

Instituto de Física de Cantabria  
(CSIC-Univ. de Cantabria)  
y  
Departamento de Física Moderna  
(Universidad de Cantabria)

# Búsqueda del Bosón de Higgs y de Partículas de Technicolor en Colisiones $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$

Memoria presentada por  
Rocío Vilar Cortabitarte  
para optar al grado de Doctora en Ciencias Físicas.

Santander, Octubre 1999



*A mis padres,  
y a la memoria de una persona muy especial: Paco.*



# Índice de Figuras

2.1	<i>La sección eficaz de producción del Higgs en el Tevatron, (<math>\sqrt{s} = 2\text{TeV}</math>), para varios mecanismos de producción en función de la masa del Higgs.</i>	19
2.2	<i>Acoplamientos del SM Higgs a los bosones vectoriales débiles y fermiones.</i>	22
2.3	<i>Fracciones de desintegración del SM Higgs.</i>	23
2.4	<i>Anchura de desintegración (en GeV) del SM Higgs.</i>	24
2.5	<i>Sección eficaz de producción multiplicada por la fracción de desintegración del <math>\rho_T</math>.</i>	26
2.6	<i>Diagrama de producción y desintegración de Technipions vía el estado resonante <math>\rho_T^{0,\pm}</math>.</i>	28
2.7	<i>Desintegración leptónica del bosón W producido conjuntamente con el <math>\pi_T</math> a través de la resonancia del <math>\rho_T</math>.</i>	29
3.1	<i>Vista esquemática de los procesos de aceleración de partículas.</i>	32
3.2	<i>Vista en perspectiva de CDF.</i>	35
3.3	<i>Vista lateral de un cuarto de CDF.</i>	36
3.4	<i>Vista esquemática de un módulo del detector SVX'.</i>	39
3.5	<i>Una ladder del detector SVX'.</i>	40
3.6	<i>Vista isométrica del módulo VTX.</i>	41
3.7	<i>Vista de la CTC que muestra las supercapas axiales y estereo.</i>	43
3.8	<i>Mapa esquemático mostrando la región de cubrimiento en <math>\eta-\phi</math> de los calorímetros de CDF para un cuadrante.</i>	44
3.9	<i>Módulo del calorímetro central.</i>	45
3.10	<i>Cuadrante del calorímetro de cierre.</i>	47
3.11	<i>Cámara de muones y calorímetro central.</i>	50
3.12	<i>Vista transversa de las cámaras de muones.</i>	51
4.1	<i>Vista transversa del detector de CDF con la CTC agrandada, se muestran las trazas que pertenecen al suceso 63700/272140 candidato a <math>\mu\mu</math>.</i>	60
4.2	<i>El lego plot correspondiente a la vista de la CTC de la figura anterior.</i>	60
4.3	<i>Efecto de las correcciones de energía de los jets.</i>	63

4.4	La fracción de incertidumbre sistemática en la escala de energía del jet. . . . .	64
4.5	Distribución de la multiplicidad de jets en sucesos $t\bar{t}$ . . . . .	69
4.6	Energía total transversa de todos los partones en sucesos con desintegración hadrónica de los pares $t\bar{t}$ para una masa del top de $170 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	69
4.7	Eficiencia del trigger de multijets de nivel 2 en función de la $E_T$ reconstruída de los jets. . . . .	72
4.8	Curva de eficiencia para el trigger $\Sigma E_T \geq 175 \text{ GeV}$ en función de $\Sigma E_T$ . . . . .	73
4.9	Eficiencias de trigger para $\Sigma E_T^{L2\text{clus}}$ en función de $\Sigma E_T^{\text{jet}}$ . . . . .	74
4.10	Comprobaciones para la curva de eficiencia del trigger de $\Sigma E_T^{L2\text{clus}} \geq 125 \text{ GeV}$ . . . . .	75
4.11	Curva de eficiencia de trigger para $\Sigma E_T^{L2\text{clus}} \geq 125 \text{ GeV}$ usando una muestra de datos reales (jet 20). . . . .	76
4.12	Comparación entre los datos reales y el Monte Carlo de QCD para las distribu- ciones de $E_T$ and $\Sigma E_T$ después de usar la nueva curva de eficiencia. . . . .	77
4.13	Distribuciones del número de vértices en el suceso, $z$ del vértice primario, signifi- cancia de la energía transversa faltante, número de jets reconstruídos con $\Delta\mathcal{R} =$ $0.4$ . . . . .	78
5.1	$P_T$ del hadrón $b$ y distribución de $L_{xy}$ para sucesos Monte Carlo de Higgs. . . . .	88
5.2	Vista simplificada de un suceso con un vértice secundario. . . . .	89
5.3	Flujo del algoritmo SECVTX para la identificación de jets $b$ . . . . .	94
5.4	La masa invariante de $e - \mu$ para todos los electron jets. . . . .	95
5.5	Distribución de $c\tau$ para los jets con un vértice secundario. . . . .	96
5.6	Número de trazas SVX' asociadas a trazas del CTC por jet. . . . .	98
5.7	Número de trazas del SVX' asociadas a trazas del CTC por jet que pasan la fase 1 del algoritmo SECVTX. . . . .	98
5.8	Calidad de la traza, $\mathcal{Q}$ , en función del número de impactos en la CTC (izquierda), eficiencia de reconstrucción de la traza en función de $\mathcal{Q}$ (derecha). . . . .	99
5.9	Diagramas de producción de multijets en QCD. . . . .	101
5.10	Dos posibles topologías para la producción de quarks pesados en QCD. . . . .	102
5.11	Distribución de $\Delta\phi$ entre los dos jets $b$ en sucesos de Monte Carlo de QCD. . . . .	103
5.12	Distribuciones cinemáticas de los dos jets identificados como $b$ en sucesos de Monte Carlo de QCD. . . . .	104
5.13	Distribución de masa invariante de los $b\bar{b}$ frente al momento transverso del sistema de jets y frente al ángulo azimutal entre los jets para los sucesos de Monte Carlo de QCD. . . . .	105
5.14	Comparación de: la multiplicidad de jets, $E_T$ sin corregir de los jets, $\Sigma E_T^{\text{jets}}$ sin corregir, $\eta$ y $\phi$ de los jets; entre los datos y sucesos de Monte Carlo de QCD. . . . .	106
5.15	Distribución de $M(b\bar{b})$ , $P_T(b\bar{b})$ y $\Delta\phi(b\bar{b})$ para la muestra de datos de multijets. . . . .	107

5.16	Distribución de masa invariante de los $b\bar{b}$ frente al momento transverso del sistema de jets y frente al ángulo azimutal entre los jets para la muestra de datos. . . . .	108
5.17	Distribución de $M(b\bar{b})$ , $P_T(b\bar{b})$ y $\Delta\phi(b\bar{b})$ para la muestra de datos de multijet comparada con sucesos de Monte Carlo QCD. . . . .	109
5.18	Distribución de $M(b\bar{b})$ , $P_T(b\bar{b})$ y $\Delta\phi(b\bar{b})$ para la muestra de datos de multijet comparada con sucesos de Monte Carlo de QCD, cuando se divide en dos zonas topológicas. . . . .	110
5.19	Diagramas de primer orden en $(\alpha_s^2)$ para la producción de $t\bar{t}$ en colisiones $p\bar{p}$ . . . . .	111
5.20	Diagrama en forma de árbol la producción y desintegración del sistema $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ . . . . .	111
5.21	Diagramas de primer orden para la producción de $W/Z + \text{jets}$ . . . . .	112
5.22	Distribución de la distancia bidimensional, $L_{xy}$ . . . . .	113
5.23	Diagrama de primer orden para la producción de $W/Z + b\bar{b}/c\bar{c}$ . . . . .	114
6.1	La distribución de multiplicidad de jets, y de la de $\Sigma E_T$ para una muestra de Higgs, con $M(H^0) = 110 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	121
6.2	La distribución de multiplicidad de jets y la de $\Sigma E_T$ para una muestra de Technicolor, donde la combinación de masa es $M(\rho_T) = 180 \text{ GeV}/c^2$ and $M(\pi_T) = 90 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	122
6.3	Comparación de varias variables para una muestra de Technicolor con una combinación de masa $M(\rho_T) = 180 \text{ GeV}/c^2$ y $M(\pi_T) = 90 \text{ GeV}/c^2$ , generada con y sin radiación de gluones en estado inicial y final. . . . .	124
6.4	$M_{b\bar{b}}$ vs. $P_T(b\bar{b})$ para la muestra de datos seleccionada, sucesos de QCD y sucesos de producción de Higgs. . . . .	129
6.5	$M_{b\bar{b}}$ vs. $\Delta\phi(b\bar{b})$ para la muestra de datos seleccionada, sucesos de QCD y sucesos de Technicolor. . . . .	130
6.6	Eficiencia total en función de la masa del Higgs para el canal leptón mas jets. . . . .	132
6.7	Eficiencias para los distintos requisitos del canal $W + 2\text{jet}$ en función de la masa del Technirho. . . . .	133
6.8	Distribuciones de $P_T(jj)$ y $\Delta\phi(jj)$ para la señal de Technicolor. . . . .	135
6.9	Distribución de masa invariante de los dos jets y de masa invariante del sistema $W + 2\text{jet}$ para sucesos $\ell + 2j$ . . . . .	136
7.1	Distribución de masa invariante, $M(b\bar{b})$ , para datos (seleccionados usando los criterios de selección del Technicolor) y fondo. . . . .	142
7.2	Función de verosimilitud para la señal de Technicolor. . . . .	143
7.3	Distribución de $M_{b\bar{b}}$ para las distintas contribuciones en el ajuste para extraer la señal de Higgs. . . . .	144
7.4	Distribución de masa invariante de los dos jets identificados de erróneamente como jets $b$ . . . . .	145

7.5	Distribución de la masa invariante de los dos jets identificados como $b$ para diferentes masas del <i>Higgs</i> . . . . .	146
7.6	Distribución de masa invariante, $M(b\bar{b})$ , para los datos comparado con las predicciones del ajuste en el caso del <i>Higgs</i> . . . . .	147
7.7	Distribución de $M_{b\bar{b}}$ para las diferentes contribuciones consideradas en el ajuste para extraer la señal de <i>Technicolor</i> . . . . .	149
7.8	Distribuciones de masa invariante, $M(b\bar{b})$ , para distintas combinaciones de masa del $\rho_T$ y $\pi_T$ . . . . .	150
7.9	Resultado del ajuste de la distribución de masa invariante $M(b\bar{b})$ para la búsqueda de <i>Technicolor</i> en el canal hadrónico. . . . .	151
7.10	Distribuciones de masa invariante, $M_{b\bar{b}}$ , para sucesos de QCD cuando se varia el valor de los cortes topológicos. . . . .	154
7.11	Funciones de verosimilitud convolucionadas con la incertidumbre sistemática para sucesos de <i>Technicolor</i> . . . . .	157
7.12	Límite superior al 95% C.L. para la producción de $\sigma(\bar{p}p \rightarrow VH) \cdot \beta$ donde $\beta = \mathcal{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ . . . . .	161
7.13	Límites en la sección eficaz de producción al 95% C.L. para el <i>Higgs</i> usando el canal leptónico. . . . .	162
7.14	Región excluida al 95% de nivel de confianza en el plano $M(\pi_T), M(\rho_T)$ . . . . .	166
7.15	Límites en la sección eficaz de producción del <i>Higgs</i> , $\sigma_{VH}$ , al 95% de nivel de confianza usando la muestra de leptón mas jets. . . . .	168
7.16	Distribución de masa invariante $M_{bj}$ de los datos comparados con la predicción del ajuste para los datos del canal leptónico en la búsqueda de <i>Technicolor</i> . . . . .	171
7.17	Función de verosimilitud para el canal de leptón + 2 jets, multijets y el resultado combinado para la búsqueda de <i>Technicolor</i> . . . . .	173
8.1	Vista tridimensional del detector CDF II. . . . .	178
8.2	Vista longitudinal del sistema de trazas de CDF II. . . . .	179
8.3	Luminosidad necesaria en función de la masa del <i>Higgs</i> , para diferentes resoluciones. . . . .	182
8.4	Extrapolación del límite al 95% C.L. para $\sigma(p\bar{p} \rightarrow VH) \cdot \beta$ en el Run II. . . . .	183
8.5	Luminosidad requerida para alcanzar un límite al 95% C.L. en la sección eficaz de producción del <i>Higgs</i> o para observar el <i>Higgs</i> con una significancia de $5\sigma$ en función de la masa del <i>Higgs</i> . . . . .	185
8.6	Luminosidad necesaria por experimento para excluir el <i>Higgs</i> con un 95% C.L. o descubrirlo con $3\sigma$ ó $5\sigma$ en función de la masas del <i>Higgs</i> . . . . .	188
8.7	Luminosidad necesaria por experimento para excluir el <i>Higgs</i> con un 95% C.L. o descubrirlo con $3\sigma$ ó $5\sigma$ en función de la masas del <i>Higgs</i> . . . . .	188
A.1	Distribución de $P_T$ del leptón a nivel de generación. . . . .	196

B.1	<i>Tasas de identificación de jets <math>b</math> positivas y negativas en función de la energía sin corregir del jet.</i>	202
C.1	<i>Distribución de <math>M(b\bar{b})</math> para los sucesos de Monte Carlo generados sin radiación de gluones.</i>	207
C.2	<i>Distribución de <math>M(b\bar{b})</math> para los sucesos de Monte Carlo generados con radiación de gluones.</i>	208
C.3	<i>Distribución de masa invariante de los dos jets para los diferentes casos. La combinación de masa usada es <math>M(\rho_T) = 175 \text{ GeV}/c^2</math> y <math>M(\pi_T) = 83 \text{ GeV}/c^2</math>.</i>	210
C.4	<i>Distribución de masa invariante de los dos jets para los diferentes casos. La combinación de masa usada es <math>M(\rho_T) = 205 \text{ GeV}/c^2</math> y <math>M(\pi_T) = 105 \text{ GeV}/c^2</math>.</i>	211

# Índice de Tablas

2.1	<i>Partículas elementales</i> . . . . .	7
2.2	<i>Bosones del Modelo Estándar</i> . . . . .	8
3.1	<i>Luminosidad integrada recogida por CDF en el período 1992-1996.</i> . . . . .	34
3.2	<i>Sumario de las características de los calorímetros de CDF.</i> . . . . .	49
4.1	<i>Requisitos de trigger de nivel 1 para la selección electrones en el Run 1A y 1B.</i> . . . . .	67
4.2	<i>Requisitos del trigger de multijets de nivel 2 para el Run 1A y 1B.</i> . . . . .	70
4.3	<i>Número de sucesos encontrado en los datos de multijets tras aplicar distintos criterios de selección.</i> . . . . .	79
4.4	<i>Criterios de selección de electrones en la region central (TCE y LCE).</i> . . . . .	80
4.5	<i>Criterios de selección de muones en al región central (TMC y TEM).</i> . . . . .	81
4.6	<i>Número de sucesos seleccionados e la muestra inclusiva de leptones tras aplicar la selección <math>W + 2 jets</math>.</i> . . . . .	83
4.7	<i>Resumen de las muestras de sucesos generadas para este trabajo así como el generador utilizado.</i> . . . . .	85
5.1	<i>Fracción de los diferentes modos de producción de sabores pesados en QCD.</i> . . . .	105
5.2	<i>Número de sucesos de fondo esperados en la muestra de <math>W + 2 jets</math> con un jet identificado como <math>b</math> correspondientes a una luminosidad integrada de <math>109 pb^{-1}</math>.</i> . . . .	116
6.1	<i>Eficiencias de identificación de al menos un jet un <math>b</math> en la muestra en función de la masa del Higgs.</i> . . . . .	126
6.2	<i>Eficiencia en función de la masa del Higgs para sucesos <math>W/ZH^0</math>.</i> . . . . .	131
6.3	<i>Eficiencia para los distintos requisitos y total en función de las distintas combinaciones de masa <math>M_{\pi_T}</math> y <math>M_{\rho_T}</math> para los sucesos de Technicolor.</i> . . . . .	131
7.1	<i>Resultado del ajuste de máxima verosimilitud para la señal del Higgs (canal hadrónico).</i> . . . . .	148

7.2	Resultado del ajuste usando una función de máxima verosimilitud para la señal de <i>Technicolor</i> (canal hadrónico).	152
7.3	Valor de las incertidumbres sistemáticas en función de la masa del <i>Higgs</i> para las distintas fuentes de incertidumbre (canal hadrónico).	155
7.4	Valor de la incertidumbre sistemática para el caso de <i>Technicolor</i> (canal hadrónico).	156
7.5	Resultado del ajuste usando el método de máxima verosimilitud para el caso del <i>Higgs</i> (canal hadrónico).	159
7.6	Resultado del ajuste usando el método de máxima verosimilitud para el caso del <i>Technicolor</i> (canal hadrónico).	160
7.7	Incertidumbre sistemática para cuatro combinaciones de masa del <i>Technicolor</i> diferentes usando el canal leptónico.	164
7.8	Resumen del resultado obtenido para el modo $\ell+2j$ para varias combinaciones de masa del $\pi_T$ y $\rho_T$ .	165
7.9	La razón entre $\sigma_{ZH}/\sigma_{WH}$ , fué obtenida usando <i>PYTHIA MC</i> .	167
7.10	Límite superior al 95% C.L. para la sección eficaz de producción de $\sigma(p\bar{p} \rightarrow VH)BR(H \rightarrow b\bar{b})$ .	169
7.11	Límite superior en la sección eficaz de producción al 95% de nivel de confianza para $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \rho_T \rightarrow W\pi_T \rightarrow l\nu + 2jets)$ .	170
7.12	Incertidumbres sistemáticas para la combinación de canales en el <i>Technicolor</i> .	174
7.13	Límites al 95% de nivel de confianza para $\sigma_{fitting}$ para varias combinaciones de masa de los <i>Technimesons</i> . Se muestran los resultados obtenidos para los dos canales individuales y la combinación de ambos.	175
8.1	Resumen de la sensibilidad alcanzada en cada canal para la zona de bajas masas en el <i>Higgs</i> , usando la estadística combinada de <i>CDF</i> y <i>DØ</i> para los cálculos.	186
8.2	Resumen para la zona de altas masas del <i>Higgs</i> , la estadística combinada de <i>CDF</i> y <i>DØ</i> para los cálculos.	187
A.1	Requisitos de selección de “electron suave”.	198
A.2	Criterios de selección para el “muón suave”.	199
C.1	Fracción relativa de los diferentes tipos de población en las colas de la distribución $M(b\bar{b})$ para los sucesos de señal.	206
C.2	La fracción de veces que identificamos un jet <i>b</i> que viene del <i>Technipion</i> .	209



*Siempre que lo desees;*

*habrá una oportunidad para ti*



# Summary of the analyses

In the Standard Model (SM) of the elementary particles [3], the interactions among the known fundamental fermions (leptons and quarks) are mediated through gauge bosons which obey the symmetry:  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ . More precisely, the electroweak interaction [4–6] is described by a gauge symmetry  $SU(2) \otimes U(1)$  which is broken spontaneously. The electroweak symmetry breaking [10] is implemented by the introduction of a complex scalar *Higgs* field which has a non-zero vacuum expectation value (vev). This way, the lagrangian of the theory remains invariant under  $SU(2)$  transformations, but quantization of the fields must start from a ground state which does not exhibit this symmetry, and therefore the full symmetry of the lagrangian is not manifest. Invariance of the theory under local  $SU(2)$  transformations implies the presence of vectorial gauge fields which mediate the electroweak interactions. The so called spontaneous symmetry breaking allows the quanta of these gauge fields, the  $W$  and  $Z$  bosons [7,8], to acquire a finite mass. The photon, the particle which mediates the electromagnetic interaction, remains massless. The *Higgs* boson is one of only two particles in the SM which have not yet been directly observed (the other is the  $\nu_\tau$ , although there is indirect evidence of its existence). Although the SM does not predict the *Higgs* mass, a lower limit  $\sim 100 \text{ GeV}/c^2$  is set by LEP II data [19], and theoretical considerations prefer Higgs masses not higher than a few hundred  $\text{GeV}/c^2$ .

At the Tevatron [20], a search for the *Higgs* boson is hard due to the small production cross section and the huge backgrounds that do not allow to see the signal clearly (see Figure 2.1). It is still interesting, however, to perform sensitivity studies at the Tevatron. The easiest production channel to observe at the Tevatron is the associated production of *Higgs* with weak ( $W$  or  $Z$ ) bosons. The *Higgs* boson coupling to the fermions increases with fermion mass, so the most likely decay in the mass range we are interested,  $M(H^0) \sim 100 \text{ GeV}/c^2$ , is  $H \rightarrow b\bar{b}$ . There are different possible final states depending on the decay of the associated vector boson (see Figure 2.3): two jets plus lepton plus missing transverse energy (leptonic channel) and four jets (hadronic channel). In the former, the presence of a highly energetic, isolated lepton makes it relatively easy to reduce the background, while the latter has a larger production cross section times branching fraction, but it also has a huge amount of irreducible QCD background. CDF has searched for the *Higgs* boson in both final states, setting upper limits on the production cross sections.

In the analysis of the leptonic final state, a small excess of the data over the estimated background was observed in the dijet invariant mass distribution. The significance of this excess is  $1.5\sigma$ . An analysis in the hadronic channel was performed to look for the same excess, but none was observed. From both analyses, upper limits were set on the production cross sections. This work collects these two searches, giving special attention to the hadronic final state and the combination of the two final states.

As was said above, the standard *Higgs* boson may not be found, which could be an indication of new physics. Many theories give different explanations for the fact that the fundamental particles are massive. Among many of these theories, we study one of them, *Technicolor* [13], which tries to explain the mass of particles through a dynamical symmetry breaking. This theory was originally based on QCD scaled up to 1 TeV in order to get the right masses, but it has evolved is now different from QCD theory. In particular, the model we are interested in is *Multiscale Topcolor Assisted Walking Technicolor* (to explain the large mass of the top) [17, 18, 35–37]. This model predicts color singlet resonance states, *Technirho* and *Technipion*, which are produced at the Tevatron with a cross section that can be observed,  $\sim 1\text{--}15\text{ pb}$  (see Figure 2.5). These particles can be produced through a Drell-Yan process in hadronic collisions. In order to parameterize the production cross section, a model is used in which two isovector *Technipions* are produced through a s-channel decay of the resonance isotriplet *Technirho* vector meson. These *Technipion* states are a mixture of longitudinal weak bosons,  $W_L$  and  $Z_L$  with the mass eigenstate triplet,  $\pi_T^{0,\pm}$  [35]. We assume that the lighter isotriplet,  $\rho_T$ , decays to a pair of these *Technipion* states,  $|\Pi_T\rangle = \sin\chi|W_L\rangle + \cos\chi|\pi_T\rangle$ , where  $\sin\chi = F_T/F_\pi \ll 1$  and  $F_T$  is the decay constant of  $\Pi_T$ . This leads to the following decay modes:

$$\begin{aligned} q\bar{q}' &\rightarrow W^\pm \rightarrow \rho_T^\pm \rightarrow W_L^\pm Z_L; W_L^\pm \pi_T^0; \pi_T^\pm Z; \pi_T^\pm \pi_T^0 \\ q\bar{q}' &\rightarrow \gamma Z \rightarrow \rho_T^0 \rightarrow W_L^+ W_L^-; W_L^\pm \pi_T^\mp; \pi_T^+ \pi_T^- \end{aligned}$$

As with the *Higgs* boson, the *Technipion* coupling to the fermions increases with the fermion masses, and therefore the decays are mostly to  $b\bar{b}$  or  $bc$  if it is charged. These decay modes result in the same two final states mentioned above, where the leptonic final state comes only from the  $W\pi_T$  decay mode,  $W \rightarrow l\nu$  (see Figure 2.7) and the hadronic final state comes from all the decay modes with  $W/Z \rightarrow jj$  (see Figure 2.6).

We searched for these two resonances,  $\rho_T$ ,  $\pi_T$ , in the leptonic final state [105]. This work excludes at 95% C.L. a region in the  $M(\rho_T)$ ,  $M(\pi_T)$  plane. In an attempt to extend the sensitivity to this model, we performed an analysis using the hadronic channel in a different mass region. This channel results from  $\rho_T$  decay modes where only jets are found in the final state, mainly  $\rho_T \rightarrow W\pi_T$ ,  $\pi_T\pi_T$ . The theoretical cross sections for these processes are  $\sim 5\text{--}15\text{ pb}$ . We perform this analysis encouraged by the upper limits obtained in the hadronic channel *Higgs* search. We set 95% C.L. upper limits in the production cross section and we also combined the two channels in the same mass region as the hadronic channel.

The goal of this work is to search for particles which are related in one way or another with the explanation for the masses of the fundamental particles, trying to find a significant signal or, in the lack of it, seeing the sensibility of the experiment to the model under study.

The following gives a brief summary of this work. First, we describe the sample and the selection criteria used for the searches, then we describe the backgrounds and the signal efficiencies, and finally we present the results. The main concern of this work is the hadronic channel, the four jet final state. We will describe this sample first, and then we will describe the leptonic sample. The result from both channels will be combined to give final limits on the production cross section for the two processes (*Higgs* and *Technicolor*).

## Hadronic Channel

### Data samples and backgrounds

As mentioned earlier, we search for processes where the *Higgs* and *Technicolor* particles are produced in association with the electroweak bosons, giving 4 jets in the final state. In the *Higgs* case, the final state corresponds to the process  $p\bar{p} \rightarrow W/Z + H$  with  $H \rightarrow b\bar{b}$  and  $W/Z \rightarrow jj$ , while in the *Technicolor* case we have more possibilities:  $W/Z + \pi_T$ ,  $\pi_T\pi_T$  y  $WW, WZ$  with  $\pi_T^0(\pi_T^\pm) \rightarrow b\bar{b}(b\bar{c})$  and  $W/Z \rightarrow jj$ .

A sample collected by a dedicated multijet trigger is the most adequate for these searches, although this trigger was conceived and optimized for the all hadronic top analysis, with six jets and high total transverse energy in the final state (see Figure 4.5 and 4.6). The multijet sample contains mostly QCD events with jets coming from light quarks and gluon hadronization. The multijet trigger requires 4 calorimeter tower clusters with  $E_T^{L2\,clus} \geq 15$  GeV and  $\Sigma E_T^{L2\,clus} \geq 125$  GeV.

The trigger efficiency has been studied in detail to check against real data [66, 68]. Unfortunately, the statistics of the data are not enough to check the two requirements (multijets and  $\Sigma E_T^{L2\,clus}$ ) at the same time. The two requirements were studied separately using different data samples, after verifying that the requirements are not correlated.

The trigger turn-on for the  $E_T^{L2\,clus}$  threshold of the multijet part was studied using a muon sample [66]. The trigger efficiency was studied as a function of the  $E_T^{jet}$  for the reconstructed jets. The study shows that the turn-on curves from data and from simulation are different (see Figure 4.7): the simulation overestimates the efficiency for a  $E_T^{jet} \leq 25$  GeV. The thresholds in the simulation are increased from 15 GeV to 17 GeV to reproduce the data sample.

The trigger turn-on curve for the  $\Sigma E_T^{L2\,clus} \geq 125$  GeV was studied using a  $\Sigma E_T^{L2\,clus} \geq 175$  GeV data sample. A study exists for the turn-on curve of the data sample  $\Sigma E_T^{L2\,clus} \geq 175$  GeV

using real data [69], as a function of the  $\Sigma E_T^{jet}$  for the reconstructed jets with  $E_T \geq 10$  GeV. The trigger simulation was used to obtain the  $\Sigma E_T \geq 175$  GeV trigger efficiency and the result was compared to the trigger efficiency from the real data. It was found the trigger simulation gives significantly higher trigger efficiency at the threshold region (see Figure 4.9). This effect is compatible with what was observed before: the simulation overestimates the energy deposits in the calorimeters. In order to obtain a more realistic trigger efficiency curve for  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV, we decided to shift the  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 175$  GeV trigger efficiency curve, obtained from real data, by -50 GeV (see more details in [68]).

Finally, we also checked both requirement at the same time using Jet20 data [68]. The statistics are very poor but there is good agreement for the turn-on curve as a function of the  $\Sigma E_T^{jet}$  for the  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV requirement (see Figure 4.11).

After imposing the multijet trigger requirement, the selection criteria used to enhance the signal in the hadronic channel are:

1.  $\geq 4$  jet events with uncorrected jet  $E_T \geq 15$  GeV and jet  $|\eta| \leq 2.1$ .
2. At least two positive SECVTX tags among the 4 leading jets.
3. Topological cuts

For the identification of  $b$  jets, we use the SECVTX algorithm [81] with the standard top analysis cuts for tagging purposes (see Figure 5.3 to see the algorithm flow). The topology requirements are different for each search due the different kinematics and topology of each signal. We choose the requirements that give the higher signal efficiency in each case.

The dominant source of background in the multijet channel is QCD multijet production. We used PYTHIA (v5.6) Monte Carlo to generate the QCD( $b\bar{b}/c\bar{c}$ ) contribution to the multijet sample [102,104]. Events were then passed through QFL and a multijet trigger simulation using TRGSIM for the *Higgs* case [102]. For the *Technicolor* case the parameterization of the trigger was used [67,104]. Heavy quark production in QCD comes mostly from three sources: direct production, gluon splitting and flavor excitation (see Figure 5.9). The characteristic topology of these modes of production are (see Figure 5.10): 1) the  $b$  jets are relatively close, so the  $\Delta\Phi$  between them is small and therefore the invariant mass of the two  $b$  jet system is also small. This corresponds to gluon splitting ( $g \rightarrow b\bar{b}$ ) processes in the final state. 2) one  $b$  recoils against the other  $b$ , the angle between them is large and therefore the invariant mass of the two  $b$  jet system is large. This corresponds to direct production of  $b\bar{b}$  and to gluon splitting in the initial state. Figure 5.12 shows the distribution for the different components and for their sum.

The production cross section of heavy quarks in QCD is not well known, so the absolute normalization for this background is a free parameter in the fit to the data. In order to get the most reliable fit, we check that the data agree with the background. The kinematic distributions agree well, as shown in Figure 5.14. Figures 5.15 and 5.16 show the two structures in the data

too, but the relative size of the two regions is different in data and QCD [66], as can be seen in Figure 5.17. The disagreement is only quantitative (see Figure 5.18), so we can impose topological cuts to reduce one of the three components of QCD and do the analysis using a fitting technique. Other backgrounds are from hadronic  $t\bar{t}$  decays and  $Z + jets$  ( $Z \rightarrow b\bar{b}/c\bar{c}$ ) and fake double tagged jet events [67, 102, 104]. Backgrounds from other physics sources like  $Wb\bar{b}$ ,  $Wc\bar{c}$ ,  $Zb\bar{b}$ ,  $Zc\bar{c}$  are less than 1% in the data and they are not resonances, so they are neglected [94].

