coll., Phys. Rev. D50 (1994) 2966 et F.Abe et al., CDF coll., Phys. Rev. Lett.74 (1995) 2626
- [89] M. Narain, DØ coll., Boston University, "Top Quark Physics at the TeVatron", Thinkshop2, Fermilab, IL, Nov. 10, 2000
- [90] S. Abachi et al., DØ coll., Phys. Rev. Lett. 74(1995) 2632 et B.Abbott et al., DØ coll., Phys. Rev. D58 (1998) 052001-1 et B.Abbott et al., Phys.Rev. D60 (1999) 052001-1 (di-lepton).
- [91] FERMILAB-TM-2084 / May 19,1999, The Top Averaging Group for the CDF and DØ coll.