For the *Higgs* case, a  $P_T(b\bar{b}) \geq 50$  GeV/c cut is applied to further reduce background from QCD hard scattering  $2 \rightarrow 2$  processes. Monte Carlo studies [66, 102] show that this cut discriminates against direct  $b\bar{b}$  production with a  $\sim 80\%$  efficiency for the signal. For the *Technicolor* case, this requirement is very inefficient due to its particular topology. A  $\Delta\Phi(b\bar{b})$  cut is applied to discriminate against the gluon splitting production component of QCD hard scattering processes. Studies show that the signal efficiency for this cut is  $\sim 75\text{-}90\%$  [67, 104].

## Signal efficiencies

### *Signal efficiencies for the Higgs case*

The signal efficiency is measured using Monte Carlo samples generated using  $W^\pm/Z + H^0$  PYTHIA events, and processed through QFL and the multijet trigger simulation. For the *Higgs* the trigger simulation is corrected for the multijet requirement, but the  $\Sigma E_T^{L2\text{clus}}$  trigger requirement is not touched, since this signal is not so sensitive to the trigger turn-on. The mass of the  $H^0$  is varied from 70 to 140 GeV/c<sup>2</sup> in 10 GeV/c<sup>2</sup> intervals. The *Higgs* boson is forced to decay to  $b\bar{b}$  pairs. The vector bosons are forced to decay hadronically. The CLEO Monte Carlo program is used for the modeling of  $b$  quark decays.

We define our total efficiency,  $\varepsilon_{tot}$ , as the product of the following factors:

$$\varepsilon_{total} = \varepsilon_{trigger} \times \textit{Acceptance} \times \varepsilon_{tagging} \times \varepsilon_{P_T(b\bar{b})} \times BR(W \rightarrow q\bar{q}')$$

where  $\varepsilon_{trigger}$  is the trigger efficiency derived from Monte Carlo events and estimated to be between  $\sim 8\%$  for low *Higgs* masses ( $M_{H^0} = 70$  GeV/c<sup>2</sup>) to  $\sim 30\%$  for high *Higgs* masses ( $M_{H^0} = 130$  GeV/c<sup>2</sup>); the L2  $\Sigma E_T$  trigger requirement is the main inefficient component of the trigger, biasing the signal towards large values of  $P_T(H^0)$ ; *Acceptance* includes the geometric and kinematic selection for jets ( $N_{jets} \geq 4$  jets) with a  $E_T^j \geq 15$  GeV and  $|\eta^j| \leq 2.1$ , and it is calculated after the trigger has been applied;  $\varepsilon_{tagging}$  is the double  $b$ -tag efficiency [94, 104];  $\varepsilon_{P_T(b\bar{b})}$  represents the efficiency of the  $P_T(b\bar{b})$  cut, and  $BR(W \rightarrow q\bar{q}') = 0.67$ . Table 6.2 shows the value of each individual component as a function of the Higgs mass. The errors are statistical and systematic. Systematic uncertainties for  $\varepsilon_{trigger}$ , *Acceptance*, and  $\varepsilon_{P_T(b\bar{b})}$  arise mainly from QCD radiation modeling. The uncertainties in the scale factors are also included in the systematics for the  $b$ -tag efficiency.

The total efficiencies vary from 0.62% for  $M_{H^0} = 70 \text{ GeV}/c^2$  to 2.23% for  $M_{H^0} = 140 \text{ GeV}/c^2$  with a relative uncertainty between 20% to 30%.

### *Signal efficiency for the Technicolor signal*

Signal Monte Carlo,  $\rho_T \rightarrow jjjj$ , was generated using PYTHIA v6.115 [72], and passed through QFL. The multijet trigger is corrected for the two requirements. In this analysis, a detailed study of the trigger is very important because  $\sqrt{s}$  of the hard collision corresponds to the *Technirho* resonance, while in the SM *Higgs* analysis  $\sqrt{s}$  is continuous. The *Technirho* mass range of 140-240 GeV gives relatively high cross sections (60 - 5 pb, respectively). At higher  $\sqrt{s}$  the cross section for *Technirho* production is very small, while the *Higgs* production cross section stays relatively flat (note however that the overall *Higgs* cross section is very small). This difference in the  $\sqrt{s}$  behavior becomes important when we take the trigger efficiency into account. We have a rather high  $\sum E_T^{L2clus}$  trigger threshold, very close to the *Technirho* mass region. This has two consequences: a) the *Technicolor* particle search has lower sensitivity from a given trigger efficiency curve, b) *Technicolor* particle detection is more sensitive to the trigger turn-on curve.

We generated several  $M_{\rho_T}$  and  $M_{\pi_T}$  mass combinations. The points chosen were close to the region already excluded by the leptonic channel using a counting experiment [71]. The cross sections are around 10-5 pb. We also choose some points where the  $\pi_T\pi_T$  decay is dominant. All of these combinations have a resonance, the  $\rho_T$ , which is slightly boosted because of the trigger requirement. The two objects decaying from the  $\rho_T$  are produced nearly at rest, so the angle between them is relatively large. A different number of  $b$ 's are produced in the final state depending on the dominant channel in each of the mass combinations:

1. If the  $\pi_T\pi_T$  channel is dominant, we will have up to 3  $b$ 's in the final state (heavy quarks from the  $W$  and  $Z$  boson decays are not taken into account).
2. If the  $W\pi_T$  channel is dominant, we will have up to 2  $b$ 's in the final state (heavy quarks from the  $W$  and  $Z$  boson decays are not taken into account).

We calculate the signal acceptance for each  $M_{\rho_T}$ ,  $M_{\pi_T}$  combination [67, 104]. We define the total efficiency as the fraction of signal events:

$$\varepsilon_{total} = \varepsilon_{trigger} \times \textit{Acceptance} \times \varepsilon_{tagging} \times \varepsilon_{\Delta\Phi_{b\bar{b}}}$$

where  $\varepsilon_{\Delta\Phi_{b\bar{b}}}$  represents the efficiency of the  $\Delta\Phi$  cut and the other factors are the same as for the *Higgs*. The main sources of the systematic uncertainty are QCD radiation modeling and the scale factor for the doubled  $b$ -tag requirement. The total efficiencies vary from 0.2% to 0.5% for the different mass combinations studied, with a  $\sim 15\%$  systematic uncertainty.

Tables 6.2 and 6.3 show the signal efficiencies, the relative efficiency for each requirement, and the total efficiency, with the statistical and systematics uncertainties. In general, the efficiencies are mass dependent (mass combination for the *Technicolor* case). This dependence comes mainly from the trigger efficiency and also from the topological requirements.

The efficiencies are low, especially for the *Technicolor* analysis, due to trigger and double  $b$ -tagging requirements. The trigger is not optimized for these searches, but rather for events with higher multiplicity and higher total transverse energy. The next run will have a new specific trigger for these analyses, where the number of clusters will be reduced and the  $\Sigma E_T^{L2\text{clus}}$  threshold will be lower. This is especially important for the *Technicolor* search, where trigger efficiency falls in the lower  $\rho_T$  mass region where the  $\rho_T \rightarrow \pi_T \pi_T$  cross section is higher.

The double  $b$ -tagging is low due to the SVX' acceptance. The efficiency to identify at least one  $b$ -tagged jet is  $\sim 45\%$ , so one would expect a double  $b$ -tagging efficiency of around 20%. Instead, we find  $\sim 14\%$  for the *Higgs* case. This difference is due to correlations between the two  $b$  jets in the event. The SVX' geometric acceptance is about 25 cm on each side of the nominal interaction point. The efficiencies for the *Technicolor* case are lower than in the *Higgs* case even for the mass combination where the  $\pi_T \pi_T$  channel is dominant. For this channels the jets are less energetic than for the *Higgs* case<sup>1</sup>. For the combinations where the  $W \pi_T$  channel dominates, only  $\sim 50\text{-}60\%$  of the events have 2  $b$  jets, and they are generally less energetic. For the next run, this efficiency will improve enormously because the SVX will extend its acceptance and improve the resolution.

## Production Cross Section Limits

Finding no evidence for an excess of events in the final distributions, limits on the production cross section for a neutral scalar produced in association with a vector boson are set. The limits are calculated as a function of the particle (*Higgs*) mass. We assume the data contain only contributions from QCD  $2 \rightarrow 2$  background processes, fake double tags,  $t\bar{t}$ ,  $Z + jets$  ( $Z \rightarrow b\bar{b}/c\bar{c}$ ), and signal  $W/Z + H^0$  events. In this way, the invariant mass distribution of the two tagged jets,  $N^D$ , may be written as:

$$\frac{dN^D}{dM_{b\bar{b}}} = \alpha N^{signal} + \beta N^{QCD} + \gamma N^{fakes} + \omega N^{t\bar{t}} + \epsilon N^{Zjj}$$

where  $N^{signal}$ ,  $N^{QCD}$ ,  $N^{fakes}$ ,  $N^{t\bar{t}}$ , and  $N^{Zjj}$  represent the contribution from signal, QCD background, fake double tags,  $t\bar{t}$ , and  $Z + jets$  events respectively. Using a binned maximum likelihood fit, the invariant mass distribution of the data is fit to a combination of these different

---

<sup>1</sup>Note that the algorithm is less efficient for low  $E_T$  jets.

components [102, 104]. The likelihood function is defined as:

$$\mathcal{L}^* = -\ln \mathcal{L} = -\ln \left( \prod_i \mathcal{P}_i \right) + \frac{(\gamma - \gamma_0)^2}{2\Delta\gamma^2} + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\Delta\omega^2} + \frac{(\epsilon - \epsilon_0)^2}{2\Delta\epsilon^2}$$

$$\mathcal{P}_i = \frac{\mu_i^{n_i} \exp(-\mu_i)}{n_i!}$$

where  $\mathcal{P}_i$  represents the probability of observing  $n_i$  data events in the  $i$ -th mass bin when the predicted average,  $\mu_i$ , is given by:

$$\mu_i = N^D [\alpha f_i^{signal} + \beta f_i^{QCD} + \gamma f_i^{fakes} + \omega f_i^{t\bar{t}} + \epsilon f_i^{Zjj}]$$

$f_i^{signal}$  and  $f_i^{QCD}$  are the shapes of the signal and QCD background distributions, respectively.

They are determined by Monte Carlo and normalized to unit area.  $f_i^{fakes}$  is the shape of the fake double tag distribution obtained from the multijet parameterization [88, 94, 102].  $f_i^{t\bar{t}}$  and  $f_i^{Zjj}$  are the normalized shapes of the  $t\bar{t}$  and  $Z + jets$  ( $Z \rightarrow b\bar{b}/c\bar{c}$ ) Monte Carlo distributions, respectively. The normalizations of the fake,  $t\bar{t}$  and  $Zjj$  contributions are constrained using Gaussian distributions with mean and width given by the estimated expected numbers and uncertainties.

- For the *Higgs* case, these are:

$$\begin{aligned} \gamma_0 \pm \Delta\gamma &= (89 \pm 11)/589 = 0.153 \pm 0.018 \\ \omega_0 \pm \Delta\omega &= (26 \pm 7)/589 = 0.044 \pm 0.011 \\ \epsilon_0 \pm \Delta\epsilon &= (17 \pm 4)/589 = 0.029 \pm 0.007 \end{aligned}$$

Figure 7.3 shows the distributions of the different contributions used in the fit. Figure 7.5 shows the distributions for the different *Higgs* masses.

- For the *Technicolor* case, these are:

$$\begin{aligned} \gamma_0 \pm \Delta\gamma &= (81 \pm 10)/389 = 0.21 \pm 0.03 \\ \omega_0 \pm \Delta\omega &= (25 \pm 4)/389 = 0.06 \pm 0.02 \\ \epsilon_0 \pm \Delta\epsilon &= (8 \pm 2)/389 = 0.02 \pm 0.01 \end{aligned}$$

Figure 7.7 shows the distributions of the different contributions used in the fit. Figure 7.8 shows the distributions for the different *Technirho* masses.

By performing the fit in this way we are relying on the shapes of the mass distributions. The fractions  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\omega$ , and  $\epsilon$  should add up to unity within Poisson statistics.

Figure 7.6 and Table 7.1 show the invariant mass distribution,  $M_{b\bar{b}}$ , for the data together with the results of the fit for different particle masses for the *Higgs* case. Figure 7.9 and Table 7.2 show the same information for the *Technicolor* case. 95% confidence level upper limits on the production cross sections as a function of the particle masses are obtained by integrating the likelihood functions over the fit parameter  $\alpha$  corresponding to the signal fraction. The value of  $\alpha$  corresponding to 95% of the likelihood area,  $\alpha_{95\%}$ , is then the upper limit on the fraction of predicted signal events.

$$\sigma \times BR = \frac{N^{signal}}{\int \mathcal{L} dt \epsilon_{tot}}$$

where  $\int \mathcal{L} dt$  is the total integrated luminosity and  $\epsilon_{tot}$  is the total acceptance as a function of the signal mass.

For the *Higgs* case, we set limits on the  $\sigma \times BR(H^0 \rightarrow b\bar{b})$ . For the *Technicolor* case the limits are more complicated because there are several  $\rho_T$  decay channels. We set limits on:

$$\begin{aligned} \sigma_{fitting} \equiv & \sigma(\rho_T^0) \cdot BR(\rho_T^0 \rightarrow W^\pm \pi_T^\mp) \cdot BR(W \rightarrow jj) \cdot BR(\pi_T^\pm \rightarrow bc) + \\ & \sigma(\rho_T^\pm) \cdot BR(\rho_T^\pm \rightarrow W^\pm \pi_T^0) \cdot BR(W \rightarrow jj) \cdot BR(\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b}) + \\ & \sigma(\rho_T^\pm) \cdot BR(\rho_T^\pm \rightarrow \pi_T^0 \pi_T^\pm) \cdot BR(\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b}) \cdot BR(\pi_T^\pm \rightarrow bc) + \\ & \sigma(\rho_T^0) \cdot BR(\rho_T^0 \rightarrow \pi_T^\pm \pi_T^\mp) \cdot BR(\pi_T^\pm \rightarrow bc) \cdot BR(\pi_T^\mp \rightarrow bc) + \\ & \sigma(\rho_T^\pm) \cdot BR(\rho_T^\pm \rightarrow Z \pi_T^\pm) \cdot BR(Z \rightarrow jj) \cdot BR(\pi_T^\pm \rightarrow bc) + \\ & \sigma(\rho_T^0) \cdot BR(\rho_T^0 \rightarrow WW) \cdot BR(W \rightarrow jj) \cdot BR(W \rightarrow jj) + \\ & \sigma(\rho_T^\pm) \cdot BR(\rho_T^\pm \rightarrow WZ) \cdot BR(W \rightarrow jj) \cdot BR(Z \rightarrow jj) \end{aligned}$$

## Systematics in the Cross Section Limits

To include the systematics we follow the procedure described in [102, 104]. We identify the different sources of systematic uncertainty, and vary each of the corresponding parameters by  $\pm 1\sigma$  in the cross section fits for each particle mass. The result in the variation of the 95% confidence level upper limit,  $\Delta\alpha_{95\%}$ , was measured and all sources of systematics were then added in quadrature. The resulting total uncertainty,  $\Delta\alpha_{95\%}^{total}$ , was used to convolute the likelihood function with a Gaussian distribution whose width is given by  $\Delta\alpha_{95\%}^{total}$ . We also developed an alternative algorithm that incorporates separately efficiency and shape systematic effects (see [94] for a detailed description). The differences compared to the previous method are minimal. Limits deteriorate by at most 2 pb. We used this method for the *Higgs* analysis in order to be conservative. For the *Technicolor* case the differences were negligible.

We have studied several sources of systematics which affect both the acceptance for the signal and the shapes of the various template distributions. The largest effects arise from the *b*-tagging

efficiency, modeling of QCD radiation, and background shape uncertainties. Systematic effects due to details of the fit were investigated by repeating the fit with different binnings. These variations resulted in a small effect on the central fit values of  $\sim 6\%$ , and had little impact on the limit results ( $< 1\%$ ).

Table 7.3 shows the summary of all the sources of uncertainties and their value as a function of the *Higgs* mass. Table 7.4 shows for all the mass combinations for the *Technicolor* case. In the last case, we applied the same total systematic uncertainty for all the mass combinations. The total number is the higher systematic uncertainty, in order to be conservative.

The upper limits found once the systematic uncertainties are included are shown in Table 7.5 for the *Higgs* case and Table 7.6 for the *Technicolor* case. Figure 7.12 shows 95% C.L. upper limits on  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow VH)$ . The upper limits in the production cross section for the two cases are higher than the theoretical predictions, and therefore the particle masses cannot be enclosed by this search.

The upper limits on the cross sections are about two orders of magnitude higher than the predictions for both searches. However, these results are still interesting because they show the sensitivity to these models in CDF and provide important guidance for the upcoming Tevatron run. Besides higher luminosity and significant detector improvements, we will have the ability to trigger on hadronic *b* decays by way of charged track impact parameter information. This hadronic *b* trigger, along with lower trigger energy thresholds will significantly improve our sensitivity to these models.

## Leptonic Channel

### Data samples and backgrounds

We analyzed all the data from Run 1A and Run 1B corresponding to a total integrated luminosity of  $109 \pm 7 \text{ pb}^{-1}$ . The data samples used for this analysis are stream 2 for Run1A and stream A for Run1B. These are inclusive high  $P_T$  central electron and central muon samples [71, 82, 114].

- *W* Selection For the *W* samples, events must pass the following requirements:
  1. A good isolated high  $P_T$  electron or muon.
  2. Good run (BADRUN Flag = 15 or -1)
  3.  $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$ , corrected (MET(4)).
  4. Trigger path requirement.
  5. All dilepton top candidates are removed (use TOPFND code).

6.  $Z^0$  Veto: invariant mass of two electrons or two muons falls within  $75 \text{ GeV}/c^2$ , to  $105 \text{ GeV}/c^2$ .

- Extended Dilepton Removal:  $P_T$  ( $>15 \text{ GeV}/c$ ) isolated track and opposite charge from the primary lepton charge.
- Jet Selection: 2 jets, in  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  of 0.4,  $E_T > 15 \text{ GeV}$  and  $|\eta| < 2.0$ , in the  $W$  sample.
- SVX  $b$  quark Tagging: At least one  $b$ -jets identified by SECVTX algorithm.

For the case of the *Higgs*, the events are separated in two classes: events with only one  $b$ -tagged jet and events with at least 2  $b$ -tagged jets, where the second  $b$ -tagged jet can be identified with other algorithm like SLT. 42 events are selected from  $109 \text{ pb}^{-1}$  of CDF data with the  $W + 2$  jets with at least one  $b$ -tagged.

For the *Technicolor* case additional cuts are applied. The TC signal search region has the characteristic that  $M(\pi_T) + M(W) \simeq M(\rho_T)$ . In this case, *Technipions* are produced nearly at rest, and consequently they produce a narrow  $\Delta\phi(jj)$  and  $P_T(jj)$  distribution compared to the background distributions. The  $\Delta\phi(jj)$  distribution of the TC signal is mostly back-to-back, whereas the background has a flatter distribution. The  $P_T(jj)$  of the TC signal is distributed mainly in the smaller  $P_T$  region with respect to the background. The cuts are applied on the azimuthal angle between two jets,  $\Delta\phi(jj)$ , and the  $P_T$  of the dijet system,  $P_T(jj)$  [71]. The final criteria to select the TC signal is to apply the mass window cuts on the selected event samples. We fit the TC signal  $M(jj)$  and  $M(Wjj)$  to Gaussian distributions to compute each mean value and standard deviation ( $\sigma$ ). We require  $M(jj)$  and  $M(Wjj)$  to be within  $\pm 3\sigma$  from the mean values.

Table 5.2 summarizes the number of events for each background process. The main background processes are  $Wb\bar{b}/c\bar{c}$ ,  $t\bar{t}$  and fakes. The total number of expected background in the  $W + 2$  jet with  $b$ -tag sample [71, 113] is  $31.6 \pm 4.3$ .

## Signal efficiencies

The total acceptance is defined as the fraction of signal events that pass all the selection requirements. It can be factorized as:

$$\epsilon_{W+2jet\ b\text{-tag}} = A_{kin,geom} \cdot \epsilon_{trig} \cdot \epsilon_{leptonID} \cdot \epsilon_{dil,Z^0\ removal} \cdot \epsilon_{b\text{-tag}} \cdot SF_{ID} \cdot SF_{b\text{-tag}}$$

where [71, 113]

- $A_{kin,geom}$  :  $A_{l\_fid}$  ,  $A_{E_{T_l}}$  ,  $A_{l\_iso}$  ,  $A_{\cancel{E}_T}$  ,  $A_{2\ jet}$  , and  $A_{zvtx}$  are:
  - $A_{l\_fid}$  : fiducial acceptance for leptons

- $A_{E_{T_l}}$  : lepton transverse energy  $E_T > 20 \text{ GeV}$
  - $A_{l\_iso}$  : lepton isolation  $Iso(0.4) < 0.1$
  - $A_{\cancel{E}_T}$  :  $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$
  - $A_{2 \text{ jet}}$  : exclusive 2 jet selection described in Section 3.5
  - $A_{z \text{ vtx}}$  :  $z$  vertex cut  $|z| < 60 \text{ cm}$
- $\epsilon_{trig}$  : trigger efficiency
  - $\epsilon_{leptonID}$  : lepton ID efficiency
  - $\epsilon_{dil, Z^0 \text{ removal}}$  :  $t\bar{t}$ ,  $Z^0$ , and extended dilepton removal efficiency
  - $\epsilon_{b\text{-tag}}$  :  $b$ -tagging efficiency

Figures 6.6 and 6.7 show the efficiency for the  $W + 2$  jets selection. For the *Higgs* case, the efficiency increase with the *Higgs* mass from 0.53%(0.17%) to 1.1%(0.42%) for the one (two)  $b$ -tagged jets when the *Higgs* masses increase from 70  $\text{GeV}/c^2$  to 120  $\text{GeV}/c^2$ . For the *Technicolor* case, this selection efficiency is nearly independent from the mass combination under study,  $\sim 1\%$ . The biggest inefficiency for this selection is the kinematic and geometric acceptance. For the case of the *Technicolor* we have to take into account the additional cuts. The topological cuts significantly reject background without significantly reducing *Technicolor* signal efficiency: they are  $\sim 80\text{-}90\%$  efficient for the different mass combinations. The mass window cut is more than 95% efficient for all mass combinations. After these requirements, the total efficiency varies from 0.62% to 1.02% for all mass combinations.

## Production Cross Section Limits

We now describe the limits set on the production processes using the leptonic channels.

### *Limits for the Higgs case*

Cross section limits are set on  $p\bar{p} \rightarrow HW$  as a function of the *Higgs* mass by combining the counting experiment with the dijet mass distribution information [114]. The data consist of QCD, top and  $WH$  events for both single and double tagged events. A binned maximum likelihood technique is used to estimate the number of  $WH$  signal events by constraining the number of background events to the observed one within the statistical and systematic uncertainties on the acceptance and background calculations. The expected number of events in each bin is given by:

$$\mu = f_{QCD} \cdot N_{QCD} + f_{top} \cdot N_{top} + f_{H^0} \cdot (\epsilon \cdot L \cdot \sigma_{WH^0})$$

where  $f_{QCD}$ ,  $f_{top}$ ,  $f_{H^0}$  are the expected fraction of events in this bin predicted by the Monte Carlo.  $N^{QCD}$ ,  $N^{top}$  are the expected number of QCD and top events.  $\varepsilon$ ,  $L$  and  $\sigma_{WH^0}$  are the efficiency, luminosity and the production cross section for the  $WH^0$ , respectively. The likelihood is:

$$T = \mathcal{G}(L, \bar{L}, \sigma_L) \cdot \mathcal{G}(N^{QCD}, \overline{N^{QCD}}, \sigma_{QCD}) \cdot \mathcal{G}(N^{top}, \overline{N^{top}}, \sigma_{top}) \\ \cdot \mathcal{G}(\varepsilon, \bar{\varepsilon}, \sigma_\varepsilon) \cdot T_{single} \cdot T_{double}$$

where each individual likelihood is of the form of  $T = \Pi P(\mu_i, N_i)$ ,  $\mathcal{G}(x, \bar{x}, \sigma)$  is a Gaussian with mean  $\bar{x}$  and RMS  $\sigma$ , and  $P(\mu, n)$  is the Poisson probability for  $n$  observed with expected mean  $\mu$ .

The main sources of systematic uncertainty for this search are initial and final state radiation ( $\pm 20\%$ ), jet energy scale ( $\pm 10\%$ ),  $b$ -tag efficiency (9%), the weighted average of the trigger efficiency for the electron and muon ( $\pm 5\%$ ), and detector resolution effects ( $\pm 5\%$ ). Other sources such as jet energy corrections and background shape of the dijet invariant mass distribution were found to have a negligible effect for the final result. The fitted results together with the 95% C.L. upper limit are shown in Figure 7.13.

### ***Limits for the Technicolor case***

In this case, we set cross section limits on:

$$\sigma_{counting} \equiv \sigma(\rho_T^0) \cdot BR(\rho_T^0 \rightarrow W^\pm \pi_T^\mp) \cdot BR(\pi_T^\pm \rightarrow bc) + \\ \sigma(\rho_T^\pm) \cdot BR(\rho_T^\pm \rightarrow W^\pm \pi_T^0) \cdot BR(\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b})$$

using the following formula [71]:

$$\sigma_{95\% \text{ limit}} = \frac{N_{95\% \text{ limit}}}{109 \text{ pb}^{-1} \cdot \varepsilon_{total} \cdot BR(W \rightarrow e\nu, \mu\nu)}$$

where  $\sigma_{95\% \text{ limit}}$  is the 95% confidence level (C.L.) limit of the *Technicolor* production cross section,  $N_{95\% \text{ limit}}$  is the 95% C.L. limit of the number of TC signal events on the background, and  $\varepsilon_{total}$  is the total efficiency of the TC signal detection.

We used a simple Monte Carlo to determine the  $N_{95\% \text{ limit}}$ . This Monte Carlo first determines the number of background events and the number of signal events in a trial from Poisson distributions with means  $N_{background}$  and  $N_{signal}$ , respectively. These means are varied within Gaussian distributions with widths given by their errors (truncated at zero). The confidence level for the limits is given by the fraction of kept trials which have a total number of events exceeding the observed number. The value for  $N_{signal}$  is scanned until the confidence level is 95%. We set 95% C.L. upper limits on  $\sigma_{counting}$ , taking into account a total 27% and 14% systematic

uncertainty in the signal efficiency and background estimation, respectively. The  $\sigma_{counting}$  is defined as  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \rho_T \rightarrow W\pi_T)$  times the branching ratio (BR), where BR includes  $\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b}$  and  $\pi_T^\pm \rightarrow \bar{b}c$ . The dominant sources of systematic uncertainty are initial state radiation (10%) and final state radiation (19%). Table 7.7 shows the systematic uncertainties for several sources [71].

Table 7.8 shows  $N_{signal}$ ,  $N_{background}$ ,  $N_{data}$  and 95 % C.L. upper limits on the number of signal events and on the production cross section for all mass combinations. As a summary plot, Figure 7.14 shows the 95 % C.L. excluded region as a filled area in the  $M(\pi_T)$  vs.  $M(\rho_T)$  space.

## Combining the limits with the leptonic analysis

We now describe the combined results of the two channels for the two models studied, namely *Higgs* and *Technicolor*.

### Combined result for the Higgs model

To combine our results with the ones from [113], the leptonic analysis was first extended for  $M_H = 130$  and  $140$  GeV. One must also translate the  $WH$  limit into a  $VH$  limit. For this one needs to calculate the ratio of the efficiency and production cross section for  $ZH$  to  $WH$ . One can then calculate the new limits, which are summarized in Figure 7.15. The data from both channels is then fitted simultaneously. Correlated systematics from luminosity, QCD radiation and  $b$ -tag efficiency were taken into account coherently. All other sources were considered uncorrelated [102].

The combined results are shown in Table 7.10. The final result is a cross section limit nearly independent of the Higgs mass. As for the individual channel results, this is higher than the theoretical cross section, but the limit generally improves. The *Higgs* mass therefore does not have any constraint from this search.

### Combined result for the Technicolor model

To combine our result with the ones from [71], we have to do a shape analysis using the leptonic channel in the same region of the  $M(\rho_T)$ ,  $M(\pi_T)$  plane as in the multijet channel. We use the  $W + 2$  jets selection, but the  $\Delta\phi(jj)$  and  $P_T(jj)$  requirements are not applied in order to have sufficient statistics to fit the dijet mass distribution. From this new analysis we get a likelihood. The results from the fit are shown in Figure 7.16. The fits prefer signal for all the  $M_{\rho_T}$ ,  $M_{\pi_T}$  combinations. The excess of signal from background expectations is at most  $1.9 \sigma$

for the mass combinations under study. We extract the 95% C.L upper limit in the same way as in the multijet case. Table 7.11 shows the result. As in the *Higgs* case, we need to calculate the ratio of theoretical cross section for the two processes [67]. The strategy is as follows: 1) Two different likelihoods, one from each channel, convoluted with the uncorrelated systematic uncertainties, 2) multiply these two, 3) the resulting likelihood is convoluted with a Gaussian with the width of the correlated systematic uncertainties, 4) a 95% C.L. upper limit is obtained from the integration of this likelihood up to 95% of the total area.

The systematic uncertainties from individual channels have already been described. Table 7.12 summarizes the systematic uncertainties from both channels, indicating the correlated and uncorrelated contributions. To be conservative, we take the larger of the two channels for the correlated systematics. The integration of the combined likelihoods taking into account the systematic uncertainties gives a 95% C.L upper limit in the production cross section. The result is not better than for the individual channels. This is because the fit from the leptonic mode prefers some signal contribution and because of the large systematics. The results of the combined limits are shown in Table 7.13.

## Conclusions

A search for neutral heavy scalar particles produced in association with a vector boson has been performed in the hadronic channel [94, 102, 103] as well as a search for *Technicolor* particles,  $\rho_T$   $\gamma$   $\pi_T$  in the hadronic channel [67, 104, 105].

The run 1B multijet trigger data sample is used. Different Monte Carlo samples were used to study the selection criteria and backgrounds. These samples were processed with a detector simulation, QFL, and a trigger simulation. To get the right trigger turn-on detailed study was performed using different samples of real data.

Topological cuts were applied to optimize the signal significance in each case while keeping a high efficiency. The main background is QCD heavy quark production. We have studied the characteristics of these events using the  $b$  quark kinematic properties. We observed that the kinematics of the different processes of heavy quarks in QCD are well modeled by the generators, although the relative amounts of each process do not agree with those observed in the data. This prevents us from performing a standard analysis, and instead we used a shape analysis. This type of analysis requires a good understanding of the background shape, which is only possible if only one of the QCD process is chosen applying the selection criteria which are the most adequate for each signal.

From Monte Carlo samples, we have calculated the signal efficiencies for each requirement. The detection efficiencies are, in general, small due to the trigger and double  $b$ -tag criterium. The efficiencies vary with mass from 0.62% for  $M(H^0) = 70 \text{ GeV}/c^2$  to 2.23% for  $M(H^0) = 140$

GeV/c<sup>2</sup>, and from 0.16% to 0.53% for the different TC mass combinations. This dependence comes from the trigger and also, but less important, from the topological requirements. The trigger threshold requirements for the  $\Sigma E_T^{L2clus}$  is a critic point for the *Technicolor* case, because the trigger efficiency falls in the lower  $\rho_T$  mass region where the  $\rho_T \rightarrow \pi_T \pi_T$  cross section is higher. This efficiency is lower for the *Technicolor* case even for *Technipions* with a similar or higher mass than the *Higgs*. This is because the *Technipions* are produced through the  $\rho_T$  resonance, so the  $\Sigma E_T$  is fixed by its mass. For next run CDF foresees the inclusion of a specific trigger for these kind of searches. The low double *b*-tag efficiency is due to the limited acceptance of the SVX'.

For the multijets sample no significant deviation from expectations is observed in the data.

For the *Higgs* search, fitting the invariant mass distribution of two tagged jets in a sample of 4 or more jet events to a sum of QCD, fake double *b*-tags, top, *Z* + *jets*, and signal contributions, we show sensitivity to production cross sections of the order of 20 pb, depending on the new particle mass. The leptonic channels shows a similar sensitivity. We combine our results with the ones from [113,114], the data from both channels were then fitted simultaneously. Correlations between systematic uncertainties due to luminosity, QCD radiation, and *b*-tagging efficiency were taken into account. All other systematic uncertainties were considered uncorrelated. The 95% C.L. limits range from 16.8 to 17.2 pb for  $M(H^0) = 70$  GeV/c<sup>2</sup> and  $M(H^0) = 140$  GeV/c<sup>2</sup>. The sensitivity is about two orders of magnitude larger than the predicted cross section for standard model *Higgs* production, so no constraint on the *Higgs* mass can be obtained from this result.

For the *Technicolor* case, looking at the  $\rho_T^\pm \rightarrow W + \pi_T^0$  and the  $\rho_T^0 \rightarrow W + \pi_T^\pm$  decay modes, we have excluded at 95% C.L. a region in the  $M(\pi_T)$ ,  $M(\rho_T)$  plane around the area where the production cross section is  $\sim 10$  pb. Fitting the invariant mass of the two tagged jets to a sum of QCD, fakes, top, *Z*+*jets* and signal contribution, we set a 95% C.L. upper limit on the production cross section  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \rho_T \rightarrow jjjj)$  as a function of  $\rho_T$  and  $\pi_T$  mass. The limit is higher than the theoretical predictions with or without taking systematic uncertainties into account. We have also performed a search for *Technicolor* particles in the lepton + 2 jet channel and in the multijet channel using a fitting technique. We set a 95% C.L. upper limit on the  $\rho_T \rightarrow jjjj$  production rate in the the  $M_{\rho_T}$ ,  $M_{\pi_T}$  plane. One of the objectives was to extend the excluded region in the  $M_{\rho_T}$ ,  $M_{\pi_T}$  plane from the counting experiment in the lepton + 2 jets channel. The cross section limits we set here are higher than the theory prediction from the results with the individual channels and also from the combined results, so the excluded region remain as it was set by the leptonic channel using a counting experiment.

---

# Capítulo 1

---

## Introducción

En el Modelo Estándar (SM) de física de partículas, las interacciones entre los fermiones fundamentales (leptones y quarks) vienen mediadas por bosones *gauge* que obedecen a la simetría  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . De forma más específica, la interacción electrodébil se describe mediante una simetría *gauge*  $SU(2)_L \otimes U(1)$  rota espontáneamente. Esto conlleva la aparición de bosones vectoriales con masa, los  $W^\pm$  y  $Z^0$ , agentes intermediarios de la interacción débil. En el contexto del SM la ruptura de simetría conduce a la existencia de un nuevo campo escalar, el bosón de *Higgs*. El *Higgs* es prácticamente (a falta de la observación directa del  $\nu_\tau$ ) la única pieza faltante al SM. Es por ésto que su búsqueda y posible observación no sólo es una de las principales motivaciones para la construcción del nuevo colisionador LHC (*Large Hadron Collider*) del CERN, sino que constituye uno de los más importantes retos experimentales para los actuales colisionadores de partículas. Aunque el SM no predice la masa de este bosón, datos recientes de colisionadores  $e^+e^-$ , LEP-II, permiten acotar el límite inferior de masa en  $\sim 100$  GeV/ $c^2$ , y argumentos teóricos, basados en la consistencia del modelo, favorecen masas del *Higgs* no superiores a los pocos cientos de GeV/ $c^2$ .

En el Tevatron, a pesar de que la sección eficaz de producción es extremadamente pequeña, menor que 1 pb para  $M_H \geq 100$  GeV/ $c^2$ , ambos experimentos CDF y  $D\bar{O}$  han realizado análisis encaminados a la búsqueda del *Higgs*. Una de las motivaciones principales de estas búsquedas, en CDF, es la existencia de un ligero exceso de sucesos observado en la muestra de datos de  $W + 2\text{jets}$ , con  $W \rightarrow l\nu$ . Aunque el exceso,  $\sim 1.5\sigma$ , no es estadísticamente significativo, la especial sensibilidad de este tipo de sucesos a nueva física, en particular a determinados procesos de producción de *Higgs*, justifica el interés despertado y la necesidad de confirmar o no su existencia, en la medida de lo posible, mediante estudios de este tipo de sucesos en diferentes

estados finales o muestras de datos.

Desde el punto de vista experimental, el proceso más favorable de producción del *Higgs* en el Tevatron es la producción asociada con bosones vectoriales, es decir,  $p\bar{p} \rightarrow W/ZH$ , siendo la razón entre secciones eficaces de producción:  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow WH)/\sigma(p\bar{p} \rightarrow ZH) \sim 10$ . Para el rango de masas de interés,  $M_H \sim 100 \text{ GeV}/c^2$ , el modo de desintegración dominante es  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Existirán pues varios estados finales, dependiendo del modo de desintegración de los bosones  $W$  y  $Z$ .

Uno de los objetivos de este trabajo será la búsqueda del bosón de *Higgs* en el estado final con al menos 4 jets, correspondiente al proceso  $p\bar{p} \rightarrow W/ZH \rightarrow jjb\bar{b}$ . Para este estudio utilizamos una muestra de datos de multijets, recogida por el detector CDF durante el periodo de toma de datos 1992-1996. En CDF, se ha realizado también una búsqueda de este bosón estudiando el proceso  $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ . Describiremos con cierto detalle este último análisis ya que, con el fin de extender la sensibilidad, combinaremos los resultados obtenidos en ambos canales de desintegración para establecer los límites superiores de producción del *Higgs* a partir de toda la estadística disponible actualmente en CDF. Estos análisis sirven de guía para futuras búsquedas. En este sentido, en base a la experiencia adquirida, hemos realizado un extensivo trabajo de simulación a fin de establecer la potencialidad de observación del *Higgs* en el próximo periodo de funcionamiento del Tevatron, Run II.

El concepto de ruptura espontánea de simetría es más general que el modo usualmente empleado en el modelo estándar. Cualquier alternativa a este modelo de ruptura podría reemplazar al del SM siempre que respete unos pocos ingredientes básicos. Entre las varias teorías actualmente propuestas, una es la de *Technicolor* que trata de explicar el cómo las partículas adquieren masa basándose en un concepto de ruptura dinámica de la simetría. Esta teoría, originalmente basada en QCD, introduce una nueva fuerza, el *Technicolor*. Para adecuar la teoría a los datos experimentales se han ido desarrollando sucesivos modelos y su parecido con QCD ha ido desapareciendo. Recientemente se ha propuesto un modelo capaz de acomodar la masa de las tres generaciones de quarks que incorpora una ruptura dinámica de simetría con escala de energía variable. Este modelo, conocido como *Multiscale and Topcolor-assisted Walking Technicolor*, predice la existencia de un gran número de partículas masivas, *Technirhos* y *Technipions*, que se producirían en el Tevatron con una sección eficaz que puede ser observable, del orden de 1-15 pb.

En este modelo los *Technipions* se producirán predominantemente vía producción y posterior desintegración de estados resonantes de mesones vectoriales, como los *Technirhos*. La masa del *Technirho* fijará el umbral de momento transferido en la colisión protón-antiprotón. Si bien este mecanismo de producción es diferente al de producción del bosón de *Higgs*, la similitud de los estado finales y los resultados obtenidos en el estudio del *Higgs* motivaron la extensión, utilizando la misma muestra de datos (muestra de multijets), a la búsqueda de estas nuevas

partículas. Así pues, hemos realizado un análisis de búsqueda de resonancias correspondientes a la producción de  $\rho_T$  y  $\pi_T$ . La muestra de multijets nos permite investigar un buen número de estados finales de desintegración del *Technirho*. Estudiaremos los procesos  $p\bar{p} \rightarrow \rho_T \rightarrow WW, WZ, \pi_TW, \pi_TZ, \pi_T\pi_T$ , con  $W/Z \rightarrow jj$  y  $\pi_T^0(\pi_T^\pm) \rightarrow b\bar{b}(b\bar{c})$ . Una búsqueda realizada en el canal leptónico (llamaremos así al canal de producción de un *Technirho* desintegrándose en  $W\pi_T$ , con  $W \rightarrow l\nu$  y  $\pi_T \rightarrow jj$ ) muestra la sensibilidad de CDF a este modelo de *Technicolor* permitiendo excluir, al 95% de nivel de confianza, una región del espacio de fases del mismo.

Una de las características más relevantes, común a los dos procesos estudiados, es la presencia de quarks  $b$  en el estado final. La capacidad de identificación de jets  $b$ , como CDF ya demostró en el caso del descubrimiento del quark  $t$ , constituye una herramienta crucial en la búsqueda de nueva física. Esta signatura sirve de base para estudiar en detalle la composición de la muestra de datos de multijets, que es el objetivo primordial de este trabajo. Con ella realizamos una búsqueda de nuevas partículas relacionadas con distintos modelos de ruptura de simetría, tratando de encontrar una señal significativa o en su defecto establecer la sensibilidad de nuestros datos a estos modelos. En resumen, en esta memoria:

- Estudiamos, con la muestra de datos de multijets, los procesos de:
  - producción del SM Higgs, en el proceso  $p\bar{p} \rightarrow W/ZH$ .
  - producción de partículas de *Technicolor* en los procesos:
 
$$p\bar{p} \rightarrow \rho_T \rightarrow WW, WZ, \pi_TW, \pi_TZ, \pi_T\pi_T,$$
- Combinando nuestros resultados con los obtenidos en otros estudios (analizando los canales leptónicos de desintegración) de estos mismos procesos establecemos límites de producción a partir de toda la estadística disponible en CDF.
- Extendemos, en base a estudios de simulación, la búsqueda del bosón de *Higgs* a fin de establecer el potencial de física del Tevatron en un futuro próximo, Run II.

Los dos primeros aspectos constituyen mi aportación más importante a este trabajo, mientras que en el último, realicé principalmente estudios de simulación para el canal hadrónico de producción de *Higgs*.

La memoria se estructura de la forma siguiente. En el capítulo 2 se hace un breve repaso al Modelo Estándar con especial atención al sector de ruptura de simetría. Se introduce, también brevemente, las teorías de *Technicolor*, y en particular se revisan los aspectos relevantes a este trabajo. El capítulo 3 contiene una breve descripción del detector CDF, así como del colisionador Tevatron.

Las muestras de datos y los criterios de selección utilizados se explicarán en el capítulo 4. En él se describe también la reconstrucción de los objetos físicos utilizados en el análisis. El

capítulo 5 se dedica a la identificación de jets provenientes del quark  $b$ . Se explica el algoritmo de etiquetado de estos jets y se estudia la composición de la muestra de datos en base a su contenido en jets  $b$ .

En el capítulo 6 se estudia la eficiencia de selección de las señales consideradas, *Higgs* y partículas de *Technicolor*. En el capítulo 7, obtendremos los límites superiores en la sección eficaz de los procesos considerados, a partir de la muestra de datos de multijets. En este capítulo establecemos, también, los criterios para la combinación de estos resultados con los obtenidos en el estudio de la muestra de datos de leptón más jets. Esto nos permitirá presentar resultados globales de estas búsquedas utilizando toda la estadística disponible hasta la fecha.

Dedicaremos el capítulo 8 a resumir los estudios de simulación realizados y perspectivas para el próximo run del Tevatron.

Finalmente, el resumen y conclusiones de este trabajo se presenta en el capítulo 9.

---

## Capítulo 2

---

# El Modelo Estándar y el mecanismo de ruptura de simetría

El Modelo Estándar (SM) es la teoría que describe con éxito, hasta la fecha, el conocimiento actual sobre las partículas elementales y las interacciones entre ellas. El origen de la masa de las partículas (bosones y fermiones) es todavía una incógnita. En el SM, la adquisición de masa se produce mediante la ruptura espontánea de simetría o mecanismo de *Higgs*. Otros modelos alternativos, como *Technicolor*, proponen mecanismos de ruptura de simetría dinámicos para explicar este fenómeno. En este capítulo revisaremos el sector de la ruptura de simetría tanto en el SM, como en el marco de las teorías de *Technicolor*.

### 2.1 Introducción

El conocimiento actual de las partículas fundamentales (partículas con espín 1/2 : *quarks* [1, 2] y *leptones*) está basado en el grupo invariante *gauge*  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , que describe la interacción fuerte, débil y electromagnética mediante una teoría relativista de campos cuánticos, conocida como **MODELO ESTÁNDAR (SM)** [3]. Cada una de las fuerzas es mediada por *bosones*. Estos son el fotón ( $\gamma$ ), sin masa, para la fuerza electromagnética, tres bosones masivos,  $W^+$ ,  $W^-$  y el  $Z^0$ , para la fuerza débil y ocho gluones ( $g$ ), sin masa, para la

fuerza fuerte.

La materia fermiónica está dividida en tres familias:

$$\begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b_c \end{pmatrix}_L$$

$$u_R, (d_c)_R, c_R, (s_c)_R, t_R, (b_c)_R$$

Cada generación está formado por un doblete débil de isospín con helicidad negativa (*left handed*), y por singletes con helicidad positiva (*right handed*). El sufijo *c* en los quarks indica que los autoestados del quark con respecto a las transiciones electrodébiles no son idénticos a los autoestados de masa de los quarks. Los autoestados débiles son transformados en  $SU(3)$  de acuerdo a la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) para permitir transiciones electrodébiles con cambio de carga entre generaciones.

Cada quark tiene un número cuántico adicional, el *color*, que corresponde a la carga de la interacción fuerte que llevan estas partículas. Esta carga, el color, tiene tres valores: Rojo (R), Verde (G) o Azul (B). Los quarks pueden interactuar vía débil (sólo los que tienen helicidad negativa), fuerte o electromagnética. El primer doblete está formado por los quarks *up* y el *down*, que son los constituyentes de la materia estable del universo. El segundo y tercer doblete son copias más masivas del primero que se supone existieron en los primeros momentos del origen del universo. La misma estructura que en los quarks se observa en los leptones:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$$

$$e_R, \mu_R, \tau_R$$

Cada generación consiste de un leptón cargado y su compañero neutro, los neutrinos. Los leptones interactúan vía interacción débil y los leptones cargados pueden también hacerlo mediante la fuerza electromagnética. En el sector de los leptones no existe un equivalente a la matriz CKM debido a que en el SM los neutrinos no tiene masa.

Además de todas estas partículas existen sus antipartículas. La aparente redundancia de las tres generaciones insinúa la posibilidad de una subestructura incluso más pequeña, aunque no hay, por el momento, ninguna evidencia experimental de ésta. Las Tablas 2.1 y 2.2 muestran la lista de partículas elementales existentes, y de los bosones mediadores de las fuerzas.

Partícula	Símbolo	Carga (e)	Masa (MeV/c <sup>2</sup> )	Espín	Fuerzas
-----------	---------	-----------	----------------------------	-------	---------

*Quarks*

up	u	+2/3	6	1/2	Fuerte, EM, Débil
down	d	-1/3	10	1/2	Fuerte, EM, Débil
charm	c	+2/3	130	1/2	Fuerte, EM, Débil
strange	s	-1/3	200	1/2	Fuerte, EM, Débil
top	t	+2/3	176000	1/2	Fuerte, EM, Débil
bottom	b	-1/3	4300	1/2	Fuerte, EM, Débil

*Leptones*

electrón	e	-1	0.511	1/2	EM, Débil
neutrino	$\nu_e$	0	$\simeq 0$	1/2	Débil
muón	$\mu$	-1	105.7	1/2	EM, Débil
neutrino	$\nu_e$	0	$\simeq 0$	1/2	Débil
tau	$\tau$	-1	1777.1	1/2	EM, Débil
neutrino	$\nu_\tau$	0	$\leq 21$	1/2	Débil

**Tabla 2.1:** *Partículas elementales*

Bosón	Símbolo	Carga (e)	Masa (GeV/c <sup>2</sup> )	Espín	Fuerza
Fotón	$\gamma$	0	0	1	EM
W	$W^\pm$	+,-	80.24	1	EM, Débil
Z	$Z^0$	0	91.2	1	Débil
Gluón	g	0	0	1	fuerte

**Tabla 2.2:** Bosones del Modelo Estándar.

El SM es un éxito en muchos aspectos, es una teoría elegante que describe con precisión todos los datos experimentales obtenidos hasta la fecha. A pesar de su enorme éxito el SM deja preguntas sin responder y alguna de sus predicciones no tienen aún una confirmación experimental. Entre ellas está el objeto de estudio de este trabajo: el mecanismo por el cuál las partículas adquieren masa.

## 2.2 Interacción electrodébil

En el SM la interacción electrodébil está descrita por una teoría local de *gauge* basada en el grupo  $SU(2)_L \otimes U(1)$ <sup>1</sup> conocido como el modelo de Glasgow [4], Weimberg [5] y Salam [6]. El grupo  $SU(2)_L$  es un grupo de transformaciones unitarias unimodular en dos dimensiones. La invarianza local requiere la introducción de tres bosones sin masa  $W^+$ ,  $W^-$  y  $W^0$ . El grupo  $U(1)$  es un grupo de transformaciones unitarias en una dimensión que requiere un bosón sin masa,  $B^0$ . La combinación de estos dos grupos da  $SU(2)_L \otimes U(1)$ . Los experimentos [7] demuestran que los bosones mediadores de este grupo son masivos, así que la simetría de este grupo no puede ser exacta. Este grupo de simetría genera cuatro mediadores: el fotón ( $\gamma$ ) sin masa hecho de la combinación lineal  $W_\mu^0 \sin\theta_W + B_\mu^0 \cos\theta_W$ ; tres bosones masivos  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z^0$  que son combinaciones ortogonales del tipo  $\frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$  y  $W_\mu^0 \cos\theta_W - B_\mu^0 \sin\theta_W$  respectivamente. El fotón no es masivo debido a que la simetría *gauge* residual permanece intacta. El  $W^\pm$  y el  $Z^0$  adquieren masa debido a la ruptura espontánea de la simetría, que se produce en tal modo que retiene la renormalización en la teoría. El ángulo  $\theta_W$ , el ángulo de mezcla débil o ángulo de Weimberg, se define como  $\tan\theta_W = \frac{g_1}{g_2}$  y determina la mezcla entre la tercera componente del isoespín y la hipercarga débil, es decir, describe el grado de mezcla entre los campos débiles

<sup>1</sup>El sufijo L en el grupo  $SU(2)_L$  indica que este grupo de transformación opera sólo sobre las partículas con helicidad negativa.

y electromagnéticos puros que hay en los campos físicos neutros,  $Z^0$  y  $\gamma$ , y además define las constantes de fuerza de acoplamiento,  $g_1$ ,  $g_2$ , de esta interacción:

$$g_1 = \frac{e}{\cos\theta_W} \quad (2.1)$$

$$g_2 = \frac{e}{\sin\theta_W} \quad (2.2)$$

Este parámetro no está predicho por la teoría pero se ha medido experimentalmente. El valor encontrado por varios procesos diferentes y definidos usando la masa polo del bosón  $Z$  es  $\sin^2\theta = 0.23124 \pm 0.00024$  [8]. Las medidas de las constantes de acoplamiento son buena prueba del SM. El bosón  $W$  transmite la corriente cargada, en la que se puede intercambiar una unidad de carga y transmutar un miembro de los dobletes de isospín en otro con un cambio de sabor y de carga. Como dijimos anteriormente existe mezcla de generaciones, debido a la emisión virtual de un  $W$  que se materializa en quarks más ligeros. La mezcla de generaciones para los leptones es todavía una incógnita y podría existir sólo si los neutrinos tuvieran masa.

El bosón  $Z$  es el responsable de las corrientes neutras, interacciones débiles sin intercambio de carga. El bosón  $Z$  actúa sobre singletes y dobletes de isospín en transiciones de un quark en sí mismo,  $d \rightarrow d$ , preservando el cambio de sabor de leptones y quarks.

La razón entre la corriente cargada y neutra está dada por el parámetro:

$$\rho = \left(\frac{g_Z^2}{M_Z}\right) / \left(\frac{g^2}{M_W^2}\right) = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_W} \quad (2.3)$$

En el SM,  $\rho = \rho_0 \equiv 1$ ; por lo tanto  $M_W/M_Z = \cos\theta_W$ . Procesos no incluidos en el SM puede originar desviaciones de este valor para el parámetro  $\rho$ . Así, las desviaciones del SM se cuantifican vía  $\Delta\rho$ , donde  $\rho = \rho_0 + \Delta\rho$ . Ajustes a datos experimentales dan  $\rho = 1$  dentro de un 0.1% [9].

## 2.3 Interacción fuerte

La fuerza fuerte afecta a los quarks y gobierna la formación de los bariones y mesones. Está descrita por un grupo *gauge* de simetría no abeliano,  $SU(3)$ . El grado de libertad asociado a este grupo de transformación se llama *color* y la teoría renormalizable que describe esta fuerza es la *Cromodinámica Cuántica (QCD)*. Los ocho generadores de las transformaciones de  $SU(3)$  corresponden a los cuantos de la fuerza fuerte, llamados *gluones*. Los quarks tienen tres colores que corresponden a las tres componentes de un triplete de  $SU(3)$ . La simetría de color es exacta, por lo tanto los cálculos en QCD son independientes del color de los quarks. Las posibles configuraciones de color para los quarks y gluones son:

$$\begin{array}{l}
\text{quarks } R, B, G \\
\text{antiquarks } \bar{R}, \bar{B}, \bar{G} \\
\text{gluones } R\bar{B}, R\bar{G}, B\bar{G}, B\bar{R}, G\bar{R}, G\bar{B}, \frac{1}{\sqrt{2}}(R\bar{R} - B\bar{B}), \frac{1}{\sqrt{6}}(R\bar{R} + B\bar{B} - 2G\bar{G})
\end{array}$$

Los leptones no tienen color y no sienten esta fuerza. QCD es similar en muchos aspectos a QED, la mayor diferencia se debe a que los gluones, a diferencia del fotón de carga eléctrica 0, tienen carga de color y por tanto pueden interactuar consigo mismos. Este hecho tiene implicaciones dramáticas que se evidencian si se contrasta los efectos del apantallamiento de carga en QCD y en QED. QCD tiene la propiedad de que el potencial de energía de dos partículas con color aumenta linealmente con la distancia entre ellos. Una consecuencia es el confinamiento de las partículas. La densidad de energía aumenta hasta un punto en el cuál la materialización de una nueva partícula es energéticamente favorable. Cuando un partón se propaga, se crea un chorro de partones que darán hadrones en su estado final. Este proceso se conoce como la evolución del chorro de partones (*parton shower evolution*) y hadronización. En colisiones de alta energía, los partones producen chorros de partículas colimadas, llamados *jets*. De forma sencilla, la producción de jets en un colisionador hadrónico puede explicarse del modo siguiente: un quark del protón colisiona con otro quark del antiprotón y este es desplazado, separándose así de los otros dos quarks de valencia que forman parte de ese protón. El quark viaja lejos y, al separarse, la fuerza fuerte entre ellos va aumentando hasta que llega un momento en que la energía es suficiente para crear un par  $q\bar{q}$  del vacío. El proceso se repite, dando lugar a la producción de varios pares  $q\bar{q}$  que se recombinarán formando hadrones que siguen la dirección del quark original, formando así un chorro colimado de partículas o jet.

La libertad asintótica es otra propiedad de QCD relacionada con el comportamiento de los partones cuasilibres a altas energías o pequeñas distancias. La constante de acoplamiento,  $\alpha_s$ , decrece cuando incrementa la energía transferida entre los dos quarks,  $Q$ , o equivalentemente cuando se acortan las distancias. Esta propiedad,  $\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \alpha_s(Q^2) = 0$ , está descrita en primer orden por la expresión:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2f)\ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (2.4)$$

En el contexto de las colisiones a altas energías (por ejemplo en los colisionadores protón-antiprotón), la libertad asintótica permite tratar a quarks muy próximos como si fueran una colección de partículas libres.

## 2.4 Ruptura de la simetría

La teoría tal y como la hemos visto contiene fermiones sin masa y campos bosónicos. Pero, los bosones de intercambio en la teoría electrodébil tienen masa. Los términos de masa no

son invariantes *gauge* y por lo tanto no pueden ser simplemente añadidos a la Lagrangiana sin violar la renormalización de la teoría. Esto se puede resolver introduciendo una ruptura de la simetría (SB) en la teoría electrodébil. Dentro del SM, el cómo las partículas adquieren masa se explica por una ruptura espontánea de la simetría a través del **mecanismo de Higgs**. En esencia, la asunción hecha es suponer que el universo está formado de un campo de espín cero, llamado campo de *Higgs*, este sería un doblete en el espacio  $SU(2)$  con hipercarga +1 en el espacio  $U(1)$ , y siendo un singlete en el espacio de color,  $SU(3)$ . Los bosones y los fermiones pueden interactuar con este campo y en su presencia adquirirán masa. Un ingrediente muy importante es que los estados con uno o más campos de *Higgs* no son ortogonales al vacío, incluso aunque estos estados tienen números cuánticos en  $SU(2)$  y  $U(1)$ . Esto significa que los números cuánticos del vacío  $SU(2)$  y  $U(1)$  no son cero, así que de hecho la simetría está rota. Cuando una simetría se rompe de este modo, la simetría es válida para la función Lagrangiana pero no para el vacío, se dice que es una **ruptura espontánea de simetría** [10].

El concepto de la ruptura espontánea de la simetría es más general que el usualmente utilizado en el SM. Cualquier alternativa a este modelo de ruptura puede reemplazar al del SM, siempre que mantenga los ingredientes básicos: la componente electromagnética permanezca simétrica, la simetría total contenga la simetría electrodébil y la ruptura de la simetría ocurra a una escala de energía  $v = (\sqrt{2}G_F)^{-\frac{1}{2}} GeV$ , siendo  $G_F$  la constante de acoplamiento de Fermi.

Otro tipo de ruptura de la simetría puede ser la **ruptura dinámica de la simetría**, que también explicaría por qué las partículas adquieren masa. Un modo alternativo de caracterizar los fenómenos de SB es mediante la existencia de un operador de campo con números cuánticos distintos de cero para el vacío. Estos números cuánticos juegan el papel de un parámetro de orden que señala la existencia de una fase donde se rompe la simetría del vacío. Existen varias posibilidades para este operador de campo, en particular, cuando es un operador compuesto que representa un estado compuesto producido por una dinámica fuerte. El correspondiente proceso de SB se dice que es una ruptura dinámica de la simetría. Un ejemplo es la ruptura de la simetría quiral en QCD.

#### 2.4.1 Ruptura espontánea de simetría en el SM: el bosón de *Higgs*.

En el caso del SM [11], la simetría se rompe por la presencia de un campo escalar neutro. *El mecanismo de Higgs* es implementado en el grupo  $SU(2)_L \times U(1)$  con el fin de generar las masas de los bosones  $W$  y  $Z$ .

#### Mecanismo de *Higgs*

Cuando la ruptura espontánea de la simetría tiene lugar dentro de una teoría *gauge* opera el llamado mecanismo de *Higgs*. Los bosones de Goldstone asociados a la ruptura global de la simetría no se manifiestan explícitamente, en cambio, se combinan con los bosones sin masa y

como resultado aparecen bosones masivos. El número de bosones que adquieren masa es igual al número de estos bosones Goldstone. Necesitamos tres bosones Goldstone,  $\phi^+$ ,  $\phi^-$  y  $\chi$ , que se combinarán con los tres bosones sin masa de la teoría.

Con el fin de implementar el mecanismo de *Higgs* en la teoría electrodébil necesitamos introducir “ad hoc” un sistema adicional que interactúe con el grupo invariante  $SU(2)_L \times U(1)$ , y cuyas interacciones, introducidas también “ad hoc”, produzcan la ruptura de la simetría,  $SU(2)_L \times U(1) \rightarrow U(1)_{em}$ , con los tres bosones de Goldstone asociados.

El sistema adicional va a ser el campo de *Higgs*, al que se asigna un doblete en el grupo  $SU(2)$ :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

donde  $\phi^+$  y  $\phi^0$  son campos complejos:

$$\phi^+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}, \quad \phi^0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \quad (2.6)$$

En el espacio  $SU(2)$  los dos campos del *Higgs* están relacionados por una rotación. Con el fin de romper las interacciones electrodébiles al electromagnetismo, se introduce un potencial invariante bajo transformaciones locales *gauge*:

$$V(\phi) = \lambda(\phi^\dagger\phi - \frac{1}{2}v^2)^2 \quad (2.7)$$

que es mínimo para valores de  $\langle \phi \rangle$  distintos de cero, rompiendo la simetría adecuadamente.

Para que la Lagrangiana total sea invariante bajo transformaciones locales *gauge*, tenemos que reemplazar  $\partial_\mu$  por la covariante derivativa  $D_\mu$ :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu \quad (2.8)$$

Cuando  $\phi$  toma valores esperados en el vacío la Lagrangiana contiene términos extra:

$$\frac{1}{8}v^2 g_2^2 ((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2) + \frac{1}{8}v^2 (g_1 B_\mu - g_2 W_\mu^3)^2 \quad (2.9)$$

donde el primer término se puede escribir como:

$$\left(\frac{1}{2}v g_2\right)^2 W_\mu^+ W_\mu^- \quad (2.10)$$

Para un bosón cargado se esperaría que el término de masa fuera  $m^2 W^+ W^-$ , esto implica que el bosón cargado  $W$  ha adquirido una masa  $M_W = v g_2 / 2$ . De manera análoga, el término de masa para el bosón  $Z_\mu$  y para el fotón  $A_\mu$  sería  $(M_Z^2 Z_\mu Z^\mu) / 2 + (M_\gamma^2 A_\mu A^\mu) / 2$ , lo que implica que  $M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2}$  y  $M_\gamma = 0$  puesto que no aparece ningún término  $A_\mu A^\mu$ .

Teniendo en cuenta las ecuaciones 2.1 a 2.3 podemos escribir la siguiente relación entre las masas del  $W$  y  $Z$ :

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2} = \cos^2 \theta_W \quad (2.11)$$

Una vez que el ángulo de Weimberg ha sido medido a través de los acoplamientos de las corrientes neutras, la ecuación 2.11 es una predicción del SM. Las masas de los bosones intermedios han sido medidas experimentalmente [8],  $M_W = 80.22 \pm 0.10$  y  $M_Z = 91.188 \pm 0.007$ , valores que están de acuerdo con la teoría. De la misma manera podemos dar masa a los fermiones, pero estas no están relacionadas con los acoplamientos entre ellas mismas que son parámetros libres en el SM.

Además de las masas de los fermiones hemos introducido un parámetro libre desde el principio y es el correspondiente a la introducción del doblete de  $SU(2)_L$ . Este grado extra de libertad se traduce en la aparición de un bosón escalar masivo, el bosón de *Higgs*,  $H^0$ . Esta nueva partícula no ha sido aún observada.

La existencia del bosón de *Higgs* resuelve el problema de las masas en el SM, pero puede ocurrir que el SM sea sólo una manifestación a baja energía de una teoría más fundamental. Existen algunos aspectos poco atractivos del SM. El SM tiene 19 parámetros libres: tres parámetros de acoplamiento, dos parámetros del *Higgs*, las masas de los fermiones, tres ángulos de mezcla y un ángulo de fase en la matriz CKM, y el parámetro  $\theta$  de la Lagrangiana de QCD. Y podría tener incluso más si los neutrinos tuvieran masa y mezclas. Cabría esperar que una teoría fundamental tuviera menos parámetros libres. Además el SM no incluye la gravedad, no explica por qué hay tres generaciones de fermiones, etc.. Pero desde el punto de vista teórico, la mayor debilidad del modelo es el *problema de jerarquía*.<sup>2</sup>

---

<sup>2</sup>La masa del bosón escalar de *Higgs* será proporcional al valor esperado del vacío,  $v = (G_F \sqrt{2})^{\frac{1}{2}} = 246$  GeV, el cuál rompe la simetría, y al parámetro de la masa del *Higgs*,  $\mu$ . Las correcciones radiativas de cada fermión, bosones escalares y los lazos de los bosones *gauge* contribuirán a la masa renormalizada del *Higgs* [12]. Cuando el SM se extiende a una escala mucho más alta de energía que la escala de la física electrodébil ( $\Lambda \sim 10^3$  GeV), tal como la escala de Planck ó de teorías de gran unificación ( $\Lambda \sim 10^{15} - 10^{19}$  GeV), estas correcciones introducen una inestabilidad del orden de  $\delta m^2 \sim \Lambda^2$ . Por tanto las escalas de masa de las dos teorías no pueden reconciliarse sin precisar de un ajuste fino de los parámetros en cada una de las teorías a cada estado de perturbación.

### 2.4.2 Ruptura dinámica de simetría: *Technicolor*

Una entre las muchas alternativas al mecanismo de *Higgs* del SM surge de la observación de que la dinámica de la fuerza fuerte es todo lo que se necesita para romper la simetría y dar masa a los bosones *gauge* (ruptura dinámica de la simetría). Este es el caso del familiar ejemplo del fenómeno de la ruptura de la simetría quiral en QCD.

Supongamos que tenemos una fuerza fundamental [13] incluyendo una nueva interacción *gauge* que es casi idéntica a QCD con dos sabores de quarks. La nueva interacción difiere de QCD sólo en dos aspectos: los quarks no tienen masa y las escalas no perturbativas  $\Lambda$  y  $M_\rho$  son mucho más grandes. Los dos sabores de quarks estarán acoplados a  $SU(2)_L \otimes U(1)$ , de la misma manera que los quarks  $u$  y  $d$ , y se llamarán  $(U, D)$ .

En QCD, la interacción fuerte entre quarks y antiquarks lleva a la generación de grandes masas efectivas para los quarks  $u$  y  $d$ . Esta generación de masa se asocia con la ruptura espontánea de la simetría. La fuerza fuerte entre quarks y antiquarks muy ligeros hace que la energía sea favorable para la producción de pares quark-antiquark del vacío. Esto da valores esperados del vacío distintos de cero para los operadores construidos con los pares de quarks-antiquarks,  $\langle \bar{q}q \rangle$ .

Un fenómeno análogo debe ocurrir en esa teoría con una nueva interacción, entonces deberíamos encontrar:

$$\begin{aligned} \langle \bar{U}U \rangle &= \langle \bar{D}D \rangle = -\Delta \neq 0 \\ \bar{U}U &= \bar{U}_L U_R + \bar{U}_R U_L \\ \bar{D}D &= \bar{D}_L D_R + \bar{D}_R D_L \end{aligned} \tag{2.12}$$

Bajo la simetría  $SU(2) \otimes U(1)$ , el operador  $\bar{Q}_L Q_R$  tiene los mismos números cuánticos que el bosón de *Higgs*, el valor esperado del vacío de este operador tiene el mismo efecto: romper  $SU(2) \otimes U(1)$  a la simetría  $U(1)$  del electromagnetismo y dar masa a los bosones de la interacción débil.

### Modelos de *Technicolor*

En estos modelos se supone que existe una nueva interacción *gauge* de un grupo de simetría  $SU(N_{TC})$ , *Technicolor*, que está confinada a grandes distancias y tiene una interacción fuerte similar a  $SU(3)_C$  de QCD. Debido a su analogía con QCD, estos modelos reciben el nombre de *Technicolor*. Suponemos que existe una nueva interacción *gauge* asintóticamente libre, llamada *Technicolor*, con un grupo *gauge*  $G_{TC}$ , y una constante de acoplamiento,  $\alpha_{TC}$ , que se hace muy fuerte en las cercanías de los cientos de GeV. En los modelos más sencillos de *Technicolor*,  $G_{TC} = SU(N_{TC})$ , donde  $N_{TC}$  es el número de *Technicolor*, es la representación fundamental del grupo, a la que los *Technifermions* son asignados, y existen  $N_D$  dobletes con helicidad

negativa y singletes con helicidad positiva de *Technifermions*,  $T_{iL,R} = (U_i, D_i)_{L,R}$ , equivalentes a representaciones irreducibles de  $G_{TC}$ .

Al igual que en el SM esta teoría tiene una simetría global adicional,  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ , que contiene la parte fermiónica de la teoría electrodébil. Por QCD sabemos que cuando  $\alpha_{TC}$  se hace fuerte esta simetría quiral se rompe espontáneamente al subgrupo diagonal  $SU(2)_{L+R}$ . Esto da como resultado  $4N_D^2 - 1$  bosones de Goldstone sin masa. Tres de ellos, los análogos a los piones de QCD, son absorbidos por las componentes longitudinales del  $W^\pm$  y  $Z$  y estos bosones adquieren masa:

$$M_W = \frac{gF_{TC}}{2}, \quad M_Z = (\sqrt{g^2 + g'^2})F_\pi = M_W / \cos\theta_W \quad (2.13)$$

donde  $F_{TC}$  es análogo a  $f_\pi$  en QCD,  $g$  y  $g'$  son los acoplamientos a  $SU(2)$  y  $U(1)$  respectivamente. La relación  $M_W = \cos\theta_W M_Z$  es consecuencia del remanente de simetría del grupo  $SU(2)_{L+R}$ . Con el fin de obtener las masas experimentalmente observadas,  $F_{TC}$  debe tomar el valor  $\sim 246$  GeV y por lo tanto este modelo es como QCD escalado por un factor:

$$\frac{F_{TC}}{f_\pi} \sim 2500. \quad (2.14)$$

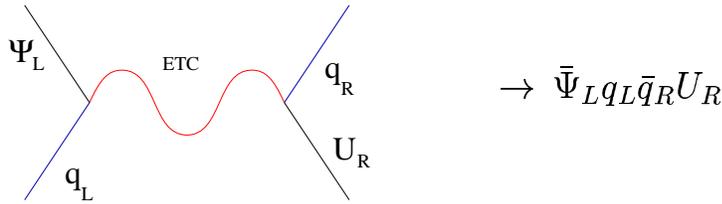
Los modelos de *Technicolor* basados en QCD tienen un espectro de partículas similar al observado en QCD: *Technipions* ( $\pi_T^\pm, \pi_T^0$ ), *Technirhos* ( $\rho_T^0, \rho_T^\pm$ ), etc. La masa y anchura de estas partículas puede ser obtenida reescalando los correspondientes valores de QCD por el factor descrito en 2.14 más una función dependiente de  $N_{TC}$  y  $N_D$ . La aparición de alguno de estos *Technimesons* sería una signatura experimental directa de la ruptura dinámica de la simetría. Este modo de romper la simetría provee de una manera natural y atractiva un mecanismo para producir las masas de los bosones  $W$  y  $Z$ , pero no explica la masa de los fermiones. Además, los modelos basados en QCD han sido excluidos por las medidas de precisión de la teoría electrodébil (excepto, quizás, los modelos basados en  $SU(2)_C$ , modelos con un sólo doblete), ya que tienen una contribución muy grande<sup>3</sup> del parámetro,  $S$ .

---

<sup>3</sup>Este es un parámetro conocido como *oblique parameter*  $S \equiv 16\pi[\Pi'_{33}(0) - \Pi'_{3Q}(0)]$ , el cual contiene sólo las contribuciones de nueva física. Escalando de QCD, esperamos una contribución a este parámetro del orden de  $S \sim 0.28N_D(N_{TC}/3)$  para una teoría  $SU(N_{TC})$  con  $N_D$  Technidobletes. Las medidas de experimentos actuales [14] implican que  $S = -0.26 \pm 0.16$ . Se observa que, excepto quizás para los valores de  $N_D = 1$  y  $N_{TC} = 2$  ó  $3$ , existe una inconsistencia de  $3\sigma$  entre el valor predicho para *Technicolor* y el valor obtenido experimentalmente.

### Technicolor Extendido

Con el fin de dar masa a los fermiones, se debe introducir una interacción que conecte la simetría quiral de los *Technifermions* con los fermiones ordinarios. La teoría más popular es la que acopla los *Technifermions* a los fermiones normales a través de la interacción de *Technicolor* y se conoce como el *Extended Technicolor* (ETC) [15]. A escalas de energía bajas comparada con la masa de los bosones *gauge*,  $M_{ETC}$  en ETC, estos efectos se pueden tratar como interacciones locales de cuatro fermiones.



Después de la ruptura de la simetría quiral de *Technicolor* y de la formación de estados  $\langle \bar{U}U \rangle$ , tal interacción da masa a los fermiones ordinarios:

$$m_q \sim \frac{g_E^2 TC}{M_{ETC}^2} \langle \bar{U}U \rangle_{ETC} \quad (2.15)$$

donde  $\langle \bar{U}U \rangle_{ETC}$  es el valor del *Technifermion* condensado evaluado a escala ETC (del orden de  $M_{ETC}$ ). Para cualquier teoría de *Technicolor* basada en QCD (o cualquier teoría que es precozmente asintóticamente libre), la dimensión anómala del operador de masa del fermión,  $\gamma_m$ , es pequeña en el rango entre  $\Lambda_{TC}$  y  $M_{ETC}$ . El rasgo más interesante de las teorías ETC es que proveen una teoría dinámica de sabores. Las masas de los fermiones ordinarios están relacionadas con las masas y acoplamientos de los bosones *gauge* de ETC. La teoría debería ser capaz de predecir estas cantidades y consiguientemente la masa de los fermiones. El mayor obstáculo para construir una teoría ETC es el potencial para tener corrientes neutras de cambio de sabor. La mezcla de los quarks implica transiciones entre las diferentes generaciones:  $q \rightarrow \Psi q'$ , donde  $q$  y  $q'$  son quarks con la misma carga de diferente generación y  $\Psi$  es un *Technifermion* [16]. Por lo tanto, las interacciones ETC deben distinguir entre las diferentes generaciones con el fin de dar masa a todos los fermiones, con lo que las interacciones de corrientes neutras de cambio de sabor son inevitables.

### Walking Technicolor

Los problemas que hemos encontrado hasta ahora en estos modelos de *Technicolor* vienen de la asunción de que *Technicolor* esté basado en QCD; asintóticamente libre y con  $\gamma_m(\mu)$  pequeña

para  $\Lambda_{TC} \leq \mu \leq M_{ETC}$ . Sería posible encontrar una solución a estos problemas si hacemos una teoría cuya dinámica sea distinta de QCD. Si la función  $\beta$  del *Technicolor*,  $\beta(\alpha_{TC}) = \mu \frac{d\alpha_{TC}(\mu)}{d\mu}$ , es pequeña, la constante de acoplamiento,  $\alpha_{TC}$ , permanece grande por encima de la escala  $\Lambda_{TC}$ , esto implicaría que  $\alpha_{TC}$  “camina” en lugar de correr. En este mismo rango de momento,  $\gamma_m$  es grande y esto favorece la aparición de los estados condensados de *Technifermions*,  $\langle \bar{T}T \rangle_{ETC}$ , y la masa de los fermiones. Los modelos de *Walking Technicolor* requieren un gran número de *Technifermions* con el fin de que  $\alpha_{TC}$  varíe lentamente. Estos fermiones pueden pertenecer a muchas copias de una representación del grupo *gauge* de *Technicolor* ( $SU(N_{TC})$ ), o a unas pocas representaciones en una dimensión más alta, o a ambas, esto se conoce como modelos de multiescala. Esto lleva a la discusión de que ambas representaciones participan en la ruptura de la simetría. La escala superior está marcada por la constante de desintegración débil,  $F_\pi = 246$  GeV.

Para estos modelos es pues importante comprender cómo de grande puede ser  $\gamma_m$  y cómo su valor afecta a la ruptura quiral de la simetría. Los cálculos indican que la ruptura de la simetría quiral se produce cuando  $\alpha_{TC}$  alcanza el valor del *acoplamiento crítico*,  $\alpha_{TC} = \pi/3C_2(R)$ , [17]. Y el valor de la escala de la ruptura de esta simetría se define por la condición :

$$\alpha_{TC}(\Lambda_{TC}) = \alpha_C \leftrightarrow \gamma_m(\Lambda_{TC}) = 1 \quad (2.16)$$

Si  $\beta(\alpha_{TC}) \sim 0$  desde la escala de energías de la ruptura de la simetría quiral hasta la escala de masas de las partículas, entonces  $\gamma_m \cong 1$  en este rango y eso implica que las masas de los fermiones ordinarios se puede escribir como <sup>4</sup>:

$$m_{q,l} = \frac{g_{ETC}^2}{M_{ETC}^2} \times \langle \bar{T}T \rangle_{ETC} \cong \langle \bar{T}T \rangle_{ETC} \left( \frac{M_{TC}}{\Lambda_{TC}} \right) \quad (2.17)$$

en el caso del *Walking Technicolor*, al aumentar la cantidad de estados condensados de *Technifermions* la expresión 2.17 evoluciona a:

$$m_{q,l} \sim \frac{50 - 500 MeV}{N_D^{3/2} \theta_{sd}^2} \quad (2.18)$$

Además de modificar la relación entre la escala de ETC y las masas de los fermiones ordinarios, el *Walking Technicolor* influencia la magnitud de las masas de los bosones pseudo-Goldstone,

---

<sup>4</sup>La función  $\beta$  no puede ser cero y  $\gamma_m = 1$  sobre todo rango de  $\Delta_{TC}$  a  $M_{ETC}$ . Esto contradice la noción de una teoría de ruptura quiral de la simetría con una escala bien definida.

$$M_{\pi_T} \sim g_{ETC} \left( \frac{4\pi F_{TC}^2}{\Lambda_{TC}} \right) \sim g_{ETC} \left( \frac{750 \text{ GeV}}{N_D} \frac{1 \text{ TeV}}{\Lambda_{TC}} \right) \quad (2.19)$$

En este modelo es posible acomodar la masa de la primera y segunda generación sin necesidad de una gran cantidad de corrientes neutras de cambio de sabor. Acomodar la masa de la tercera generación exige una serie de refinamientos del modelo para incorporar una ruptura dinámica de la simetría viable. Para ello se ha propuesto una teoría que combina el *Technicolor* y la condensación del top. Este modelo usa la dinámica del *Technicolor* a 1 TeV, que genera la mayoría de la ruptura de simetría de la teoría electrodébil, y extiende la escala del ETC a escalas mucho más altas que 1 TeV, para generar la masa de los fermiones [18]. Este modelo se conoce como *Multiscale and Topcolor-Assisted Walking Technicolor*.

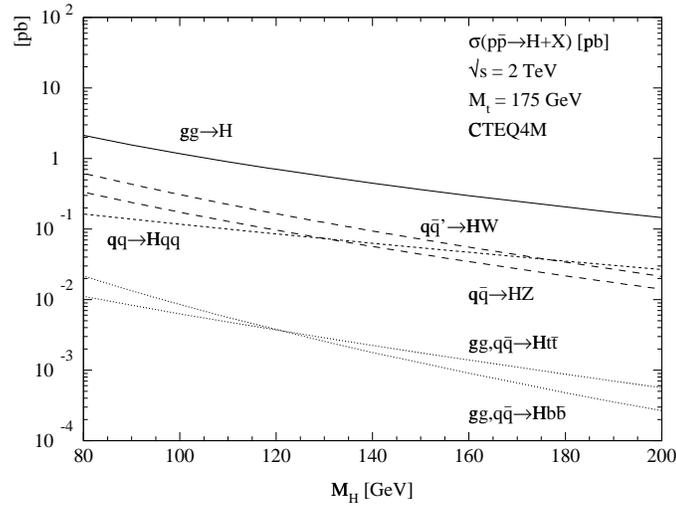
## 2.5 Modos de producción y desintegración del SM *Higgs*

La búsqueda y posible observación del bosón de *Higgs* es uno de los objetivos más importantes de los presentes y futuros colisionadores. Como ya explicamos anteriormente el bosón de *Higgs*, o algún objeto como él, es necesario para dar masa a las partículas observadas y cancelar divergencias que surgen cuando se calculan correcciones radiativas a los observables de la interacción electrodébil. Aparte del hecho de que debe existir, el Modelo Estándar no predice su masa, a *priori* es un parámetro libre en la teoría, por lo tanto es necesario buscar en todo el espectro de masas. Medidas directas en LEP acotan el límite inferior de  $M_H$  en  $\sim 102.6 \text{ GeV}/c^2$  [19], por otro lado desde el punto de vista teórico, ligaduras de *trivialidad* y unitariedad requieren que la masa del *Higgs* sea más pequeña que  $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ . No hay límites superiores muy estrictos pero si no se encuentra el *Higgs* con una masa inferior a 1 TeV, el modelo estándar de las interacciones débiles debería incluir alguna teoría más complicada.

En esta sección discutiremos los distintos modos de producción y desintegración del *Higgs* y los estados finales observables experimentalmente.

### 2.5.1 Modos de producción del *Higgs*

En el Tevatron [20] el modo de producción principal del SM *Higgs* es la producción vía fusión de gluones,  $gg \rightarrow H$ , procesos de tipo Drell-Yan  $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$  y fusión de bosones vectoriales. Otros procesos menos abundantes son la producción asociada de *Higgs* con pares  $b\bar{b}$  y  $t\bar{t}$ . Aunque el proceso de producción de gluones tiene la sección eficaz más alta, es relativamente menos importante que lo que será en el futuro colisionador LHC [21] debido a la menor luminosidad de gluones. La producción asociada con pares  $t\bar{t}$  está suprimida en el Tevatron debido a la gran masa del top, por el contrario la producción asociada con pares  $b\bar{b}$  es mucho mayor, sobretodo comparada con la producción de este proceso en el LHC. La producción asociada de VH es



**Figura 2.1:** La sección eficaz de producción del Higgs en el Tevatron, ( $\sqrt{s} = 2\text{TeV}$ ), para varios mecanismos de producción en función de la masa del Higgs. Se muestran las secciones eficaces, incluyendo correcciones QCD, para los siguientes procesos: la fusión de gluones  $gg \rightarrow H$ , la fusión de bosones vectoriales  $qq \rightarrow VVqq \rightarrow Hqq$ , Higgs-strahlung  $qq \rightarrow V^* \rightarrow HV$ . También se muestra la sección eficaz de la producción asociada  $gg, qq \rightarrow H\bar{t}t, H\bar{b}b$ . Las correcciones de QCD para este último proceso son desconocidas.

relativamente más importante en el Tevatron que en el LHC. La Figura 2.1 muestra la secciones eficaces de producción para los distintos procesos en función de la masa del Higgs. A continuación revisaremos estos modos de producción.

### Fusión de gluones

El mecanismo dominante de producción del bosón de Higgs es la fusión de gluones. En el Tevatron, aunque es el proceso dominante, está enmascarado por la enorme producción de estados finales  $b\bar{b}$  de QCD, por lo que hay poca esperanza de aislar este proceso. Este proceso está mediado por un diagrama triangular de quarks en el que participa principalmente el top. La sección eficaz, a primer orden, se puede escribir de la siguiente forma:

$$\sigma(gg \rightarrow H) = \frac{\alpha_s^2}{1024\pi v^2} |\Sigma_q F_{1/2}(\tau_q)|^2 \delta\left(1 - \frac{\hat{s}}{M_H^2}\right) \equiv \sigma(gg \rightarrow H)\delta\left(1 - \frac{\hat{s}}{M_H^2}\right) \quad (2.20)$$

donde  $\hat{s}$  es la energía del centro de masas del sistema gluón-gluón,  $v = 246\text{GeV}$  y  $F_{\frac{1}{2}} = -8m_q^2/M_H^2[1 + (1 - 4m_q^2/M_H^2)f(4m_q^2/M_H^2)]$ .

Las correcciones de QCD debidas a diagramas de dos *loops* hacen que la sección eficaz de producción aumente en un 60%-100% [22]. Estas correcciones están dominadas por la radiación

de gluones colineales de baja energía. La dependencia con la escala de energía produce una incertidumbre teórica de  $\sim 15\%$ . La diferencia de la sección eficaz de producción para las distintas funciones de densidad de partones (PDF) dentro del protón introduce también una incertidumbre de  $\sim 15\%$  en el resultado del cálculo.

### Producción asociada $Ht\bar{t}$ y $Hb\bar{b}$

Este tipo de procesos será importante sobre todo en el futuro LHC. El estado final  $t\bar{t}/b\bar{b}H$  se puede producir tanto por aniquilación de pares  $q\bar{q}$  como por dispersión de gluones. Hasta ahora las correcciones de QCD no se han calculado, por tanto la sección eficaz se conoce sólo con un factor  $\sim 2$  de imprecisión. Uno de los principales problemas para calcular estas correcciones es el desconocimiento del contenido de gluones dentro del protón (las PDF para los gluones tienen todavía una incertidumbre grande). Sin embargo, las correcciones QCD existen en el límite de masas del *Higgs* ligero -comparadas con las masas de los quarks pesados- y son aplicables para el caso  $t\bar{t} + H$ . Esta aproximación es sólo válida dentro de un factor 2, y además no es válida para los quarks *bottom*, que es el proceso más interesante en el Tevatron. Recientemente ha aparecido un cálculo de las correcciones de segundo orden para la producción asociada del *Higgs* con pares  $b\bar{b}$  [23].

### Fusión de bosones vectoriales, $WW/ZZ \rightarrow H$

La fusión de bosones en el SM tiene una sección eficaz de producción no despreciable en el Tevatron. El proceso completo de producción es:  $q\bar{q} \rightarrow WW/ZZ + q\bar{q} \rightarrow H + q\bar{q}$ . No es un proceso fácil de diferenciar de QCD, sin embargo, se producen dos jets con gran impulso que podrían utilizarse como herramienta para la supresión del fondo de QCD pasando a ser un canal más útil para la búsqueda del *Higgs*. Desgraciadamente, estudios realizados muestran que no es todavía viable [24].

Las correcciones de QCD a la sección eficaz de producción se obtienen fácilmente a partir de las funciones de estructura, obtenidas a partir de datos experimentales provenientes de colisiones profundamente inelásticas. Estas correcciones aumentan la sección eficaz en  $\sim 10\%$  [25].

### Producción asociada con bosones vectoriales

Desde el punto de vista experimental, este es el proceso más importante en el Tevatron. Las secciones eficaces alcanzan valores de  $10^{-1}$  a  $1 \text{ pb}$  en la región de masa  $M(H^0 \leq 120 \text{ GeV})$ . Es decir, estos procesos podrían ser visibles en el Tevatron [26]. Este proceso fue usado anteriormente por CDF para eliminar masas más ligeras del bosón de *Higgs* [27] y constituye uno de los procesos estudiados en este trabajo. El *Higgs* se produce a “nivel árbol” vía el subproceso  $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$ . La sección eficaz de producción para el proceso WH es:

$$\hat{\sigma}(q_i q_j \rightarrow W^\pm H) = \frac{G_F^2 M_W^6 |V_{ij}|^2}{6\hat{s}^2(1 - M_W^2/\hat{s})^2} \lambda_{WH}^{1/2} \left[ 1 + \frac{\hat{s}\lambda_{WH}}{12M_W^2} \right] \quad (2.21)$$

donde  $\lambda_{WH} = 1 - 2(M_W^2 + M_H^2)/\hat{s} + (M_W^2 - M_H^2)^2/\hat{s}$  y  $V_{ij}$  es el elemento de la matriz de Kobayashi-Maskawa asociado con el vértice  $q_i \bar{q}_j W$ . Este proceso es sensible al acoplamiento  $W^+ W^- H$  y por tanto, será diferente en extensiones del SM. Tiene una sección eficaz pequeña, por lo que es importante hacer el cálculo tan preciso como sea posible. El cálculo de las correcciones radiativas de QCD fue hecho por Han and Willenbrock [28] y muestra que la sección eficaz de este proceso se puede escribir:

$$\frac{d\sigma}{dq^2}(p\bar{p} \rightarrow VH + X) = \sigma(p\bar{p} \rightarrow V^* + X) \frac{1}{2\pi(q^2 - M_V^2)^2} \frac{\sqrt{2}G_F M_V^4 |p|}{\pi \sqrt{q^2}} \left( 1 + \frac{|p|^2}{3M_V^2} \right) \quad (2.22)$$

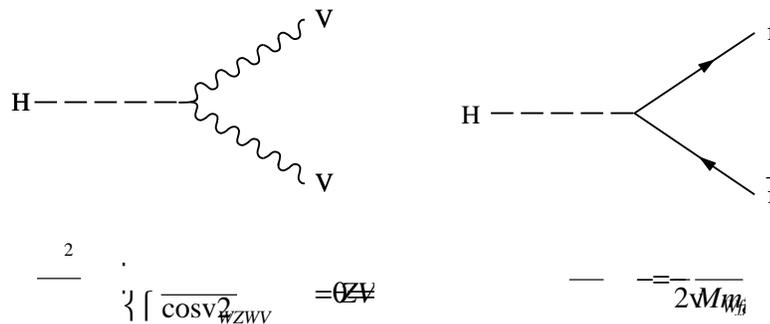
para todos los ordenes en  $\alpha_s$ . La sección eficaz total se obtiene integrando sobre  $q^2$ . Las correcciones radiativas a la producción de  $WH$  son idénticas a la de los procesos de *Drell-Yan*, conocidas desde hace algún tiempo [29]. Si incluimos las correcciones de segundo orden la sección eficaz aumenta en un  $\sim 50\%$  para  $M_H = 100 \text{ GeV}/c^2$ , mientras que la suma sobre todos los efectos de *soft gluon* incrementa las correcciones de segundo orden en sólo un 2-3%. La sección eficaz corregida por QCD es insensible a la elección de la escala de renormalización y factorización, sin embargo es bastante sensible a la elección de las funciones de estructura.

### 2.5.2 Modos de desintegración del *Higgs*

En el sector de *Higgs*, el SM es extremadamente predictivo, con todos los acoplamientos, anchuras de desintegración y secciones eficaces de producción calculadas en función de la masa desconocida del bosón de *Higgs*. El SM *Higgs* se acopla a los bosones débiles de manera proporcional a su masa al cuadrado y a los fermiones de manera proporcional a su masa, ver Figura 2.2.

El *Higgs* tiende a desintegrarse en el par de partículas más pesadas cinemáticamente permitido [30]. Hay excepciones importantes a esta regla; aún siendo el *Higgs* más pesado que dos veces la masa del *top* quark, se desintegrará preferentemente en pares de bosones vectoriales débiles. Si la masa del *Higgs* es cercana a la masa del  $WW$ , la fracción de desintegración a un  $W$  real y otro virtual es considerable, lo mismo ocurre para los bosones  $Z$  [31].

En la región de masas intermedias la supresión del acoplamiento del bosón de *Higgs* al quark *bottom* permite que la desintegración a bosones vectoriales, uno real y otro virtual, sea competitivo para masas del *Higgs*  $\geq 120 \text{ GeV}$ . En la región de masas por debajo de este umbral el canal de desintegración dominante es el  $b\bar{b}$ , el siguiente más importante es  $\tau^+\tau^-$ , que está suprimido con respecto al  $b\bar{b}$  debido a la masa del quark *bottom* y al factor de color. La fracción de desintegración del bosón de *Higgs* a varios estado finales se muestra en la Figura 2.3



**Figura 2.2:** Acoplamientos del SM Higgs a los bosones vectoriales débiles y fermiones.

La medida de los distintos canales de desintegración servirá para distinguir el bosón de *Higgs* estándar, de otros modelos con sectores de *Higgs* más complicados y verificar la certeza de los acoplamientos de *Higgs* dentro del SM. A continuación revisaremos los modos de desintegración más importantes en la región intermedia de masa.

### Desintegración en un par de fermiones

El modo de desintegración más importante en la región,  $60 \text{ GeV}/c^2 \leq M(H^0) \leq 150 \text{ GeV}/c^2$ , es en un par de fermiones. En la aproximación de Born, la anchura para la desintegración en leptones cargados se puede escribir de la forma siguiente:

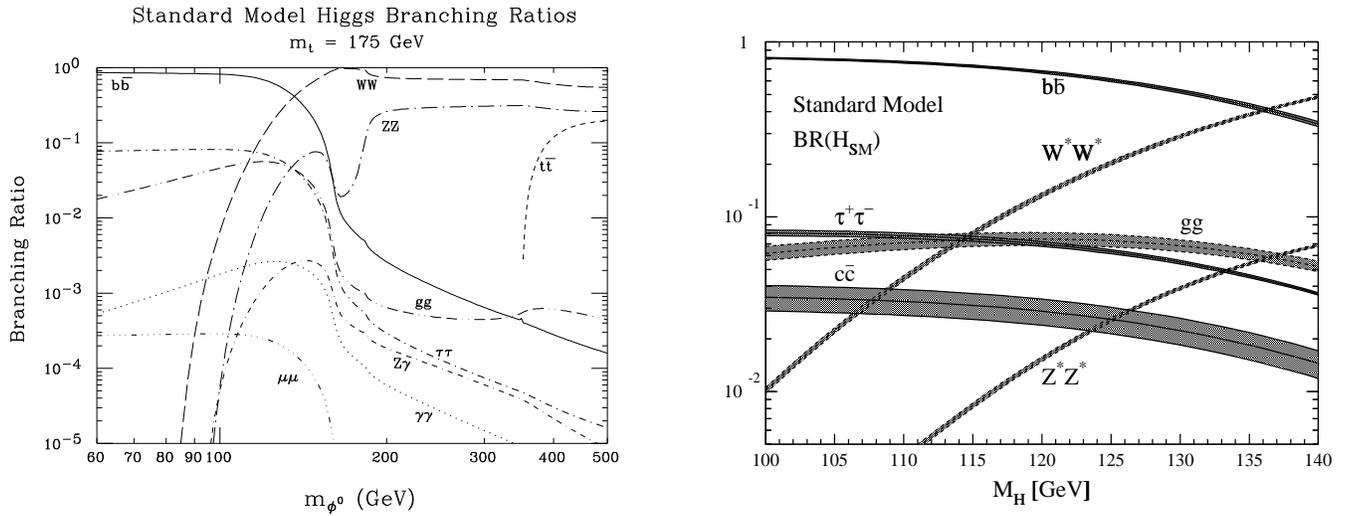
$$\Gamma(H \rightarrow l^+l^-) = \frac{G_F m_l^2}{4\sqrt{2}\pi} M_H \beta_l^3 \quad (2.23)$$

donde,  $\beta_l$  es la velocidad del estado final del leptón. La desintegración del *Higgs* en quarks está incrementada por el factor del color  $N_c = 3$  y también tiene significativas correcciones de QCD;

$$\Gamma(H \rightarrow q\bar{q}) = \frac{3G_F m_q^2}{2\sqrt{2}\pi} M_H \beta_q^3 \left(1 + \frac{4\alpha_s}{3\pi} \Delta_H^{QCD}\right) \quad (2.24)$$

Para el bosón de *Higgs* en esta zona de masas, las correcciones de  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  disminuyen la anchura de la desintegración en aproximadamente un factor 2. Las correcciones electrodébiles no son importantes, se pueden despreciar en comparación con las de QCD.

Para la mayoría de la región de  $M(H^0) \leq 140 \text{ GeV}/c^2$ , el *Higgs* se desintegra predominantemente en  $b\bar{b}$ , aunque la desintegración en  $\tau^+\tau^-$  se produce un 10% de las veces [32].



**Figura 2.3:** A la izquierda, la fracción de desintegración para todos los canales posibles del SM Higgs en función de la masa del Higgs para el rango de masa entre  $60 \text{ GeV}/c^2$  y  $500 \text{ GeV}/c^2$ . Se considera la masa del top  $M_t = 175 \text{ GeV}$ . El lado derecho de la figura muestra las fracciones de desintegración de los canales más relevantes para el rango de masas del bosón de Higgs accesible en el Tevatron. Las bandas representan la variación debida a las incertidumbre en los parámetros iniciales:  $\alpha_s(M_Z^2) = 0.120 \pm 0.003$ ,  $m_b(M_b) = (4.22 \pm 0.05) \text{ GeV}$ ,  $m_c(M_c) = (1.22 \pm 0.06) \text{ GeV}$  y  $M_t = (174 \pm 5) \text{ GeV}$ .

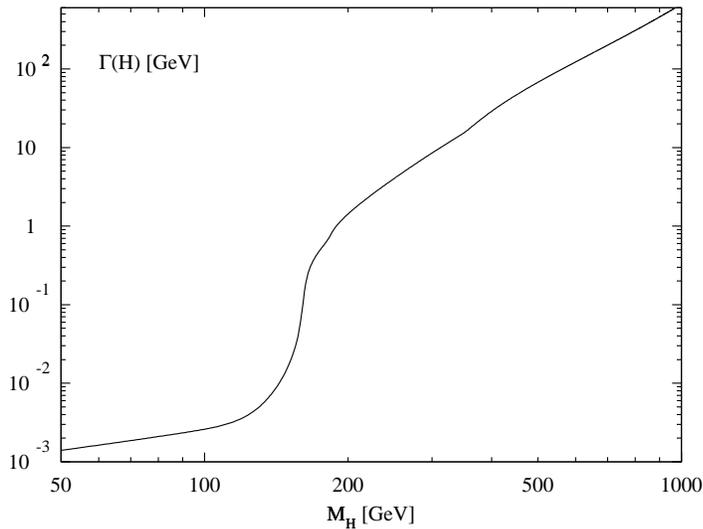
Los otros modos de desintegración son muy pequeños para ser considerados desde un punto de vista experimental. Incluso incluyendo las correcciones de QCD, la tasa de desintegración escala aproximadamente con la masa de los fermiones y el factor de color,  $N_c$ ;

$$\frac{\Gamma(h \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(h \rightarrow \tau^+\tau^-)} \sim \frac{3m_b(M_H^2)^2}{m_\tau^2} \quad (2.25)$$

En la Figura 2.3, se observa que la desintegración  $H \rightarrow f\bar{f}$  decrece para masas mayores que  $\sim 140 \text{ GeV}$  debido a que empieza a imponerse la desintegración en bosones vectoriales.

### Desintegración en un par de bosones

La desintegración del Higgs en pares de bosones vectoriales domina para masas superiores a  $140 \text{ GeV}/c^2$ . Para grandes masas del Higgs, los bosones vectoriales están polarizados longitudinalmente, como las funciones de onda de estos estados son lineales con la energía, entonces la



**Figura 2.4:** La anchura total de desintegración (en GeV) del bosón de *Higgs* en el modelo estándar, en función de la masa del *Higgs*.

anchura de este proceso crece como el cubo de la masa. La desintegración en un boson virtual y otro real empieza a ser considerable para masas mayores que 100 GeV [33]. La desintegración en  $ZZ^*$  es aproximadamente un orden de magnitud menor que en  $WW^*$  para el rango de masas de interés, esto se debe a que los acoplamientos de las corrientes neutras son mucho más débiles que los acoplamientos de las corrientes cargadas.

Las desintegraciones en pares de gluones y en pares de fotones del *Higgs* pueden alcanzar fracciones de desintegración de 10% y  $\sim 10^{-3}\%$  respectivamente, con lo que no son relevantes en el Tevatron.

Teniendo en cuenta todos los posibles canales de desintegración se obtiene la anchura total de desintegración del *Higgs*, ver Figura 2.4. Hasta masas de  $\sim 140$  GeV/ $c^2$  el *Higgs* es bastante estrecho,  $\Gamma(H) \leq 10$  MeV. Después, al abrirse los canales de desintegración a bosones reales y virtuales la anchura aumenta alcanzando valores de  $\Gamma(H) \sim 1$  GeV para el umbral del  $ZZ$ .

De todos los modos de producción que hemos visto, el que vamos a tratar en este trabajo es la producción asociada del bosón de *Higgs* con bosones vectoriales débiles. En la región de masas estudiada asumiremos que el *Higgs* se desintegra en un 100% en pares  $b\bar{b}$  y que el bosón débil se desintegra en jets, dando un estado final con 4 jets, donde dos de ellos son  $b$ ; ésto ayudará a distinguir este proceso del fondo irreducible de QCD. A este estado final le llamaremos canal hadrónico. También revisaremos el caso en el que el bosón  $W$  se desintegra en leptón más neutrino dando un estado final con dos jets  $b$ , un leptón y un neutrino. A este estado final le

llamaremos canal leptónico.

## 2.6 Producción y desintegración de *Technimesons*

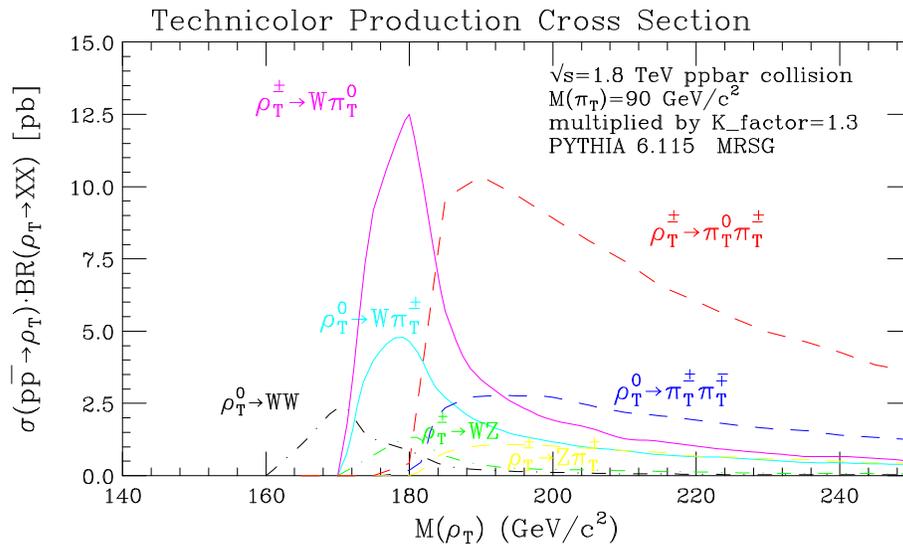
La mayoría de las *signaturas* experimentales han sido consideradas durante mucho tiempo difíciles de observar incluso en colisionadores de muy alta energía [34], tales como el LHC. En modelos mínimos, con un sólo doblete de *Technifermions*, las únicas señales modestamente observables son  $W^+W^-$  y  $W^\pm Z^0$  con masa invariante en el rango 1.5-2 TeV. Estos procesos tienen secciones eficaces pequeñas y su observación está limitada por la dificultad de reconstruir la masa de los bosones electrodébiles con resoluciones suficientemente razonables como para distinguir la señal. Los modelos no mínimos de TC tienen un amplio espectro de mesones vectoriales,  $\rho_T$ , y estados  $\pi_T$ . En estos modelos, se espera que el  $\rho_T$  sea o bien muy pesado y producido con pequeñas secciones eficaces, o bien tenga una anchura grande y la resonancia sea casi indistinguible. Además de esto el  $\pi_T$ , producido en la desintegración de los mesones, se desintegra a su vez en un par de fermiones, dando unos estados finales muy difíciles de distinguir del fondo. Debido a su peculiar dinámica los modelos de *Walking Technicolor* producen unos *Technimesons*,  $\rho_T$ , relativamente estrechos y éstos se desintegran en canales que son más fáciles de detectar. Si estos *Technirho* son estados octetes de color tendrán una tasa de producción alta en colisionadores hadrónicos, típicamente del orden de  $\mathcal{O}(\alpha_{QCD}^2)$ . En el modelo *Walking Technicolor* de multiescalas, los *Technimesons* producidos asociados a la escala más ligera pueden ser observables dentro del rango de energía del Tevatron.

Revisamos a continuación los modos de producción y desintegración de los singletes de color *Technirho* y *Technipion* para el modelo que nos ocupará en este trabajo, *Multiscale and Topcolor-Assisted Models of Walking Technicolor*.

En este trabajo consideraremos sólo singletes de color, empezaremos por el isotriplete más ligero,  $\rho_T$ , producido vía un proceso de Drell-Yan en colisiones hadrónicas. Para parametrizar de una manera simple las secciones eficaces de producción, consideramos un modelo que contiene dos isotripletos, estados isovectores, de *Technipions*,  $\Pi_T$ , que son mezcla de los bosones longitudinales,  $W_L$  y  $Z_L$ , con el triplete de los autovalores de masa,  $\pi_T^{\pm,0}$  [35]. Asumiremos que el isotriplete más ligero,  $\rho_T$ , se desintegra en pares de estos estados de *Technipion*,  $|\Pi_T\rangle = \sin\chi|W_L\rangle + \cos\chi|\pi_T\rangle$ , donde  $\sin\chi = F_T/f_\pi \ll 1$  siendo  $F_T$  la constante de desintegración de  $\Pi_T$ . Esto lleva a los siguientes procesos:

$$\begin{aligned} q\bar{q}' &\rightarrow W^\pm \rightarrow \rho_T^\pm \rightarrow W_L^\pm Z_L; W_L^\pm \pi_T^0; \pi_T^\pm Z; \pi_T^\pm \pi_T^0 \\ q\bar{q}' &\rightarrow \gamma Z \rightarrow \rho_T^0 \rightarrow W_L^+ W_L^-; W_L^\pm \pi_T^\mp; \pi_T^+ \pi_T^- \end{aligned} \quad (2.26)$$

Para calcular la tasa de estos procesos y su dependencia con la masa del *Technirho* se usa un modelo simple de producción y desintegración que asume la existencia de sólo un isotriplete



**Figura 2.5:** Sección eficaz de producción multiplicada por la fracción de desintegración del  $\rho_T$ , en función de la masa del  $\rho_T$  para  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. La masa del  $\pi_T$  esta fijada a un valor de  $90$  GeV/c<sup>2</sup>. Se muestran todas las desintegraciones a dos bosones. Se usa PYTHIA v6.115 y las funciones de estructura MRSRG para el cálculo de las secciones eficaces. El efecto de las correcciones de orden superior se incluye a través del factor  $K = 1.3$

ligero y un isoescalar. Para procesos con  $M_{\rho_T} \leq 250$  GeV y  $M_{\pi_T} \sim 100$  GeV, los procesos dominantes tienen una sección eficaz del orden de 1-15 pb en el Tevatron. La Figura 2.5 muestra las secciones eficaces de producción del  $\rho_T$  multiplicadas por la fracción de desintegración del  $\rho_T$  en diferentes procesos en función de la masa del  $\rho_T$ , cuando la masa del  $\pi_T$  está fija.

El *Technipion* se produce vía producción y subsecuente desintegración de mesones vectoriales. Las secciones eficaces para el subproceso de un par de *Technipions*, incluyendo los bosones longitudinales, son:

$$\frac{d\hat{\sigma}(q_i\bar{q}_i \rightarrow \rho_T \rightarrow \pi_a\pi_b)}{d(\cos\theta)} = \frac{\pi\alpha 2p_{ab}^3}{3\hat{s}^{5/2}} \frac{M_{\rho_T}^4 \sin^2\theta}{(\hat{s} - M_T^2) + \hat{s}\Gamma_{\rho_T}^2(\hat{s})} A_{ij}^{\pm,0}(\hat{s}) C_{ab}^2 \quad (2.27)$$

donde  $\alpha$  es la constante de estructura fina,  $\hat{s}$  es la energía centro de masa del subproceso,  $p_{ab}$  es el momento del *Technipion*,  $\theta$  es el ángulo de producción del  $\pi_a$  en el sistema centro de masas,  $A_{ij}^{\pm,0}$  son factores que dependen de la masa del  $W$  y  $Z$ , de la carga eléctrica y de la tercera componente del isospín débil para los quarks  $U_i, D_i$ , y  $\pi_a, \pi_b$  representan todos los posibles productos de desintegración del  $\rho_T$ .

La anchura parcial del  $\rho_T$  dependiente de  $\hat{s}$ , está dada por la siguiente expresión:

$$\Gamma(\rho_T \rightarrow \pi_a\pi_b; s) = \frac{2\alpha_{\rho_T} C_{ab}^2 p_{ab}^2}{3} \frac{1}{3}$$

La constante de acoplamiento  $\alpha_{\rho_T} = 2.91 \left( \frac{3}{N_{TC}} \right)$  se obtiene de una forma simple escalando de QCD [34, 35, 36]. Para los cálculos, tomamos  $N_{TC} = 4$ . El parámetro  $\mathcal{C}_{ab}^2$  depende del ángulo de mezcla,  $\chi$  y está dado por [37]:

$$\mathcal{C}_{ab}^2 = \begin{cases} \sin^4 \chi & \text{para } W_L^+ W_L^- \text{ o } W_L^\pm Z_L^0 \\ \sin^2 \chi \cos^2 \chi & \text{para } W_L^\pm \pi_T^\mp, W_L^\mp \pi_T^\pm \text{ o } W_L^\pm \pi_T^0, Z^0 \pi_T^\pm \\ \cos^4 \chi & \text{para } \pi_T^\pm \pi_T^\mp \text{ o } \pi_T^\pm \pi_T^0 \end{cases} \quad (2.28)$$

Para un *Technirho* dado,  $\Sigma_{ab} \mathcal{C}_{ab}^2 = 1$ . Se toma  $\sin \chi = 1/3$  en los cálculos. El  $\rho_T$  es un estado resonante de anchura,  $\Gamma(\rho_T \rightarrow \pi_a \pi_b) \leq 1$  GeV para  $\sqrt{\hat{s}} = M_{\rho_T} = 210$  GeV. La tasa de desintegración del  $\rho_T$  a fermión-antifermión es más pequeña y está dada por:

$$\Gamma(\rho_T^{\pm,0} \rightarrow \bar{f}_i f_i) = \frac{C_f \alpha^2 M_{\rho_T}^4}{3 \alpha_{\rho_T} \hat{s}^2} \frac{p_i (2\hat{s}^2 - \hat{s}(m_i^2 + m_j^2) - (m_i^2 - m_j^2)^2)}{2\hat{s}^2} A_{ij}^{\pm,0}(\hat{s}) \quad (2.29)$$

donde  $C_f = 3(1)$  para los tripletes (singletes) de color;  $p_i$  es el momento y  $m_i$  es la masa del fermión  $f_i$ .

En las interacciones del *Technicolor*, los *Technipions* se acoplan a los quarks y leptones con acoplamientos tipo *Higgs*. Se espera que los *Technipions* se desintegren preferentemente en fermiones pesados:

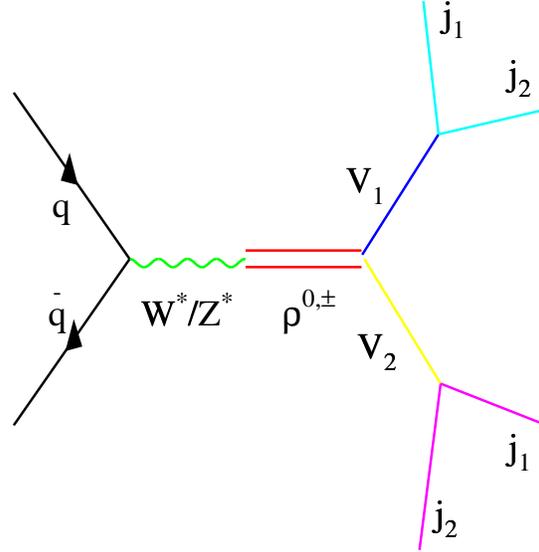
$$\begin{aligned} \pi_T^0 &\rightarrow \begin{cases} \bar{b}b/c\bar{c} & \text{si } M_{\pi_T} \leq 2m_t \\ t\bar{t} & \text{si } M_{\pi_T} \geq 2m_t \end{cases} \\ \pi_T^\pm &\rightarrow \begin{cases} \bar{c}b/c\bar{s}/\tau^+\nu_\tau & \text{si } M_{\pi_T} \leq 2m_t + m_b \\ t\bar{b} & \text{si } M_{\pi_T} \geq m_t + m_b \end{cases} \end{aligned} \quad (2.30)$$

### 2.6.1 Canal de desintegración hadrónico

El modo de producción y desintegración en que estamos interesados es la producción del *Technirho* a través de un proceso de Drell-Yan y la posterior desintegración de éste (ver ecuación 2.26). El canal de desintegración hadrónico incluye todos los procesos en los que el bosón débil se desintegra en dos jets, y el *Technipion* en  $\bar{b}b$  o  $b\bar{c}$  dependiendo de si es neutro o cargado:

$$\begin{aligned} \rho_T^0 &\rightarrow W^\pm \pi_T^\pm \rightarrow jjbc, \rho_T^0 \rightarrow \pi_T^\pm \pi_T^\mp \rightarrow bc\bar{b}c, \rho_T^0 \rightarrow W^\pm W^\mp \rightarrow jjjj, \\ \rho_T^\pm &\rightarrow W^\pm \pi_T^0 \rightarrow jjb\bar{b}, \rho_T^\pm \rightarrow \pi_T^\pm \pi_T^0 \rightarrow bcb\bar{b}, \rho_T^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow jjjj, \rho_T^\pm \rightarrow Z \pi_T^\pm \rightarrow jjbc \end{aligned} \quad (2.31)$$

Esta forma de desintegración de los bosones produce estados finales con 4 jets y la mayoría de las veces con al menos dos jets  $b$  ya que los canales  $\rho_T \rightarrow W \pi_T^0$  y  $\pi_T^0 \pi_T^\pm$  son dominantes en la región de bñqueda. A este estado final le llamaremos canal hadrónico; el diagrama correspondiente se muestra en la Figura 2.6.



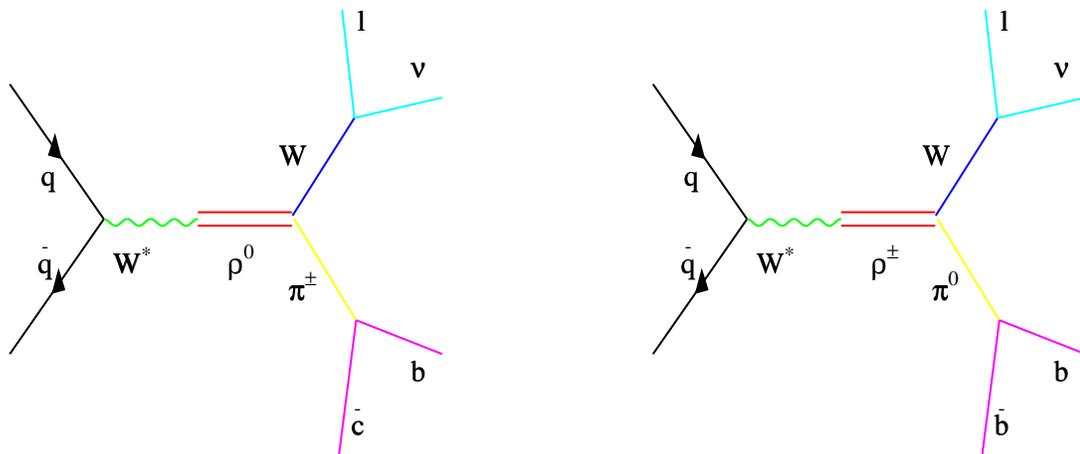
**Figura 2.6:** Diagrama de producción y desintegración de *Technipions* vía el estado resonante  $\rho_T^{0,\pm}$ .  $V_1, V_2$  representan los siguientes procesos:  $\rho_T^0 \rightarrow W^\pm \pi_T^\pm \rightarrow jjbc$ ,  $\rho_T^0 \rightarrow \pi_T^\pm \pi_T^\mp \rightarrow bc bc$ ,  $\rho_T^0 \rightarrow W^\pm W^\mp \rightarrow jjjj$ ,  $\rho_T^\pm \rightarrow W^\pm \pi_T^0 \rightarrow jjb\bar{b}$ ,  $\rho_T^\pm \rightarrow \pi_T^\pm \pi_T^0 \rightarrow bc b\bar{b}$ ,  $\rho_T^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow jjjj$ ,  $\rho_T^\pm \rightarrow Z \pi_T^\pm \rightarrow jjbc$ .

### 2.6.2 Canal de desintegración leptónico

Otro estado final observable, interesante en el Tevatron, es el consistente en 2 jets más un leptón y un neutrino. Este estado final reduce los modos de desintegración del *Technirho* a:  $W \pi_T$ , con el  $W$  desintegrándose leptónicamente y el *Technipion* en  $b\bar{b}$  o  $b\bar{c}$  dependiendo de si es neutro o cargado:

$$\rho_T^0 \rightarrow W^\pm \pi_T^\pm \rightarrow l\nu bc, \rho_T^\pm \rightarrow W^\pm \pi_T^0 \rightarrow l\nu b\bar{b} \quad (2.32)$$

El diagrama correspondiente se muestra en la Figura 2.7.



**Figura 2.7:** Desintegración leptónica del bosón  $W$  producido conjuntamente con el  $\pi_T$  a través de la resonancia del  $\rho_T$ :  $\rho_T^0 \rightarrow W^\pm \pi_T^\mp \rightarrow l\nu bc$ ,  $\rho_T^\pm \rightarrow W^\pm \pi_T^0 \rightarrow l\nu b\bar{b}$ .



---

## Capítulo 3

---

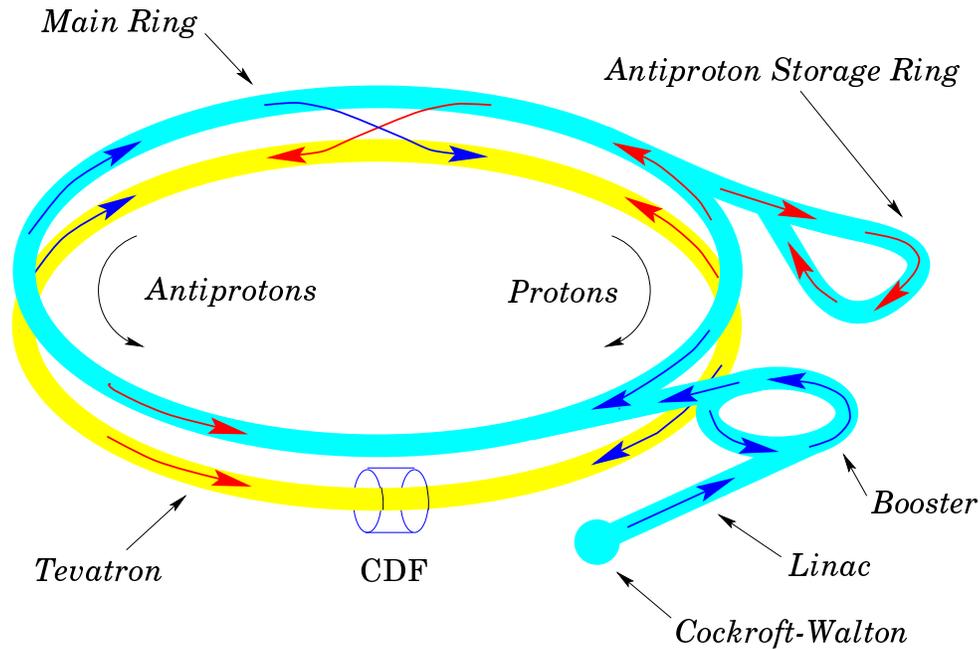
# El Tevatron y el detector CDF

Este capítulo revisa el aparato experimental, CDF, y el colisionador Tevatron. Daremos un breve repaso al proceso que permite producir y acelerar haces de partículas, protón-antiprotón, a una energía de 900 GeV, y describiremos brevemente los subdetectores que constituyen el detector CDF.

### 3.1 El Tevatron

El Tevatron [20], situado en el *Fermi National Accelerator Laboratory*, es un sincrotrón superconductor. El Tevatron mantiene un amplio programa experimental con numerosos experimentos de blanco fijo y con dos experimentos de colisión  $p\bar{p}$ . Lleva un haz de protones, de energía máxima de 900 GeV, a cuatro áreas experimentales distintas cuando opera en modo de blanco fijo, mientras que cuando opera en modo de colisionador, produce colisiones  $p\bar{p}$  a una energía de  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV en el centro de masas [38, 39, 40]. Conseguir estas energías tan altas es un proceso complejo, que requiere la participación de varios sistemas de aceleración. En la Figura 3.1 se muestra un esquema de este proceso.

Al proceso de cargar el Tevatron con protones y antiprotones se llama *shot setup*. Durante cada *shot* se almacenan los haces de protones y antiprotones que, acelerados hasta una energía de 900 GeV por haz, colisionarán en el Tevatron. La vida media de cada *shot* es  $\sim 15$  horas. Comencemos por ver como se consiguen estos protones y antiprotones. Los protones son ex-



**Figura 3.1:** En el Tevatron los iones  $H^-$  son acelerados por un acelerador Cockcroft-Walton y un LINAC hasta una energía de 200 MeV. Los protones, obtenidos de los iones son acelerados por el Booster e inyectados en el anillo principal, donde los protones y antiprotones son acelerados hasta 150 GeV y transferidos al Tevatron, en el que dan vueltas en direcciones opuestas. Los haces colisionan en B0 y D0 donde se sitúan los dos detectores de partículas CDF y DØ, respectivamente.

traídos de los iones negativos de hidrógeno ( $H^-$ ) que se encuentran en un plasma caliente de Cs y  $H_2$ . Los iones de hidrógeno se introducen en un acelerador *Cockcroft-Walton* donde adquieren un momento de 750 keV/c. De aquí son inyectados en un acelerador lineal (*Linac*) de 150 m de longitud, donde los iones alcanzan un momento de 400 MeV/c. El flujo de iones es focalizado sobre una fina lámina de carbón, donde los dos electrones son eliminados con la ayuda de un campo eléctrico. El haz de protones resultante es inyectado en el *Booster*, un pequeño sincrotrón de radio 75.45 m, que los acelera hasta 8 GeV. Del booster pasan al *anillo principal (main ring)*, un acelerador con un radio de  $\sim 1$  Km. Este acelerador tiene dos funciones principales: una es acelerar los protones hasta 150 GeV, y la otra es la producción de antiprotones. Vamos a ver primero el proceso de producción de antiprotones.

El antiprotón no existe en la naturaleza de forma natural y su producción es lenta: producir antiprotones suficientes para empezar la colisión puede llevar un día. Los protones acelerados en

el *main ring* a una energía de 120 GeV son extraídos y colisionados con un blanco de tungsteno, produciéndose partículas secundarias, algunas de las cuales son antiprotones de  $\sim 8$  GeV. Los antiprotones y otras partículas secundarias producidas son focalizadas mediante lentes de una densidad conductora baja (están construídas de litio) que se escogen con el fin de minimizar la dispersión inelástica y la absorción de antiprotones. Este chorro de partículas es conducido a un analizador magnético que deflecta las partículas cargadas negativamente y las conduce al *Debuncher*. El *Debuncher* reduce la dispersión del momento de los antiprotones mientras que mantiene la energía de las partículas constante, a 8 GeV, para tener una eficiencia alta cuando sean transferidos al *main ring*. Este proceso de colimación es conocido como proceso de enfriamiento estocástico [40]. Cuando la dispersión del momento de las partículas ha sido suficientemente reducido, los antiprotones son transferidos al acumulador, donde son almacenados y la dispersión del momento reducida aún más. Permanecerán aquí hasta que sea necesario inyectarlos en el *main ring*. Mientras que los protones y antiprotones circulan en el Tevatron, la producción de antiprotones continúa con el fin de tener suficiente acumulación para la próxima operación (*run*) del Tevatron.

Como dijimos, en el *main ring* los protones son acelerados a 150 GeV e inyectados en grupos de seis con  $\sim 2 \times 10^{11}$  protones cada uno, en el Tevatron. El Tevatron tiene el mismo radio que el *main ring* y está construído debajo del mismo. Es capaz de acelerar las partículas a energías mucho mayores gracias a las cavidades de radiofrecuencia y a los imanes superconductores, que producen campos suficientemente poderosos para mantener el haz en órbita circular. Los antiprotones son también inyectados en el *main ring* y acelerados hasta 150 GeV. Después se introducen en el Tevatron, donde girarán en dirección contraria a los protones, también en grupos de seis y con  $\sim 6 \times 10^{10}$  antiprotones cada uno. Los protones y antiprotones son acelerados hasta 900 GeV. Cuando se focalizan los haces, los grupos de protones y antiprotones se rotan uno con respecto al otro, de tal forma que los haces viajan en una hélice colisionando en seis puntos, A0,B0....F0. En teoría desde B0 hasta E0 se pueden colocar detectores de partículas<sup>1</sup>, aunque sólo en B0 y D0 ocurre esto<sup>2</sup>. Para el momento en el que se va a producir la colisión los haces se focalizan más aún con cuadrupolos magnéticos hasta conseguir un haz de sección de  $\sim 0.1$  mm. Esta focalización se llama *Low  $\beta$  squeeze*<sup>3</sup>.

En los puntos de colisión B0 y D0 se encuentran los detectores de partículas CDF y DØ repectivamente. Idealmente los haces colisionan en el centro de los detectores, aunque realmente el punto de colisión tiene una distribución gaussiana con  $\sigma_x = \sigma_y = 35 \mu\text{m}$ , y  $\sigma_z = 30$  cm.

Existen dos variables del acelerador que caracterizan las capacidades físicas del mismo: la energía centro de masa ( $\sqrt{s}$ ) y la luminosidad instantánea ( $\mathcal{L}$ ). La energía centro de masa,  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, es igual a dos veces la energía del haz. La luminosidad instantánea se define como:

<sup>1</sup>A0 y F0 son los puntos de inyección y extracción.

<sup>2</sup>Se está construyendo un nuevo detector, BTeV, en el punto C0. Este detector será dedicado al estudio del quark *b*.

<sup>3</sup>El valor de  $\beta$  depende de la configuración de los cuadrupolos magnéticos alrededor del anillo.

$$\mathcal{L} = \frac{N_p N_{\bar{p}} B f_0}{4\pi\sigma^2}$$

donde  $N_p(N_{\bar{p}})$  es el número de protones (antiprotones) por grupo, B es el número de grupos de cada tipo en el acelerador,  $f_0$  es la frecuencia de revolución de los grupos y  $\sigma$  es la sección transversa de los mismos.

La luminosidad instantánea se expresa en unidades de  $cm^{-2}s^{-1}$ . La luminosidad integrada se define como la luminosidad instantánea integrada sobre un cierto tiempo  $\int \mathcal{L} dt$ . En CDF la luminosidad integrada conseguida se muestra en la Tabla 3.1.

Run	Período	$\int \mathcal{L}$ de CDF
Run IA	De diciembre 1992 a agosto 1993	$\sim 19.3 pb^{-1}$
Run IB	De agosto 1994 a febrero 1996	$\sim 91 pb^{-1}$

**Tabla 3.1:** Luminosidad integrada recogida por CDF en el período 1992-1996.

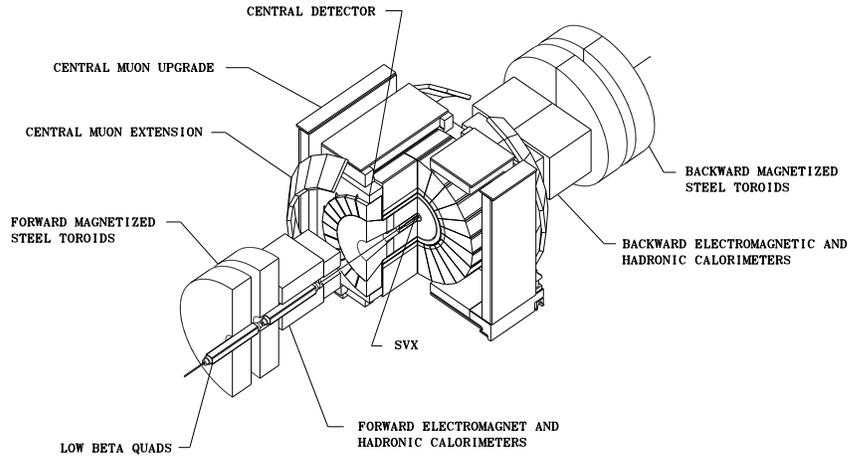
El número de colisiones por segundo ( $N$ ) que da lugar a un proceso físico determinado se puede escribir de la siguiente manera:

$$N = \mathcal{L} \times \sigma$$

donde  $\sigma$  es la sección eficaz del proceso en cuestión.

### 3.2 El detector CDF (The Collider Detector at Fermilab)

El detector CDF es un detector multipropósito diseñado para estudiar un amplio rango de física. Está compuesto de numerosos subdetectores, cada uno de ellos diseñado para la detección de un objeto físico específico, tales como jets, electrones, etc, distribuidos en distintas regiones del espacio con respecto al punto nominal de interacción  $p\bar{p}$ . Se comenzó a construir en 1985 y desde entonces se han realizado tres tomas de datos. La primera fue en el 88-89, en la que se obtuvo una luminosidad integrada de  $4 pb^{-1}$ . Durante los tres años siguientes CDF fue actualizado y preparado para recibir una luminosidad más alta. Varios subdetectores fueron reemplazados (por ejemplo: la cámara de vértices), otros fueron mejorados (el detector de muones), y nuevos detectores fueron instalados (por ejemplo, el detector de vértices de silicio). En mayo de 1992 se reanudó la toma de datos (Run 1), dividida en dos períodos (Run 1A y Run 1B), en los que se acumularon  $19.6 pb^{-1}$  y  $90.6 pb^{-1}$  colisiones  $p\bar{p}$  respectivamente. Tras el primer período se reemplazó el detector de vértices de silicio (SVX) por uno nuevo. El cambio fue debido al daño ocasionado por la radiación que sufrió este detector al estar tan cerca del punto de interacción. El nuevo detector de silicio, más resistente a la radiación, es conocido como el SVX'. Durante



**Figura 3.2:** Vista en perspectiva de CDF.

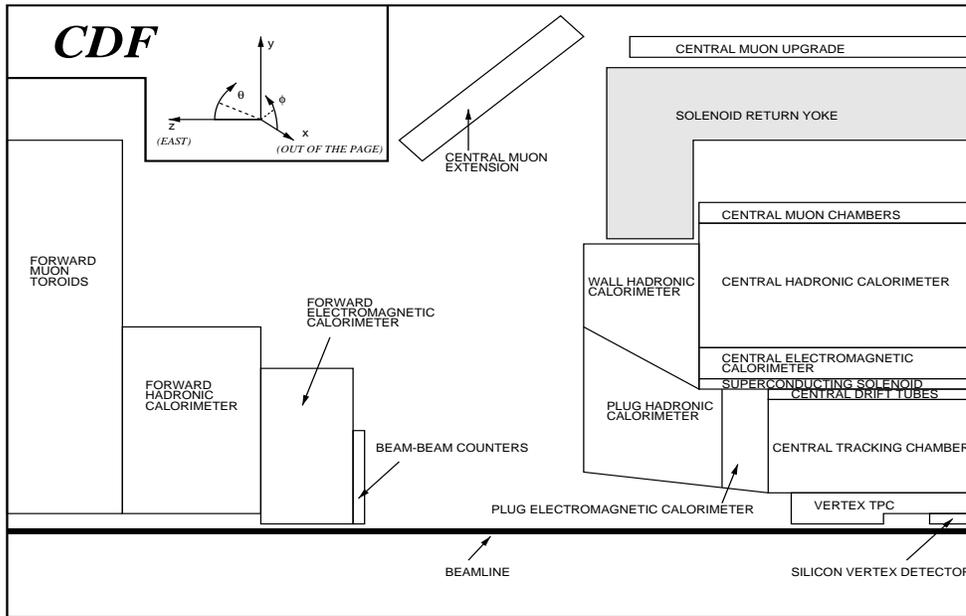
este tiempo también se mejoró el sistema de adquisición de datos. Los datos usados en la parte principal de este trabajo son los recolectados a lo largo del Run 1.

CDF [41] es un detector de 5000 toneladas, cilíndrico y simétrico alrededor del punto de colisión lo cual permite un recubrimiento de casi  $4\pi$ . La Figura 3.2 muestra una vista en perspectiva del detector.

El sistema de coordenadas de CDF es diestro con el eje  $z$  en la dirección del haz de protones, el eje  $y$  en la dirección vertical y el eje  $x$  radial al anillo del Tevatron. El ángulo azimutal  $\phi$  se mide con respecto al eje  $x$  positivo en el sentido de las agujas del reloj alrededor del eje  $z$ , y el ángulo polar  $\theta$  con respecto al eje  $z$  positivo. Generalmente en CDF la coordenada polar se expresa en términos de la pseudorrapidez  $\eta$ ,

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (3.1)$$

El motivo es que  $d\eta$  es invariante y aditiva bajo translaciones de Lorentz a lo largo del eje  $z$ . La densidad de partículas por unidad de rapidez en colisiones  $p\bar{p}$  es aproximadamente constante para  $|\eta| \leq 3$  (para partículas con alta energía,  $E \gg m$ ,  $\eta$  es una buena aproximación a la rapidez,  $y = 0.5 \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$ , donde  $E$  es la energía y  $p_z$  es el momento en la dirección  $z$ ). Las cantidades de interés en los colisionadores están a menudo referidas al plano transversal a la dirección del haz, debido al desconocimiento de la energía perdida por el tubo de vacío del Tevatron. Las cantidades de interés son la energía transversal,  $E_T = E \sin \theta$ , y el momento transversal,  $P_T = P \sin \theta$ . La detección de partículas en CDF es simétrica entorno al punto de colisión por lo tanto se puede describir el detector en términos de  $\eta$  y  $\phi$ .



**Figura 3.3:** Vista lateral de un cuarto de CDF. La distancia radial desde el punto de interacción a la superficie exterior es de unos 6 m.

El detector se divide en tres regiones de subdetectores, cada una de las cuales está finamente segmentada en  $\phi$  y  $\eta$ . La región central con  $|\eta| \leq 1.2$ , la región de cierre (*plug*) que cubre una zona  $1.1 \leq |\eta| \leq 2.4$  y la región hacia adelante (*forward* y *backward*),  $2.2 \leq |\eta| \leq 4.2$ . La Figura 3.3 muestra un corte longitudinal del detector, donde se puede ver la disposición geométrica de los diferentes componentes de detección.

Los detectores colocados muy cercanos al punto de interacción tienen la función de identificar la trayectoria de las partículas cargadas (trazas) y localizar el punto de interacción y de desintegración de partículas. Incluyen el detector de vértices de silicio, SVX', que da información de las trazas en el plano  $r - \phi$  para partículas que tenga la coordenada  $|z| \leq 25$  cm, y la cámara de vértices, VTX, que provee información de las trazas en el plano  $r - z$ . Estos detectores están en la región central. Rodeándolos está la cámara central de trazas, CTC, que detecta las trayectorias de las partículas cargadas y está rodeada por un imán solenoidal que genera un campo magnético de 1.4 T y que permite la medida del momento de estas partículas. Tras la bobina del solenoide, a radios mayores de 1.5 m, y ocupando la zona de  $|z| \leq 2.5$  m, se encuentran los calorímetros. Estos están segmentados en  $\eta$  y  $\phi$ , tienen una geometría proyectiva, en torres, con respecto al punto de interacción y determinan la energía e identifican los fotones, electrones

y jets. CDF tiene varios tipos de calorímetros; los calorímetros electromagnéticos central, de cierre y delantero (CEM, PEM, FEM) y los calorímetros hadrónicos central, de pared, de cierre, y delanteros (CHA, WHA, PHA, FHA). Las partículas que atraviesan los calorímetros, generalmente muones, llegan a una cámara de deriva que identifica y mide el momento de los muones en la región central. Existen varias cámaras de muones; central, central mejorada y la extensión de las cámaras de muones (CMU, CMP, CMX), y las cámaras delanteras.

En el resto del capítulo se describirá en más detalle cada una de las partes que forman el detector.

### 3.2.1 Los contadores de haces (Beam-Beam Counters-BBC)

Los BBC consisten en unas pequeñas placas de centelladores que están colocadas a 5.8 metros del punto nominal de colisión a ambos lados de CDF. Cubren una pseudorapidez de  $3.24 \leq |\eta| \leq 5.9$ . Están compuestos de 16 centelladores más varios fotomultiplicadores. Se usan como monitores de la luminosidad y disponen de un *trigger*<sup>4</sup> de *minimum bias*<sup>5</sup>. Para que los BBC disparen una señal se requiere que al menos haya un impacto en ambos detectores dentro de una ventana de tiempo de 15 ns desde la colisión. La luminosidad recogida en CDF se determina por el número de veces que hay un suceso de *minimum bias*. La sección eficaz ( $\sigma_{BBC}$ ) y la luminosidad medidas en los BBC se calculan a partir del número de *triggers* registrados en los contadores y la medida de los parámetros del haz: el perfil transverso y longitudinal del haz y la intensidad del *bunch*. La incertidumbre en tales cálculos está dominada por la incertidumbre en su calibración [42].

### 3.2.2 Los detectores de trazas

La función de estos detectores es la identificación de las trazas a partir de la ionización producida por las partículas a su paso por ellas y la medida del momento de las partículas cargadas. La información de las trazas es también usada para la reconstrucción de la posición de la colisión original, llamada vértice primario, y para distinguir los vértices secundarios formados por partículas que viajan distancias macroscópicas, antes de desintegrarse.

Las trazas de partículas cargadas dentro del campo magnético uniforme creado por el solenoide se curvan y sus trayectorias son hélices con ejes paralelos al eje  $z$ . Las trazas son reconstruidas a partir de los impactos en estos detectores, empezando con los vértices en el VTX. Trazas en tres dimensiones son reconstruidas con la información proporcionada por la CTC, las trazas aquí se reconstruyen parametrizando la hélice mediante seis parámetros. Estas

<sup>4</sup>Es un sistema de selección de datos rápido. Una señal pone en marcha la toma de datos en los diferentes subdetectores cuando el suceso producido cumple ciertas características.

<sup>5</sup>Todos los sucesos en los que se produce una colisión inelástica. Generalmente dejan una pequeña  $E_T$  en muchas celdas del calorímetro y tienen pocas trazas de alto  $P_T$ .

trazas son extrapoladas al SVX' para mejorar las resoluciones en la medida de la posición y el momento. En la reconstrucción de un suceso, las trazas son asociadas con los centroides de las cascadas medidos en los calorímetros. Las trazas cargadas también dan una información que ayuda a estudiar la respuesta del calorímetro como función del momento y de la posición dentro de cada elemento de los módulos del calorímetro.

### El detector de vértices de silicio (SVX')

Este detector está colocado muy cerca del punto de interacción, directamente a continuación del tubo de berilio por el que circulan los haces.

El primer detector de vértices de silicio fue instalado en 1992 para el Run 1A [43]. Debido a la degradación del detector tras su alta exposición a la radiación, el SVX fue sustituido para la segunda parte del Run 1, Run 1B, por el SVX' [44] que es un detector con mayor resistencia a la radiación. Los diseños son muy similares; se cambiaron los acoplos DC a AC para reducir la pérdida de corriente y el ruido coherente. Los chips<sup>6</sup> de lectura fueron mejorados para ser más resistentes a la radiación, y el radio interior se disminuyó de 3.00 cm a 2.86 cm para eliminar algunas zonas muertas en la geometría del detector. Todo esto conduce a una mejor eficiencia de detección que permite una mejor reconstrucción de las trazas.

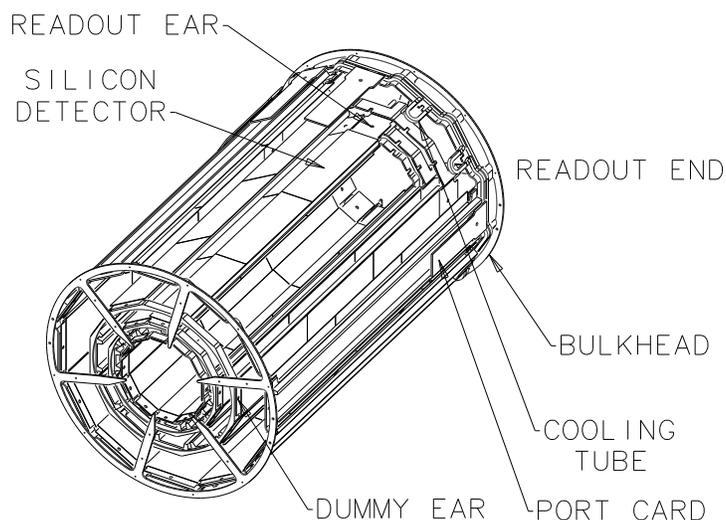
El SVX' consiste en dos cilindros colocados de manera simétrica respecto al punto nominal de colisión con una separación entre ellos de 2.15 cm. La longitud total activa del detector es de 51 cm, lo que permite una aceptación del  $\sim 60\%$  debido a que las colisiones se producen con una dispersión gaussiana en la coordenada  $z$  de  $\sigma \sim 30$  cm. La cobertura total del detector es de  $|\eta| \leq 1.9$ .

Cada cilindro del SVX' tiene cuatro capas; la más interna está colocada a un radio de 2.86 cm del punto de interacción y la más externa a un radio de 7.87 cm. Cada capa tiene 12 módulos, cada uno cubre una región en  $\phi$  de  $30^\circ$  (ver Figura 3.4). Cada capa está formada por sensores de microbandas de silicio, colocados sólo por una cara del sensor, unidos en grupos de tres a lo largo del eje  $z$  (*ladders*, ver Figura 3.5). Las microbandas están separadas  $60 \mu m$  para las tres capas más internas y  $55 \mu m$  para la capa más externa. Los sensores de silicio tienen un grosor de  $300 \mu m$ .

Cada módulo del detector tiene cuatro *ladders*, que se ensanchan de la capa interna a la más externa. Cada *ladder* es leído por los chips de lectura; cada chip lee 128 canales (bandas de sensor). El número de chips por *ladder* varía en cada capa del detector, dos para la capa más interna y 3, 4 y 6 para las capas más externas. Estos chips se colocan en una tarjeta de lectura situada en el extremo del *ladder*. El número total de canales de lectura en todo el detector es de 46080; cada módulo tiene 1920 canales leídos en paralelo. Sólo las bandas que tienen una señal por encima de un umbral son leídas. Esto significa que el tiempo de lectura y el tamaño de los

---

<sup>6</sup>Fueron llamados SVXD chips para el primer detector y SVXH para la versión más resistente a la radiación en SVX'.



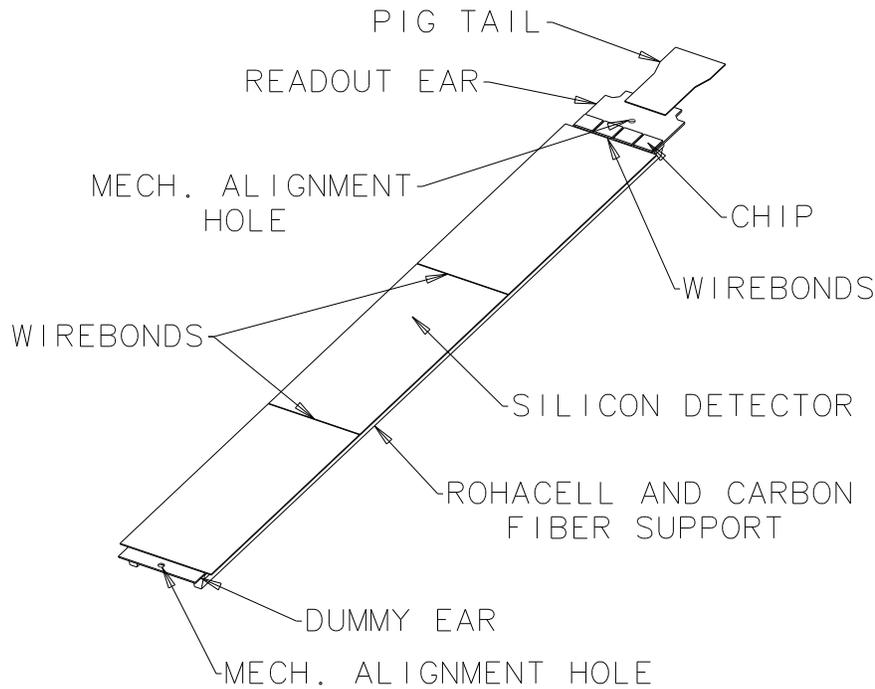
**Figura 3.4:** Vista esquemática de un módulo del detector SVX'.

datos están dados por el nivel de ocupación del detector. Con ocupaciones típicas de  $\leq 10\%$ , el tiempo de lectura es de unos  $2\ \mu s$ , uno de los más largos dentro de los subdetectores de CDF.

Cada módulo está rodeado por un conductor cilíndrico que le aísla del ruido electromagnético y descargas eléctricas, además de dar rigidez a la estructura. Este cilindro protege además al resto de los subdetectores de CDF del ruido de la electrónica del SVX'. Para prevenir la expansión térmica del detector se usa un sistema de refrigeración por agua a una temperatura de 20-25 grados centígrados.

La resolución en la medida de la posición de un impacto es de  $13\ \mu m$  y la resolución en el parámetro de impacto<sup>7</sup> de una traza de alto momento es de  $\sim 17\ \mu m$ . Las partículas que pasan dentro del volumen fiducial del SVX' producen ionización que es recogida en las cuatro capas del detector. Esta deposición de carga es una distribución de Landau. El camino seguido por la partícula depende del ángulo de incidencia y de que la partícula pueda depositar carga en más de una banda a la vez. Cuando la carga es depositada en más de una banda se agrupan en *clusters*, de los cuales se calcula un centroide para determinar el punto de impacto. La resolución de este centroide es calculada en función del número de bandas en el *cluster* y varía de  $13\ \mu m$  a  $19\ \mu m$  si el *cluster* tiene 1 ó 3 bandas, respectivamente. Esta precisión lo capacita para la reconstrucción de vértices secundarios provenientes de las desintegraciones de los quarks *b* y *c*. De estos vértices se pueden determinar las vidas medias de estos quarks. La identificación de

<sup>7</sup>La distancia perpendicular más cercana desde la traza al vértice primario en el plano  $r - \phi$ .



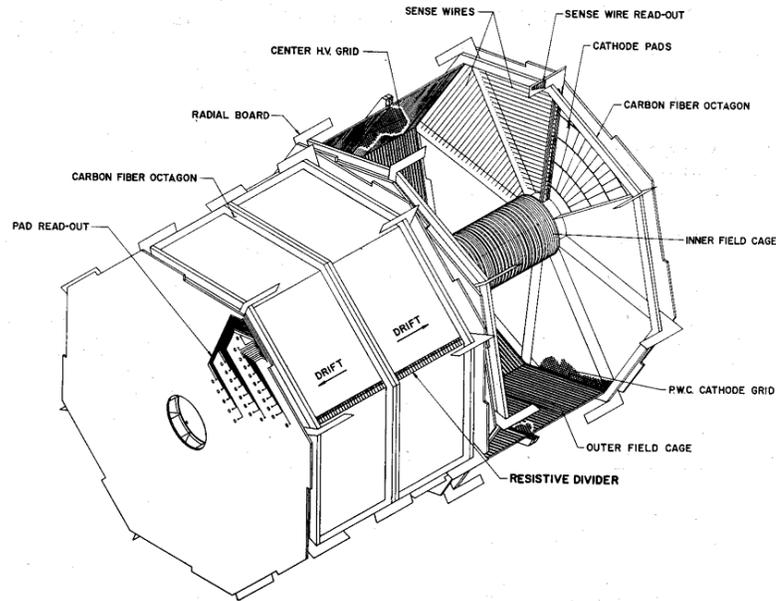
**Figura 3.5:** Una ladder del detector SVX'.

vértices secundarios es la técnica más potente para la selección de jets provenientes del quark  $b$ .

### El detector de vértices (VTX)

El detector de vértices, VTX, es una mejora de una cámara muy similar usada en el Run de 1988-1989. Está rodeando al SVX', tiene un radio interior de 22 cm, una longitud de 2.8 m y cubre la región de  $|\eta| \leq 3.25$ . La cámara está optimizada para determinar la posición del vértice primario en el plano  $z$ , dar una medida general de la topología del suceso en  $\theta$ ,  $3.5^\circ \leq \theta \leq 176.5^\circ$ , y ayudar a la reconstrucción de trazas por la CTC en el plano  $r-z$ . El VTX identifica el vértice primario reconstruyendo las trazas de las partículas cargadas y extrapolándolas hasta la posición del haz. La calidad del vértice depende del número de trazas y de impactos encontrados en el VTX. Sólo segmentos de trazas con un vértice extrapolado dentro de una región de  $\pm 150$  cm son considerados.

El VTX es una cámara de deriva que usa una mezcla del 50%/ 50% de argón y etano con 0.7% de isopropil, con una distancia de deriva de 15.25 cm. Esta distancia fue elegida para que el máximo tiempo de deriva sea menor que  $3.5 \mu s$ , tiempo entre el cruce de los haces,



**Figura 3.6:** Vista isométrica de dos módulos del VTX. Están girados  $11.3^\circ$  en  $\phi$  uno con respecto del otro.

cuando la velocidad en el gas es de  $46 \mu\text{m/ns}$ . Tiene un total de 28 módulos colocados en serie, cada módulo está dividido a su vez en ocho octantes. En los cierres de cada módulo se encuentran los hilos sensores perpendiculares al haz y el cátodo está colocado de manera radial. El VTX contiene un total de 3072 hilos sensores para la medida de las coordenadas de la traza en  $r - z$ , y 3072 electrodos para medir las coordenadas en  $r - \phi$ . La Figura 3.6 muestra un dibujo esquemático de dos módulos del VTX; se ven las regiones de deriva de cada módulo, los hilos sensores, 24 por octante, y los cátodos de bandas, 24 por octante. Con el fin de extraer información en el plano  $r - \phi$ , cada octante es girado  $11.3^\circ$  con respecto al anterior.

El VTX mide la coordenada  $z$  de un traza con una resolución de 1-2 mm, dependiendo del número de trazas en el suceso. Esta información es usada por el algoritmo de reconstrucción de trazas como punto de partida para la reconstrucción de trazas tridimensionales en la CTC.

### La cámara de trazas central (CTC)

La cámara de trazas (CTC) [45] es una cámara de deriva cilíndrica que rodea al VTX mide 138 cm de radio y 3.2 m de largo. El gas de deriva en el interior de la cámara es una

mezcla al 50%/50% de argón y etano. Fue diseñada para reconstruir de una manera precisa las trayectorias de las partículas cargadas y medida de las pérdidas de energía en el calorímetro. La región cubierta por este detector en pseudorapidez es  $|\eta| \leq 1.0$  y  $2\pi$  en  $\phi$ . La CTC está inmersa en un campo magnético de 1.4 T orientado en la dirección  $z$ , que permite una medida precisa del momento transverso de las partículas cargadas.

La CTC contiene 36504 hilos, tanto sensibles como de campo, con una longitud de 3.2 metros. Estos hilos están divididos en 84 capas agrupadas a su vez en 5 supercapas axiales (paralelas al haz, dan información en el plano  $r - \phi$ ) y 4 supercapas estereo (con una inclinación de  $\pm 3^\circ$  con respecto al haz para dar información en el plano  $r - z$ ; las supercapas 1 y 5 tienen un ángulo estereo  $+3^\circ$  y las 3 y 7 le tienen  $-3^\circ$ ) dando un total de 9 supercapas numeradas del 0 al 8 (0 es la capa más interna). Las supercapas axiales compuestas de 12 capas de hilos, se alternan con las supercapas estereo de 6 capas de hilos. Los hilos están separados 10 mm. La Figura 3.7 muestra una vista transversa del detector. Tanto las supercapas axiales como las estereo están giradas  $45^\circ$  respecto a la dirección radial, con el fin de compensar el ángulo de Lorentz,  $\beta$ , de los electrones de deriva. Esta inclinación de las supercapas maximiza el solapamiento de las celdas para permitir un *trigger* sobre las trazas de alto  $P_T$  y resolver la ambigüedad entre derecha e izquierda en la reconstrucción de trazas<sup>8</sup>. Las supercapas a su vez están divididas en celdas, resultando que el tiempo máximo de deriva de las partículas es de 800 ns, mucho más pequeño que el tiempo entre cruce de haces.

La reconstrucción de trazas en la CTC comprende un ajuste de los impactos de una traza al arco de una hélice. La resolución en la medida del momento es:

$$\frac{\delta p_t}{p_t^2} \sim 0.002 \text{ GeV}^{-1} c \quad (3.2)$$

La resolución espacial de la CTC es de 200  $\mu\text{m}$  en el plano  $r - \phi$  y 4 mm en el plano  $r - z$ . Utilizando conjuntamente la CTC y el detector de silicio SVX', se mejora la resolución:

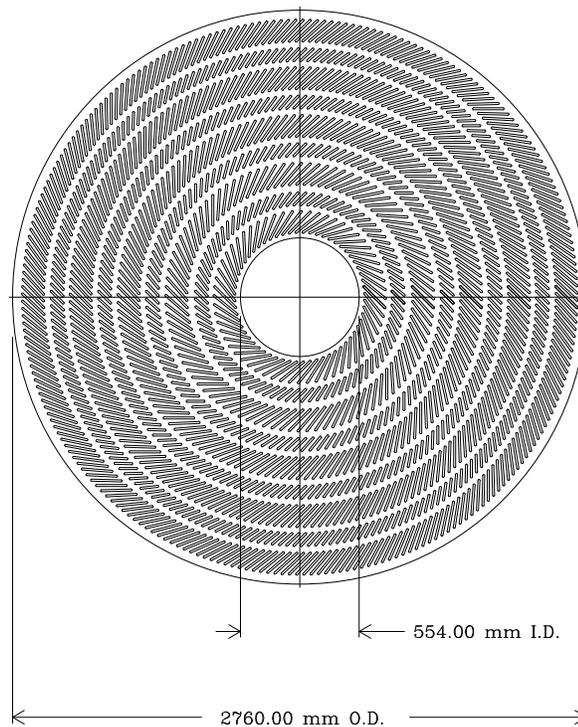
$$\frac{\delta p_t}{p_t^2} \sim \sqrt{(0.0009 p_t)^2 + 0.0066^2} \sim 0.001 \text{ GeV}^{-1} c \quad (3.3)$$

### 3.2.3 Los calorímetros

En el exterior del solenoide se sitúan los calorímetros. Tienen un recubrimiento de  $2\pi$  en el ángulo azimutal y  $\geq 4.2$  en pseudorapidez. Los calorímetros están compuestos de dos partes, una

---

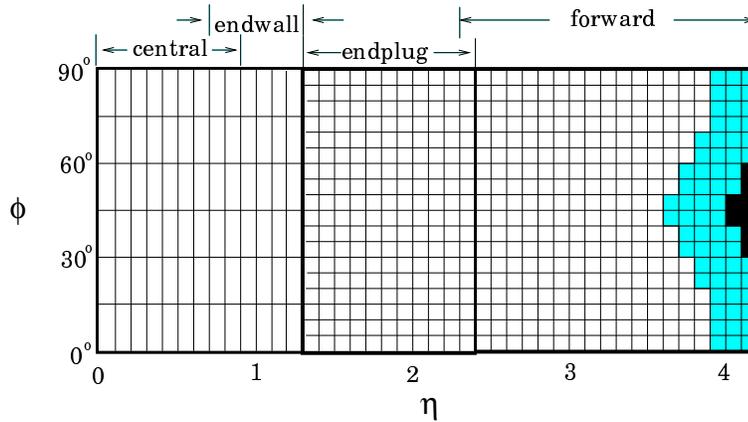
<sup>8</sup>A veces, dentro de una celda una traza de alto  $P_T$  produce distancias que son consistentes con venir de dos trayectorias distintas produciendo una ambigüedad. Generalmente el segmento incorrecto no casa con segmentos en celdas contiguas y puede ser excluido.



**Figura 3.7:** Vista de la CTC que muestra las supercapas axiales y estereo.

parte electromagnética (EM) y una parte hadrónica (HAD), y están divididos en tres regiones definidas por el área cubierta en pseudorapidez: la región central (CEM, CHA), la región de cierre (PEM, PHA) y la región delantera (FEM, FHA). La parte EM del calorímetro es la primera en experimentar las cascadas debidas a los electrones y a los fotones. La parte HAD viene inmediatamente después. Cada parte del calorímetro está subsegmentada en pseudorapidez y  $\phi$  formando torres con una geometría proyectiva. Esta geometría facilita la reconstrucción de los patrones de distribución de energía desde el vértice del suceso, asumiendo que éste está cerca del vértice nominal. La Tabla 3.2 y la Figura 3.8 muestran las distintas segmentaciones para cada región del detector y el cubrimiento de cada una de ellas. Los detectores están compuestos de dos tipos de material que se alternan: material absorbente, generalmente metálico, y material activo, que puede ser capas de plástico centellador en la región central o tubos proporcionales de gas en la región de cierre y delantera. Los EM usan capas finas de metales de alta densidad como absorbentes, mientras que los HAD usan capas gruesas de material absorbente.

Las partículas neutras, y cargadas con momento transverso mayor que  $350 \text{ MeV}/c$ , son capaces de alcanzar los calorímetros. Los calorímetros están diseñados para contener un 95%



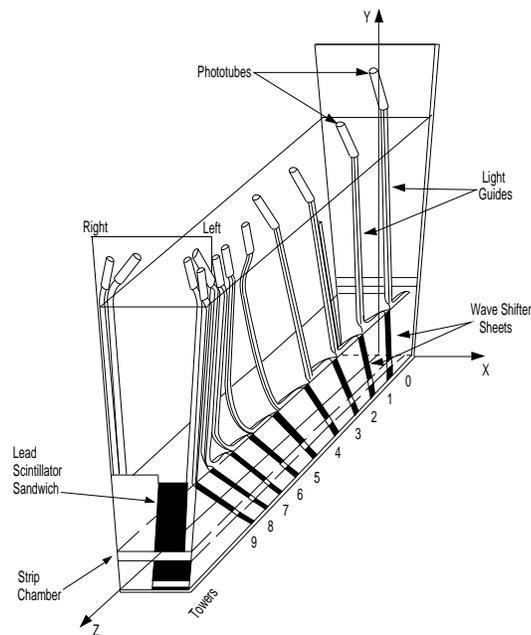
**Figura 3.8:** Mapa esquemático mostrando la región de cubrimiento en  $\eta - \phi$  de los calorímetros de CDF para un cuadrante. Los calorímetros EM tienen un completo cubrimiento en  $\eta = 4.2$ . La zonas sombreadas tienen sólo un cubrimiento parcial para los calorímetros hadrónicos debido al espacio ocupada por los cuadrupoles low beta, y las zonas negras no tienen ningun cubrimiento debido al agujero del tubo del haz.

de piones de 50 GeV/c. Por lo tanto partículas con un momento transversal más alto pueden atravesar el detector sin dejar toda su energía en el calorímetro contribuyendo a una degradación de la resolución.

### Calorímetro central/endwall

El calorímetro central [46, 47] de CDF está compuesto de cuatro arcos semicirculares, que se juntan formando dos módulos simétricos respecto a  $z = 0$ . Cada módulo está compuesto de 24 secciones que cubren  $15^\circ$  en  $\phi$  y se extienden sobre 2.5 m a lo largo del eje del haz. A su vez cada sección está dividida en torres de  $15^\circ$  en  $\phi$  y 0.1 en  $\eta$ . En las fronteras de estos arcos existen huecos, zonas no instrumentadas, en  $\phi = 90^\circ$  y  $0^\circ$ , que contribuyen al aumento de la pérdida de energía detectada. Además, una de las secciones de los módulos tiene un hueco para permitir el acceso al superconductor, en  $\phi = 45^\circ$ . La suma de todas las zonas muertas debido a las uniones de cada sección cada  $15^\circ$  en  $\phi$  y el salto en  $z = 0$  es de 4.8% del recubrimiento azimutal total. El calorímetro central electromagnético, CEM, el central hadrónico, CHA, junto con la cámara central de muones, CMU, (que explicaremos más tarde) están todos juntos en un módulo. La Figura 3.9 muestra un módulo del calorímetro central.

El material activo en los calorímetros centrales es centellador de poliestireno, el cual emite luz azul al paso de las partículas. Se incorporan unos cambiadores de longitud de onda (WSL) que cambian la longitud de onda al verde. Esta luz se transporta a través de guías de luz a los



**Figura 3.9:** Módulo del calorímetro central. Una cámara central de hilos está localizada en el máximo de las cascadas electromagnéticas.

fotomultiplicadores situados en el extremo superior. Existen dos fotomultiplicadores por torre.

El calorímetro electromagnético [46] está formado por 31 capas de plomo (absorbente de alta densidad) de 0.32 cm de espesor, y capas de material activo de 0.5 cm de espesor. En total, tiene 10 torres con geometría proyectiva. El radio interno desde el centro del detector es de 173 cm y el grosor total del calorímetro es de 35 cm.

El espesor total del calorímetro electromagnético corresponde a 18 longitudes de radiación ( $X_0$ ). A la profundidad de  $6 X_0$ , donde el desarrollo de la cascada alcanza el máximo para las partículas electromagnéticas, se encuentra la *Cámara Central de Hilos (CES)*, ver Figura 3.9. Esta cámara determina la posición en  $\eta$  y  $\phi$ , y el perfil de la cascada al medir la deposición de carga en los 64 hilos colocados paralelos al eje del haz, y en las 128 bandas ortogonales al eje del haz. La resolución de la posición es aproximadamente  $\pm 2$  mm en ambas direcciones e independiente de la energía de la partícula. Este calorímetro fué calibrado usando fuentes radioactivas, rayos cósmicos y un haz de prueba compuesto de electrones de 50 GeV/c. El envejecimiento de los centelladores y fotomultiplicadores se estudió usando fuentes radioactivas y fuentes de luz. La resolución en energía de este detector para los electrones y fotones incidentes es:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{13.7\%}{\sqrt{E_T}} \oplus 2\% \quad (3.4)$$

(E en GeV) y  $\oplus$  significa que el término constante es añadido en cuadratura.

El calorímetro hadrónico [47] viene inmediatamente después del calorímetro electromagnético. Se compone de 32 capas de material absorbente, hierro, de 2.5 cm de espesor y de capas de centelladores de 1 cm de espesor colocadas entre cada dos capas de material absorbente. En total, tiene 8 torres y cubre una región en  $\eta$  de  $|\eta| \leq 0.9$ . El espesor total corresponde a 4.7 longitudes de absorción. Este calorímetro fué calibrado usando fuentes radioactivas, rayos cósmicos y un haz de pruebas compuesto de piones cargados de 50 GeV/c. La resolución de energía para los piones incidentes es :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E_T}} \oplus 3\% \quad (3.5)$$

como antes la energía está expresada en GeV.

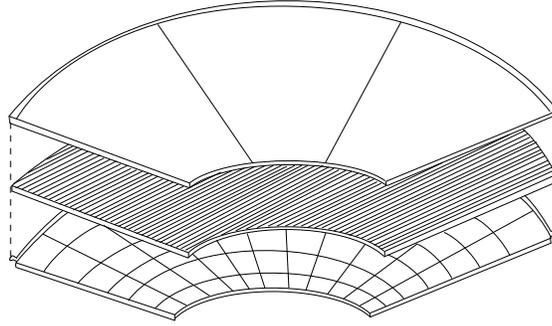
El calorímetro de pared es del mismo tipo que el central hadrónico. Cubre la región en  $\eta$  de  $0.9 \leq |\eta| \leq 1.3$ . Al estar situado en la zona de cierre del imán, su material absorbente cumple las funciones de hierro de retorno del campo magnético. La resolución en energía es:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{75\%}{\sqrt{E_T}} \oplus 4\% \quad (3.6)$$

### El calorímetro de cierre

Este calorímetro (*plug*) [48, 49] se sitúa en la zona de cierre del detector, cubre las tapas de la CTC y ajusta dentro de la estructura del WHA. Al igual que el central, tiene dos segmentos: el calorímetro electromagnético (PEM) y el calorímetro hadrónico (PHA). Cada parte del *plug* está compuesta por cuatro cuadrantes de  $90^\circ$  en la dirección azimutal y juntos rodean el tubo del haz. El recubrimiento en  $\eta$  es de  $1.1 \leq |\eta| \leq 2.4$  para el PEM y  $1.32 \leq |\eta| \leq 2.4$  para el PHA. El calorímetro tiene un agujero concéntrico al tubo del haz en forma de cono cuyo ángulo, medido desde el punto de interacción hasta la parte más interna, es  $10^\circ$ . Los elementos activos de los calorímetros son cámaras proporcionales de gas, con una mezcla de 50%/50% de argón/etano, que se alternan con el material absorbente. Los tubos de las cámaras proporcionales están colocados en capas perpendiculares y paralelas a la línea del haz dando un buen espesor y hermeticidad al calorímetro.

El PEM es un detector con forma de disco, con un diámetro de 2.8 m y un espesor total de 50 cm. Está compuesto de 34 capas de tubos de gas alternándose con capas de plomo de



**Figura 3.10:** Cuadrante del calorímetro de cierre. Se muestra la segmentación de los cátodos en  $\eta$  (líneas radiales) y  $\phi$  (arcos).

0.27 cm de espesor como material absorbente. La segmentación es de  $5^\circ$  en  $\phi$  y 0.09 en  $\eta$ . La Figura 3.10 muestra un cuadrante del PEM.

La segmentación es más fina en el máximo de la cascada electromagnética para permitir determinar con una buena precisión los perfiles de las misma; además de ayudar a la identificación de electrones aislados, piones neutros y electrones de bajo momento o fotones solapando con jets de alto momento. El espesor del PEM corresponde a 18-21 longitudes de radiación. La resolución en energía del PEM es:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{28\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\% \quad (3.7)$$

El PEM tiene una limitación en las regiones de gran pseudorapidez debida a la falta de información de la CTC. Fuera de esta región no es fácil distinguir entre partículas cargadas o neutras.

El PHA tiene forma de cono, está localizado detrás del PEM, y segmentado de la misma forma. Esta compuesto por 20 capas de tubos de gas intercalados con capas de material absorbente de acero de 5.1 cm de espesor. La resolución en energía del PHA es:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{90\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\% \quad (3.8)$$

### Los calorímetros delanteros

Estos calorímetros extienden el recubrimiento de CDF hasta  $\eta = \pm 4.2$ . Están construidos de manera similar al *plug*. La diferencia es que su segmentación es mayor, 0.1. en  $\eta$ .

El calorímetro electromagnético (FEM) [50] está localizado aproximadamente a 6.5 m (en la dirección z) del centro del detector. Está compuesto de 30 capas de cámaras de tubos proporcionales, alternándose con capas de material absorbente de 0.48 cm de espesor. Este material es mezcla de 94% plomo y de 6% de una aleación de antimonio. La FEM tiene un espesor de 25.5 longitudes de radiación. La energía tiene una respuesta lineal hasta 160 GeV. La resolución de la posición de este detector es de 1 a 4 mm y su resolución en energía es:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{25\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\% \quad (3.9)$$

El calorímetro hadrónico (FHA) [51] tiene 27 capas de cámaras de tubos proporcionales con cátodos para la lectura, se alternan con capas de hierro de 5.1 cm de espesor. Su resolución es:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{130\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\% \quad (3.10)$$

La Tabla 3.2 resume las propiedades de los calorímetros, describiendo el tamaño de las torres, la resolución en la energía y el espesor de cada calorímetro.

### 3.2.4 El detector de muones

Los muones penetran a través de los calorímetros ionizando mínimamente. Los muones con un  $P_T \geq 1.5$  GeV/c tienen suficiente momento para atravesar el detector y dejar impactos en las cámaras de muones. Estas están distribuidas en la región central y hacia adelante de CDF. La región central consiste en tres subdetectores: *Central Muon*, CMU, y dos nuevas cámaras añadidas en 1992: *Central Muon upgrade*, CMP, que mejora la identificación de muones y las eficiencias de *trigger*; y la *Central Muon Extension*, CMX, que extiende la aceptación geométrica.

#### Cámaras de muones centrales (CMU)

El detector central de muones, CMU [52], está formado por cámaras de deriva localizadas inmediatamente después del calorímetro hadrónico. Usan una mezcla de argón/etano como gas ionizante. Cada sección del calorímetro soporta un módulo del detector de muones, que es paralelo al eje del haz y se extiende  $12.6^\circ$  en  $\phi$  con una longitud de 2.26 m, cubriendo hasta  $|\eta| \leq 0.63$ . La Figura 3.11 muestra las cámaras de muones junto a la sección del calorímetro correspondiente. Existe una zona muerta de  $2.4^\circ$  entre los módulos de la CMU y un hueco entre los dos arcos del calorímetro a  $\eta = 0$ , esto reduce la aceptación geométrica al 84% en el ángulo azimutal.

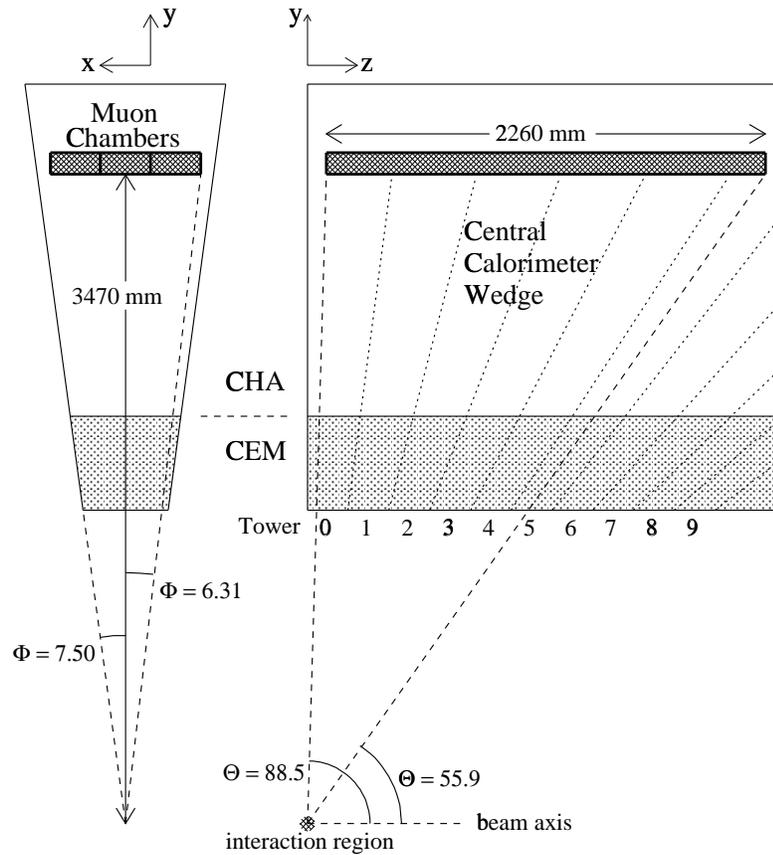
Componente	rango $\eta$	$\Delta\eta \times \Delta\phi$	Resolución Energía	Espesor
CEM	$ \eta  \leq 1.1$	$0.1 \times 15^0$	$13.7\%/\sqrt{E_T} \oplus 2\%$	$18.7X_0$
PEM	$1.1 \leq  \eta  \leq 2.4$	$0.09 \times 5^0$	$22\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$	$18-21X_0$
FEM	$2.2 \leq  \eta  \leq 4.2$	$0.1 \times 5^0$	$26\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$	$25\lambda_0$
CHA	$ \eta  \leq 0.9$	$0.1 \times 15^0$	$50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$25\lambda_0$
WHA	$0.7 \leq  \eta  \leq 1.3$	$0.1 \times 15^0$	$50\%/\sqrt{E} \oplus 4\%$	$4.5\lambda_0$
PHA	$1.3 \leq  \eta  \leq 2.4$	$0.09 \times 5^0$	$106\%/\sqrt{E} \oplus 6\%$	$5.7\lambda_0$
FHA	$2.4 \leq  \eta  \leq 4.2$	$0.1 \times 5^0$	$137\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$7.7\lambda_0$

**Tabla 3.2:** Sumario de los calorímetros de CDF. El rango en  $\eta$  y la segmentación de las torres se listan en la primera y segunda columna respectivamente. La resolución en energía para los calorímetros electromagnéticos corresponde a los fotones y electrones incidentes, y para los hadrónicos corresponde a los piones aislados incidentes y está dada en GeV. El símbolo  $\oplus$  quiere decir que el término constante es añadido en cuadratura. El espesor de los calorímetros viene dado en longitudes de radiación para los calorímetros electromagnéticos y en longitudes de interacción para los calorímetros hadrónicos.

Cada módulo de las cámaras de muones tiene 2.26 m de largo y está segmentado en  $\phi$  en tres torres de  $4.2^0$ . Cada torre está formada por cuatro celdas de deriva rectangulares de dimensiones  $6 \text{ cm} \times 2.2 \text{ cm} \times 2.7 \text{ cm}$ . La disposición de las celdas e hilos sensibles se muestra en la Figura 3.12. Los segmentos de traza se miden en el plano  $r - \phi$  con una resolución de  $250 \mu\text{m}$ . La información sobre la posición de la traza en la dirección  $z$  se obtiene por la comparación de la altura del pulso al final de cada hilo sensible, la resolución en esta dirección es de 1.2 mm.

### Central muon upgrade (CMP)

La CMP [53] está formado por cámaras de hilos proporcionales construidas sobre paredes de acero de 60 cm de espesor rodeando a los calorímetros centrales y a la CMU, como una caja. Las cámaras de la CMP tienen un diseño similar a las de la CMU. No hay información de la carga disponible para los impactos en la CMP, así que la posición de las trazas puede ser determinada sólo en el plano  $y - x$ . La CMP cubre una región del 63% en el ángulo azimutal  $\phi$ . El 53% de este ángulo sólido está recubierto a la vez por las dos cámaras: CMP y CMU. El propósito de la CMP es reforzar la identificación de muones, reduciendo posibles restos de trazas provenientes de jets o trazas de partículas que no interaccionan en los calorímetros (*punch through*) y han dejado huella en las cámaras de muones. La capa extra de acero actúa como un absorbente

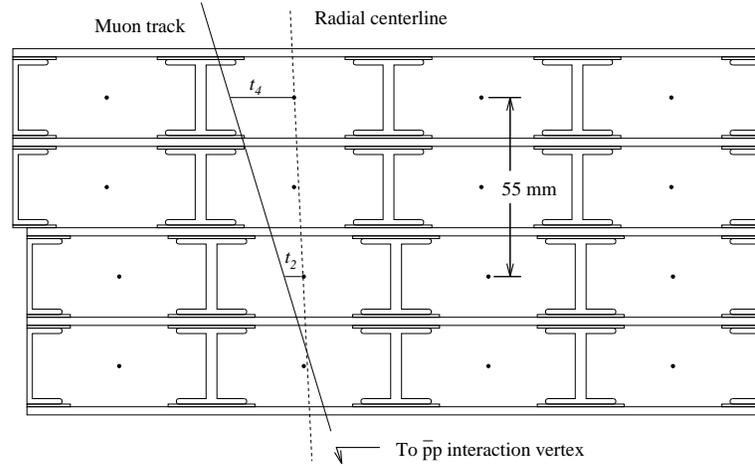


**Figura 3.11:** Geometría del calorímetro central y sus torres. Esta figura muestra también la localización de las cámaras de muones con respecto al calorímetro central.

del *punch through* excepto,  $\sim 0.6\%$  de  $K^\pm$  y  $\pi^\pm$  que todavía podrán alcanzar a la CMP. Esta cámara fue instalada en 1992.

### Extensión de la cámaras de muones (CMX)

Estas cámaras están formadas por cuatro arcos (de pie y libres), situados uno en cada esquina del detector. Con la CMX [54] se consigue una aceptación del 71% del ángulo sólido en la región de  $0.6 \leq |\eta| \leq 1.0$ , con algunos saltos en  $\phi$  debido a necesidades de diseño. Los arcos están alineados con las cuatro capas de hilos proporcionales que nos dan información acerca de la posición de la traza, y la información del tiempo es dada por dos capas de centelladores (CSX), cuya luz es recogida en los fototubos montados en los extremos de los arcos.



**Figura 3.12:** Vista transversa de las cámaras de muones. Cada celda muestra la posición de los hilos sensibles.

### El sistema de muones hacia adelante (FMU)

El sistema de muones hacia adelante consiste en dos imanes toroidales, que pesan 395 toneladas cada uno, colocados entre tres cámaras de deriva y dos capas de centelladores. Los FMU [55] están segmentados en  $r - \phi$  y cubren la región de pseudorapidez  $2.0 \leq |\eta| \leq 3.6$ . Los toroides producen un campo magnético de  $\sim 2.0$  T en su capa más interna, 0.5 m, y de 1.6 T en la capa externa, 3.8 m. Las cámaras de deriva están segmentadas en 24 módulos de  $15^\circ$ . Cada cámara tiene dos planos de celdas de deriva. Cada celda contiene hilos sensores de acero inoxidable de  $63 \mu\text{m}$  a lo largo del módulo. Estos hilos dan una medida del ángulo polar de la traza del muón con una resolución de  $130 \mu\text{m}$ . La resolución del momento es de  $\sim 13\%$ .

### 3.2.5 El sistema de trigger

El Tevatron opera colisionando 6 paquetes de protones con 6 paquetes de antiprotones. El cruce de los mismos se produce cada  $3.5 \mu\text{s}$  en el centro del detector, lo que corresponde a una frecuencia de 285 kHz. A la luminosidad  $\mathcal{L} \sim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  y una sección eficaz de colisión inelástica de  $\sim 50$  mb, se espera que haya más de una interacción por cruce, en promedio,  $n = \sigma \times \mathcal{L} / \text{frecuencia} \equiv 1.6$ , dando lugar a “un suceso” por lo que respecta al sistema de adquisición de datos de CDF.

Para adecuar la cantidad de datos obtenidos a los que pueden ser almacenados, se emplea un sistema de *triggers* para seleccionar los sucesos que tienen interés físico. CDF sólo puede

almacenar datos <sup>9</sup> con una tasa máxima de unos pocos sucesos por segundo. Por lo tanto se necesita un factor de rechazo del orden de  $10^4 - 10^5$ , mientras que se mantienen unas eficiencias altas para el tipo de sucesos deseado. Otro factor a tener en cuenta es el tiempo muerto en el sistema de adquisición de datos, este es el tiempo en el que el sistema de lectura está activo y no puede recibir ningún otro suceso. El sistema de *trigger* está organizado en tres niveles, cada nivel de *trigger* procesa menos sucesos que el nivel precedente, pero cuenta con una mayor información y por tanto su procesamiento consume más tiempo. Cada nivel superior de *trigger* maneja más cantidad de información en la toma de decisiones, de forma que el sistema está diseñado con el objetivo de maximizar la eficiencia de selección a la vez que se minimiza el tiempo muerto del detector.

Los dos primeros niveles son un programa especialmente diseñado basado en un soporte físico de FASTBUS y son responsables de la decisión de empezar todo el sistema de lectura de datos en el detector. El tercer nivel de trigger es software. Cada nivel es un lógico .OR. de un conjunto de criterios de selección basados en la topología de los sucesos. El nivel 1 examina suceso a suceso y hace una decisión dentro del tiempo entre cruces,  $3.5 \mu s$ , y por lo tanto no tiene tiempo muerto, este nivel acepta un 1-2% de todos los sucesos. Si el nivel 1 acepta el suceso, éste pasa al nivel 2 que tarda unos 25-35  $\mu s$  para procesarlo, durante este tiempo los siguientes 7 a 10 cruces de haces son ignorados (este nivel es responsable de un porcentaje del tiempo muerto del sistema). Cuando el nivel 2 acepta el suceso se envía una señal a la electrónica del detector para digitalizar y leer el suceso completo. Esto se realiza en un tiempo del orden de 3  $ms$  durante el que se pueden almacenar algunos sucesos en cola. El suceso digitalizado es enviado al nivel 3 donde se procesa un código de reconstrucción consistente en algoritmos físicos para determinar si se acepta el suceso o no. Este código de reconstrucción es una simplificación del usado a nivel *offline*. Después del nivel 3 la tasa de sucesos almacenados es del orden de 5-7 Hz para el Run 1A y del orden de 10 Hz para el Run 1B.

### El trigger de nivel 1

Este trigger es el de más bajo nivel y está basado en criterios de deposiciones de energía en el calorímetro, y la presencia de trazas de muones. Puede examinar sólo cantidades muy sencillas y necesita hacer una decisión en un tiempo muy corto, antes del próximo cruce de haces. El nivel 1 está implementado en soporte físico que usa señales analógicas de salida rápida para comparar, lo leído en el calorímetro y en los sistemas de muones, con umbrales establecidos. Esto se realiza en procesos paralelos usando diferentes tarjetas electrónicas, que hacen las sumas y comparaciones con los diferentes umbrales establecidos para los distintos subsistemas del detector. Una gran deposición de energía en el calorímetro o un impacto en la cámara de muones indican la presencia de una colisión inelástica con alto  $P_T$ . En este nivel no se utiliza la información de los detectores

---

<sup>9</sup>Los datos se almacenaron en cintas de 8 mm durante el Run 1A y en discos durante el Run 1B.

de trazas centrales.

En el sistema de muones, la presencia de al menos dos de los cuatro posibles impactos en una torre indica la presencia de una traza. Esta información proporciona también una estimación aproximada de su momento transversal. El nivel 1 aplica un corte de  $P_T \sim 3.3 \text{ GeV}/c$  para definir los candidatos a muón. En los calorímetros, la energía transversal,  $E_T = E \sin\theta$ , depositada en el EM y HAD se procesa con una segmentación de  $\Delta\eta = 0.2$  y  $\Delta\phi = 15^\circ$  (cada torre de trigger corresponde a dos torres físicas del calorímetro). La energía total,  $E_T$  se compara a valores umbrales programados previamente. El *trigger* más general en el calorímetro es que al menos una torre esté por encima de cierto umbral.

La información de los calorímetros y de los detectores de muones combinada con la información de los BBC es comparada con un tablero lógico que permite la toma de decisión de nivel 1. Si los sucesos fallan los requisitos de nivel 1, se envía una señal al detector para limpiar los datos almacenados y esperar al siguiente suceso. Si el suceso pasa los requisitos, se envía una señal que inhibe la reinicialización de la electrónica de los detectores. El suceso seleccionado pasará al nivel 2 para un examen más detallado. La frecuencia de aceptación de nivel 1 a una luminosidad de  $\mathcal{L} = 5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  es  $\sim 1 \text{ kHz}$ .

### El trigger de nivel 2

La lectura del detector continúa durante el período de toma de datos del nivel 1, así que el nivel 2 dispone de mucha más información para tomar su decisión. Como el proceso es más complejo, el tiempo muerto es de  $\sim 10\%$ . Una decisión típica en este nivel puede llevar  $\sim 10 \mu\text{s}$ . Está implementado también en un soporte físico, aunque es más programable que el nivel 1. El nivel 2 toma decisiones basadas en varias cantidades tales como *clusters* en los calorímetros. Las energías son agrupadas en *clusters* usando un algoritmo simple y se guardan la  $E_T$ ,  $\phi$ ,  $\eta$  de todos los cluster observados. El nivel 2 identifica los *clusters* del calorímetro mediante un algoritmo que busca una torre “semilla” por encima de un umbral,  $E_T \geq 3 \text{ GeV}$ , y añade torres adjuntas con  $E_T \geq 1 \text{ GeV}$  al *cluster*, este procedimiento se repite hasta que no se encuentren más torres. Los *cluster* electromagnéticos se distinguen de los hadrónicos comparando la proporción de energía encontrada en el calorímetro electromagnético con la energía total en el *cluster*.

Simultáneamente la CTC manda una información a un procesador de trazas llamado , *Central Fast Tracker o CFT*. El CFT usa la información para reconstruir trazas en el plano  $r - \phi$  con una resolución de :

$$\frac{\delta P_T}{P_T} \approx 0.0035 P_T$$

donde  $P_T$  viene dado en GeV. Su eficiencia es de  $93.5 \pm 0.3\%$  para las trazas con  $P_T \geq 10 \text{ GeV}/c$ . El procesador CFT normalmente tarda unos  $8 \mu\text{s}$  para completar la lista de trazas encontradas, y sobre  $2.5 \mu\text{s}$  para una lista restringida de trazas de alto momento. Las trazas reconstruidas con

la CFT se comparan a segmentos de trazas en las cámaras de muones para la identificación de muones o a clusters altamente electromagnéticos en los calorímetros para identificar electrones.

La máxima tasa aceptada por el nivel 2 en el Run 1A fue de unos 22 Hz, para el Run 1B se aceptó hasta 55 Hz, frecuencia gobernada principalmente por los tiempo de lectura de la electrónica y el poder de disponibilidad del nivel 3. Los umbrales para los *triggers* y los valores de pre-escala de los *triggers* se ajustaron para alcanzar la máxima tasa y mantener buena aceptación para los procesos físicos de interés.

### El trigger de nivel 3

El nivel 3 contiene los mismos algoritmos de reconstrucción que se usarán después en los análisis, pero procesados con constantes de calibración del detector parcialmente actualizadas. El nivel 3 procesa los sucesos que pasaron el nivel 2 usando un servidor Silicon Graphics de múltiples CPU, una *granja* que usa IRIX como sistema operativo. La mayoría del tiempo de ejecución se invierte en la reconstrucción de las trazas en tres dimensiones en la CTC, usando información del VTX<sup>10</sup>, lo que da una información más precisa sobre los muones y electrones e identificación de jets. El algoritmo de reconstrucción de trazas es más simple que el utilizado en la reconstrucción *offline*. Después de la reconstrucción de datos, se utilizan varios módulos de software para filtrar los mismos en distintos *triggers* especificados por la tabla de *triggers*. Estos módulos de filtrado seleccionan clases generales o tipos específicos de sucesos tales como sucesos con gran energía faltante o con un leptón aislado, etc. El nivel 3 puede almacenar datos y analizarlos después y además procesa datos en paralelo, generalmente no tiene tiempo muerto. El tiempo promedio para un suceso en el Run 1A fue de 1-2 segundos de CPU. Como el número de interacciones por cruce de haces aumenta para luminosidades más altas, un suceso típico en el Run 1B era más complicado, aumentando el tiempo necesitado en el nivel 3, por lo tanto a pesar de tener procesadores más potentes, el tiempo promedio por suceso fue del orden de 0.65-1 segundos de CPU.

---

<sup>10</sup>No se usa información del SVX' por falta de tiempo.

---

# Capítulo 4

---

## La muestra de datos

En este capítulo se describen las muestras de datos utilizadas en los análisis objeto de esta memoria: la muestra de multijets y la muestra de leptón más jets. Se revisarán los criterios utilizados en los distintos niveles de selección de las muestras, con especial atención a los requisitos de *trigger* en la selección de la muestra de multijets.

### 4.1 Introducción

En este capítulo se describen las muestras usadas en este análisis. Tanto en la búsqueda del SM *Higgs* como en la de partículas de *Technicolor* nos centraremos principalmente en el estudio de los procesos de producción asociada de estas nuevas partículas con bosones vectoriales. En el caso del bosón de *Higgs* este estado final corresponde al proceso de producción  $p\bar{p} \rightarrow W/Z + H$ . En el caso de las partículas de *Technicolor* tenemos una variación más amplia de posibles estados finales:  $W/Z + \pi_T$ ,  $\pi_T\pi_T$  y  $WW$ ,  $WZ$ , en los que los bosones de *Technicolor* aparecen asociados a los bosones vectoriales  $W$  o  $Z$ , o bien asociados entre si. En este caso los pares de bosones en el estado final son producto de la desintegración del estado resonante  $\rho_T$ .

Como vimos en el capítulo 2 tanto los acoplamientos del *Higgs* como los del *Technipion* con los fermiones, son más fuertes cuanto mayor sea la masa del fermión, con lo que la desintegración, tanto del *Higgs* como del *Technipion* en pares de fermiones pesados está favorecida. El *Higgs*

y el *Technipion* neutro se desintegran la mayoría de las veces en  $b\bar{b}$ . El *Technipion* cargado se desintegra en  $b\bar{c}$ . En todos estos estados finales habrá pues como mínimo dos jets. Además, dependiendo de la desintegración del bosón débil, tendremos un leptón más un neutrino o dos jets más.

El cuerpo principal de esta memoria se basa en el estudio de los modos de desintegración hadrónica de los bosones vectoriales débiles, es decir, el estudio de estados finales con cuatro jets. Nominalmente hablaremos de cuatro jets por suceso, pero este número puede variar debido a varios motivos: (a) la radiación de gluones por partones del estado final, éstos pueden radiar un gluón con alto  $P_T$  de forma que el número de jets reconstruidos en el estado final aumente, (b) jets que no pasen los requisitos de selección, en este caso el número de jets reconstruidos será menor que el nominal, (c) jets que se solapan, debido a la granularidad finita del detector y al algoritmo de reconstrucción son vistos como un único jet en el detector disminuyendo así su número en el estado final.

La muestra de datos más adecuada para el análisis es la recogida con un *trigger* dedicado que requiere al menos cuatro jets. Este *trigger*, que describiremos en las secciones siguientes, fue diseñado para la búsqueda del quark top en el modo de desintegración hadrónico que da lugar a un estado final con 6 jets.

La muestra de datos está compuesta principalmente por sucesos QCD con producción de jets provenientes en su mayor parte de la hadronización de quarks ligeros y gluones. Con el fin de reducir el fondo de sucesos QCD se requerirá que al menos dos jets sean identificados como jets  $b$  (provenientes de la hadronización de un quark  $b$ ). Para aislar la señal buscada y mejorar en lo posible la razón señal/fondo se establecen unos criterios de selección, requisitos cinemáticos o topológicos, que como veremos más adelante definirán la muestra de datos final.

Describiremos también la selección y características de la muestra de datos de leptón más jets, utilizada para la búsqueda de nuevas partículas en sucesos con un estado final compuesto de un leptón, un neutrino y al menos dos jets. El leptón y el neutrino provienen de la desintegración leptónica del  $W$ .

Antes de comenzar con la descripción de la selección de datos, haremos un resumen de la reconstrucción de los objetos físicos y de la terminología usada a lo largo de esta memoria.

## 4.2 Tratamiento de los datos

La reconstrucción *offline* de los datos recogidos en el detector concierne a la identificación de varios objetos físicos y atributos en los sucesos, que pasamos a describir a continuación.

### 4.2.1 Reconstrucción de las trazas

La reconstrucción de las trayectorias de las partículas cargadas se realiza usando la información de todos los detectores de trazas de CDF. Las trazas se reconstruyen en base al ajuste a

una hélice de los impactos registrados en la CTC. En primer lugar se ajustan los impactos de las supercapas axiales de la CTC a un círculo (en el plano  $r - \phi$ ). El círculo ajustado se proyecta sobre las supercapas estereo y se realiza un ajuste tri-dimensional a una hélice usando cinco parámetros<sup>1</sup>. Cada traza de la CTC se extrapola al volumen del SVX' donde se buscan los segmentos de traza reconstruidos que puedan asociarse a la traza extrapolada. En la extrapolación se tienen en cuenta los efectos asociados a interacciones múltiples y pérdidas de energía por ionización. Un segmento de traza del SVX' con al menos dos impactos se asocia con una traza de la CTC si el valor total del  $\chi^2$  es el más pequeño de todas las posibles combinaciones formadas. Los impactos de este segmento no podrán ser compartidos con otras trazas. Se considerarán *trazas SVX'* aquellos segmentos asociados con la CTC. La eficiencia de reconstrucción de trazas, CTC+SVX', para una traza con un  $P_T \geq 1$  GeV y al menos dos impactos en el SVX', es de  $\sim 94.8\%$ .

### 4.2.2 Identificación del vértice primario

La determinación precisa del vértice del suceso es crucial para el cálculo de las propiedades cinemáticas del mismo y, como veremos, para la correcta identificación de vértices secundarios. El algoritmo de reconstrucción de vértices usa trazas reconstruidas en la VTX para definir un punto común en el eje del haz donde las trazas han sido originadas, este punto común define el vértice. El suceso puede tener más de un vértice debido a las interacciones múltiples, en estos casos, el vértice principal se define por un proceso iterativo, en el que la posición inicial es aquella con mayor acumulación de energía encontrada en la región de colisión. Se utilizan todas las trazas reconstruidas en tres dimensiones en la CTC y SVX'. Las trazas que tienen un parámetro de impacto,  $d$ , menor que 3.0 mm son ajustadas a este punto, mientras que las que no cumplen este requisito se rechazan. Tampoco se tienen en cuenta en el ajuste aquellas trazas con  $z \geq 5$  cm a partir del punto definido como vértice. El vértice primario, así obtenido, se usa para definir el ángulo polar,  $\theta$ , de cada torre calorimétrica para el suceso dado y la energía transversa es recalculada de acuerdo con la posición del vértice primario.

### 4.2.3 La reconstrucción de jets

Un jet es un chorro colimado de partículas formado durante la fragmentación de un partón (quark o gluón) producido en la colisión. Durante el proceso de fragmentación, las partículas producto de la hadronización adquieren un momento perpendicular a la dirección del partón que originó el jet. Las componentes longitudinal y transversa del momento de las partículas producidas con respecto al eje del jet se denotan por  $k_L$  y  $k_T$  respectivamente, siendo  $k_L \ll k_T$ .

---

<sup>1</sup>Estos parámetros son: la curvatura, la contangente del ángulo polar, el ángulo azimutal,  $\phi_0$  con respecto al punto más cercano a  $(x, y) = (0, 0)$ , el parámetro de impacto con respecto a  $(x, y) = (0, 0)$ , y la coordenada local  $z$  con respecto a  $(x, y) = (0, 0)$ ,  $z_0$ .

La extensión angular del jet es  $\Delta\theta \approx k_L/k_T$  y  $\Delta\phi \approx k_L/(k_T \sin\theta)$  en los ángulos polar  $\theta$  y azimutal  $\phi$  respectivamente. Por lo tanto  $|\Delta\eta| = |(d\eta/d\theta)\Delta\theta| \approx \Delta\phi$ , así pues, los jets aparecen prácticamente circulares en  $\eta$  y  $\phi$ . Además, jets con la misma energía transversa tiene similar tamaño independientemente de su pseudorapidez. Para determinar la energía del jet se suma la energía transversa electromagnética ( $E_T^{em}$ ) y hadrónica ( $E_T^{had}$ ) en las torres calorimétricas afectadas, dentro de un cono de radio fijo definido, en el espacio  $\eta-\phi$ , por  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ .

El tamaño de los jets presenta una cierta dependencia con la energía transversa del mismo; en ausencia de radiación de gluones, la extensión del jet debería decrecer aproximadamente de manera lineal con la energía del partón, sin embargo, debido a la emisión de gluones, el tamaño del jet no decrece de manera lineal con la energía sino más lentamente. De todas formas, puesto que no se favorece un valor para la anchura del jet, en la práctica se utilizan diferentes tamaños de conos dependiendo del proceso físico que se estudie. Con los conos más pequeños se obtiene una mejor resolución en la definición del ángulo del jet, mientras que los conos más grandes incluyen más productos de fragmentación del partón original, obteniéndose así una mejor resolución en energía. En CDF, se usan tres tamaños de conos,  $\Delta R = 0.4, 0.7, 1.0$ . El 70% de la energía de un jet está contenida dentro del cono  $\Delta R = 0.4$  [56]. Este será el tamaño de cono usado en nuestro análisis debido a que es el que mejor discrimina los sucesos de señal en los que existe una alta multiplicidad de jets.

El algoritmo de reconstrucción de jets es el siguiente: se empieza por crear una lista de torres del calorímetro con actividad sobre un cierto umbral de energía transversa, ( $E_T \geq 1$  GeV), esta lista será usada como torres de partida o semillas por el algoritmo de reconstrucción. Una torre semilla se une con otras para formar *preclusters*. Se requiere que las torres semilla asociadas decrezcan monótonamente en energía; si se observa un valle en la energía entre las torres adjuntas el algoritmo se acaba y empieza a buscar un nuevo *precluster*. Esta nueva lista de *preclusters* se utilizará como entrada para el algoritmo de *clustering*.

Para pasar de *precluster* a *cluster*, el algoritmo calcula el centroide del *precluster*, pesado por  $E_T$ , y se forma un cono de radio  $R$  alrededor del centroide. Todas las torres del calorímetro con  $E_T \geq 100$  MeV cuyo centroide esté contenido en el cono son incorporadas al *precluster* para formar un *cluster*. Se calcula un nuevo centroide, pesado por la  $E_T$  de cada torre, para el *cluster* recién formado teniendo en cuenta todas las torres que intervienen. Se construye un nuevo cono de radio  $R$  sobre este nuevo centroide y se repite otra vez el procedimiento. El proceso recalcula el centroide y encuentra nuevas o borra algunas torres del *cluster*, este procedimiento es iterativo hasta que la lista de torres dentro del *cluster* permanezca inalterada. Con el fin de evitar que el *cluster* final esté muy lejos del centro del *precluster* inicial, los *preclusters* iniciales se mantienen inalterados en el *cluster* construido, independiente de la distancia al *cluster* inicial.

El paso final del algoritmo tiene en cuenta el solapamiento de los *cluster* y la compartición de torres entre varios *clusters*. El solapamiento y la compartición de torres es producto de la formación independiente de los *clusters*. Si la  $E_T$  de las torres comunes es superior al 75% de

la  $E_T$  del cluster más pequeño, los dos cluster se unen en uno sólo. Si no es así, entonces los dos *clusters* se separan y se calcula un nuevo centroide para cada uno sin las torres comunes. Estas se reparten entre los dos *clusters* basándose en la proximidad de su centroide al centroide de cada *cluster*. Tras la nueva asignación de las torres comunes, el centroide de cada *cluster* se calcula otra vez y el proceso se repite hasta que la lista de las torres separadas no cambie.

Al final del algoritmo se calcula el cuadrivector  $(E, \mathbf{p})$  de cada *cluster*, mediante la suma de la  $E_T$  de todas las torres (i) que contribuyen a la formación del jet:

$$E = \sum_i (E_i^{em} + E_i^{had}) \quad (4.1)$$

$$p_x = \sum_i (E_i^{em} \sin\theta_i^{em} + E_i^{had} \sin\theta_i^{had}) \cos\phi \quad (4.2)$$

$$p_y = \sum_i (E_i^{em} \sin\theta_i^{em} + E_i^{had} \sin\theta_i^{had}) \sin\phi \quad (4.3)$$

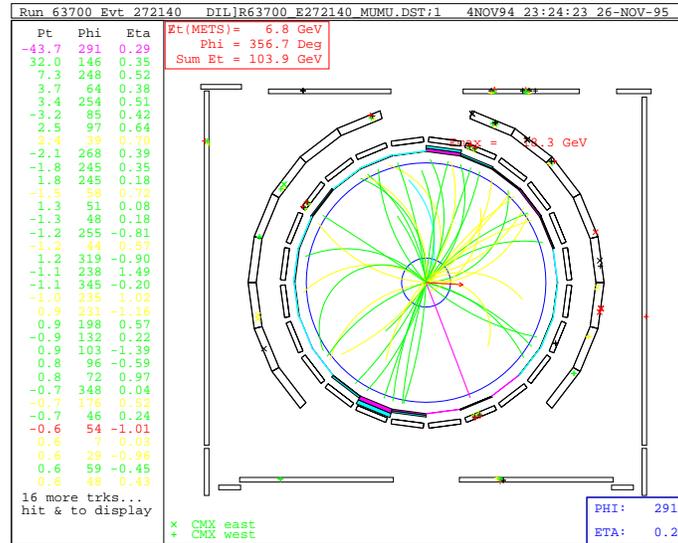
$$p_z = \sum_i (E_i^{em} \cos\theta_i^{em} + E_i^{had} \cos\theta_i^{had}) \quad (4.4)$$

Basándose en las cantidades descritas en las ecuaciones 4.1 a 4.4, se pueden calcular  $P_T \equiv \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ ,  $E_T \equiv P_T \frac{E}{P}$  y  $y \equiv 0.5 \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$ . A menudo la pseudorapidez del jet con respecto al origen del sistema de coordenadas  $x = y = z = 0$ ,  $\eta_D$ , se usa para definir la posición del jet con respecto a las regiones del detector. En la Figura 4.1, vemos las trazas de un suceso tal y como se observan en la CTC (vista transversa). Este ejemplo corresponde a un suceso de *dileptones*, en el que se observan trazas de muones a  $\phi_{\mu_1} = 147^\circ$  y  $\phi_{\mu_2} = 292^\circ$ , y trazas asociadas a dos jets, uno centrado en  $\phi_{jet_1} = 77^\circ$  y el otro  $\phi_{jet_2} = 249^\circ$ . En la Figura 4.2, gráfico llamado *lego plot* del suceso, se ve la energía depositada en los calorímetros en un sistema plano de las coordenadas  $\phi - \eta$ . La altura de las torres que se ven en el gráfico es proporcional a la energía depositada en cada torre del calorímetro. Alrededor de las torres se han dibujado tres círculos de tamaños distintos  $R=0.4$ ,  $R=0.7$ ,  $R=1$ .

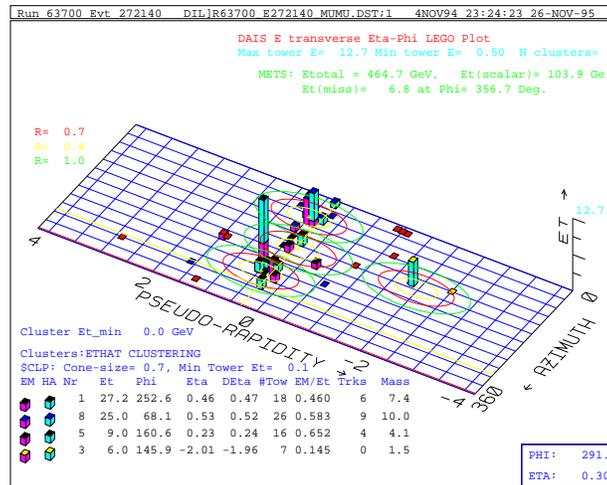
Las cantidades descritas arriba representan energías tomadas directamente del detector sin ningún tratamiento. Jets con la energía medida directamente por el detector se dice que son *jets sin corregir*. La energía de los jets deberá ser corregida por distintos efectos, que describimos a continuación.

### Correcciones a la energía del jet

Como acabamos de ver, la energía del jet se obtiene sumando las energías depositadas en cada torre. La energía asignada al jet no corresponde a la energía del partón que origina el jet y necesita ser corregida. La resolución en energía del jet es bastante pobre, típicamente del orden de  $\sigma(E_T)/E_T \approx 1/\sqrt{E_T}$ , con  $E_T$  en GeV. Esto se debe a: (a) una respuesta no



**Figura 4.1:** Vista transversa del detector de CDF con la CTC agrandada, se muestran las trazas que pertenecen al suceso 63700/272140 candidato a  $\mu\mu$ . Pueden verse los impactos en las cámaras de muones, CMU y CMP, así como las trazas asociadas a los jets.



**Figura 4.2:** El lego plot correspondiente a la vista de la CTC de la figura anterior. Se muestra la deposición de energía en las torres del calorímetro.

lineal del calorímetro a los piones cargados de baja energía, (b) una respuesta más baja en la frontera de las distintas regiones de los calorímetros, (c) la pérdida de partículas de bajo momento dentro del campo magnético, (d) la deposición de energía en torres fuera del cono utilizado en la reconstrucción, (e) la contribución de la energía proveniente del *underlying event*<sup>2</sup> o interacciones adicionales y (f) la energía perdida debido a partículas de mínima ionización o a neutrinos presentes en los jets (p.e. debido a desintegraciones semileptónicas de los quarks *b* o *c*).

Para tener en cuenta todos estos efectos se crean unas funciones de corrección que se aplican a los jets con la finalidad de definir la energía más próxima al partón que originó el jet. Estas funciones parametrizan la respuesta del detector en función de la energía de los jets y de las distintas regiones de pseudorapidez del detector. Se pueden agrupar en cuatro partes [57], según su función.

En la primera parte, se determina la respuesta del calorímetro central a los jets mediante la información de trazas que proporciona la CTC, datos recogidos en el haz de pruebas y los datos recogidos en el propio *run*<sup>3</sup>. Esta parte es conocida como la corrección de escala absoluta de energía y se aplica para compensar por la respuesta no lineal de los calorímetros a los hadrones y electrones o fotones y para compensar por la gran curvatura de las partículas de bajo momento que no alcanzan el calorímetro o quedan fuera del cono del jet. Con ella se trata de reproducir en lo posible la energía del partón original que produjo el jet.

Debido a la respuesta no lineal del detector, la energía del jet depende tanto de la energía del partón incidente como de la energía de las partículas producidas en el proceso de fragmentación. Los jets están formados principalmente por piones, la respuesta del detector a los jets depende de la respuesta del calorímetro al espectro de momento de los piones cargados durante el proceso de fragmentación. La respuesta del calorímetro a los piones de alto momento fue estudiada en el haz de pruebas, mientras que la respuesta a piones de bajo momento ha sido medida con sucesos de *minimum bias* usando trazas aisladas. Una parametrización de la respuesta en función del momento del pión incidente se introduce en la simulación del detector para poder estudiar la respuesta del mismo en función de las diferentes  $E_T$  de los jets.

Para estudiar las propiedades de fragmentación [58] se usa una combinación de la información del calorímetro y de la información de las trazas asociadas al jet en el suceso. Las distribuciones cinemáticas obtenidas con los datos y con el Monte Carlo se comparan y los parámetros de la fragmentación se ajustan en el Monte Carlo para obtener las mismas distribuciones que en los datos. Una vez hecho esto se comparan las energías observadas en el jet con la suma del momento de todas las partículas producidas en la fragmentación del partón original. Se hace un

---

<sup>2</sup>Se conoce como *underlying event* a los sucesos de fondo que se producen simultáneamente con el suceso de interés. Los quarks espectadores interaccionan entre sí, originando, en general, sucesos con bajo  $P_T$ .

<sup>3</sup>Recordemos que por *run* se entiende el período de toma de datos correspondiente, generalmente al tiempo de vida de los protones y antiprotones en el Tevatron. A veces si hay problemas con el detector, el tiempo que están colisionando los  $p$  y  $\bar{p}$  puede corresponder a más de un *run*.

ajuste para parametrizar la respuesta promedio del jet como función de la  $E_T$  del jet. La gráfica (a) de la Figura 4.3 muestra la magnitud de esta corrección en función de la  $E_T$  sin corregir del jet.

En un segundo paso, usando una muestra de dijets, se determina la respuesta del calorímetro en otras regiones del detector donde la información de las trazas no está disponible. Esta corrección se usa para compensar por la inhomogeneidad de respuesta de los calorímetros en función de la pseudorapidez. La energía de los jets no es reconstruida uniformemente debido a la baja respuesta de los calorímetros cerca de las fronteras de las distintas zonas del detector, a que las partículas del jet pueden perderse en las zonas muertas del detector y a que los distintos subsistemas del calorímetro responden de manera diferente a los chorros de partículas. Para corregir, se calibra la energía de los jets con respecto a la energía medida en la región central,  $|\eta| = 0.2 - 0.7$ , donde la respuesta del calorímetro está bien entendida. La muestra de dijets requiere que uno de los jets esté en esta región y el otro jet en cualquier otra región del detector. Esta muestra está compuesta principalmente por sucesos de QCD,  $q\bar{q}$ ,  $gg \rightarrow q\bar{q}$  y producción de  $gg$ , donde la energía transversa de los dos jets debe estar balanceada. Usando la energía de los jets centrales se derivan unas correcciones en función de  $\eta$ . La gráfica (b) de la Figura 4.3 muestra la magnitud del factor de corrección en función de la pseudorapidez.

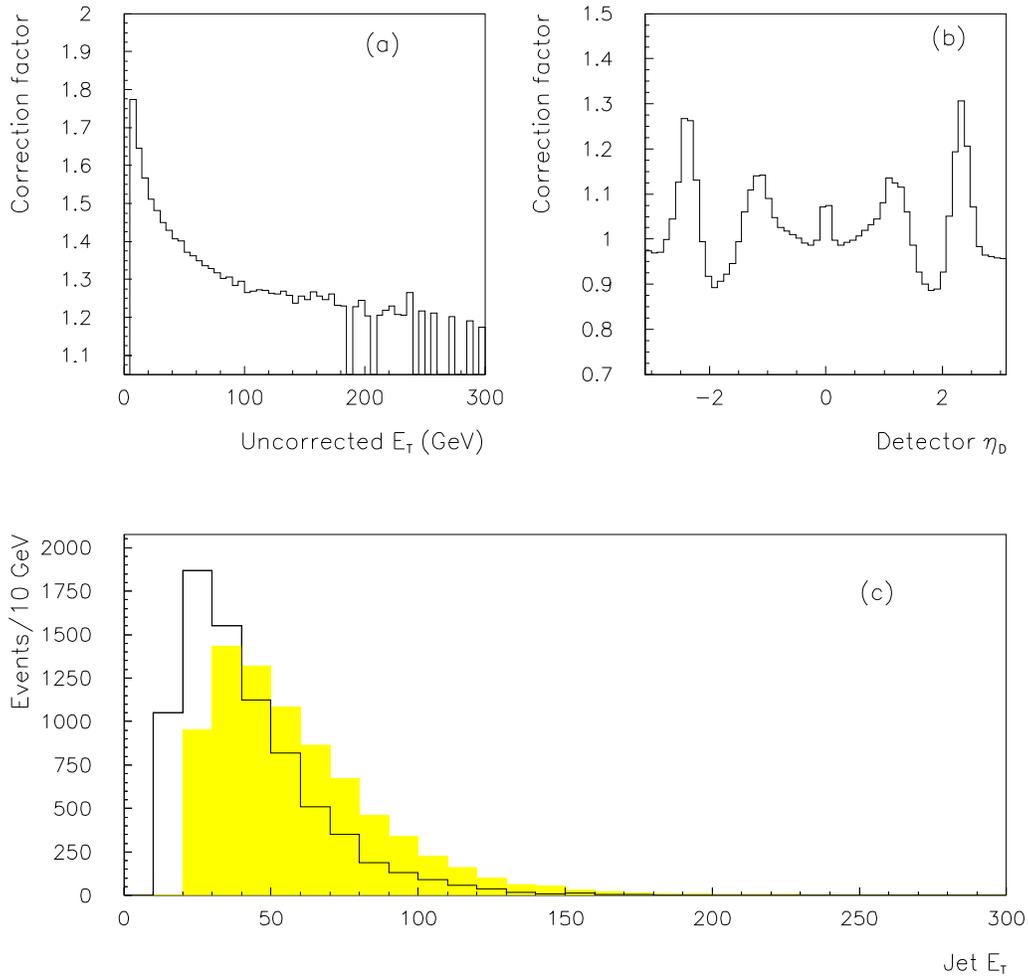
Los dos últimos pasos corrigen por: a) la energía perdida fuera del cono seleccionado para definir el jet y b) la contribución a la energía del jet de partículas pertenecientes al *underlying event*. Estas últimas correcciones han sido calculadas usando sucesos Monte Carlo y datos reales. La energía sustraída de un jet definido en un cono de  $\Delta R = 0.4$  debida al *underlying event* es de 0.297 GeV cuando sólo hay una interacción en el suceso. Se sustrae 0.65 GeV por cada vértice primario extra reconstruido.

Todas estas correcciones han sido derivadas con la intención de corregir “en promedio” la energía del jet, de esta forma, la energía transversa corregida de un jet, definido en un cono  $\mathcal{R}$ , en términos de su energía transversa sin corregir,  $P_T^{raw}$ , se expresa como:

$$P_T(\mathcal{R}) = P_T^{raw} \cdot c_{rel}(\mathcal{R}) \cdot c_{npv} \cdot c_{abs}(\mathcal{R}) - U(\mathcal{R}) + O(\mathcal{R}) \quad (4.5)$$

Donde,  $c_{rel}(\mathcal{R})$ ,  $c_{npv}$  y  $c_{abs}(\mathcal{R})$  son los factores de corrección de la respuesta del detector en función de  $\eta$ , por el efecto de interacciones múltiples y por la escala absoluta de energía.  $U(\mathcal{R})$  tiene en cuenta la corrección por la contribución del *underlying event* y  $O(\mathcal{R})$  corrige por las pérdidas de energía fuera del cono. En promedio, las correcciones aumentan la energía del jet en  $\approx 30\%$  y reproducen la energía verdadera del jet pero no reducen las fluctuaciones. La Figura 4.3 (c) muestra el efecto de estas correcciones, en función de la energía del jet.

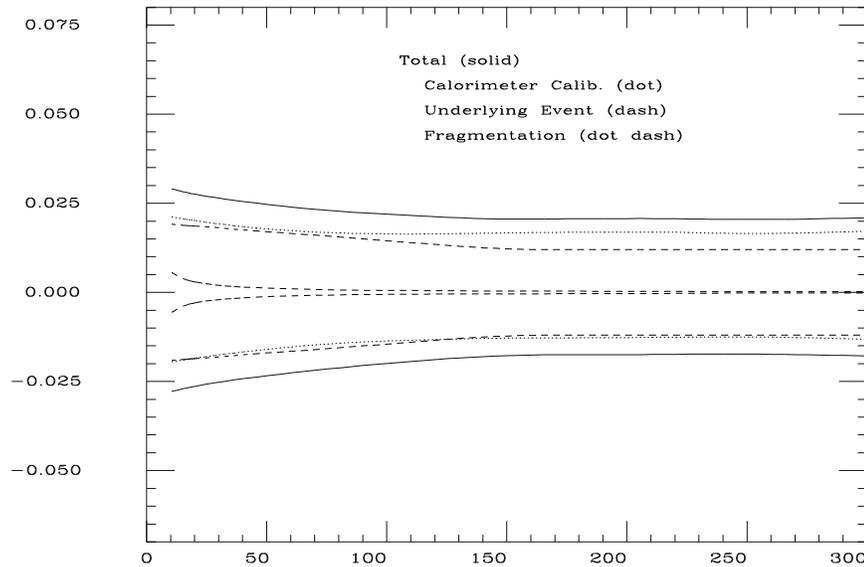
Las principales fuentes de incertidumbre [60] en la  $E_T$  del jet son: a) la resolución del detector y la estabilidad temporal de la escala de energía del calorímetro, b) la incertidumbre en el modelo de fragmentación y c) la contribución del *underlying event* en la energía del jet.



**Figura 4.3:** Efecto de las correcciones de energía de los jets; (a) Factor de corrección de la  $E_T$  de los jets debido a las correcciones absolutas, en función de  $E_T$  sin corregir, (b) Factor de corrección de la  $E_T$  de los jets debido a las correcciones relativas en función de  $\eta_D$ , (c) distribución de  $E_T$  de los jets sin corregir (histograma blanco) y totalmente corregido (histograma amarillo).

El porcentaje de cada contribución en función de la energía corregida del jet se muestra en la Figura 4.4, para un jet reconstruido en un cono de  $\Delta R = 0.4$ . Otros efectos sistemáticos,  $\sim 6\%$ , son debidos al limitado conocimiento de la radiación de gluones a gran ángulo, así como su modelado en la simulación.

Estas correcciones han sido reiteradamente comprobadas usando muestras seleccionadas de sucesos  $\gamma + \text{jet}$  y  $Z + \text{jet}$  (con  $Z \rightarrow ll$ ). Estos procesos son óptimos para fijar la escala de



**Figura 4.4:** La fracción de incertidumbre sistemática en la escala de energía del jet, definido dentro de un cono  $R = 0.4$ , en función de la energía verdadera del jet.

corrección ya que la  $E_T$  del bosón reconstruido, que en ambos casos está determinada con gran resolución, debe balancear la energía corregida del jet. La fracción de energía sin balancear es  $\sim 3\%$  de la energía del  $Z$  o del  $\gamma$  [60].

En nuestra muestra de datos, las correcciones descritas se aplicarán a los jets producidos tanto de gluones como de quarks ligeros, ya que están basadas en sucesos de QCD con dos jets [59]. Para el caso del *Higgs* se recalcularon unas correcciones específicas para este proceso que tienen en cuenta la topología del mismo. Estas correcciones se aplican después de las vistas hasta ahora. La forma de calcularlas es siguiendo exactamente el mismo procedimiento visto aquí [61].

#### 4.2.4 Reconstrucción del electrón

Los candidatos a electrones, detectados en la región central del detector, tienen que tener una traza reconstruida en la CTC y extrapolada correctamente a un *cluster* del calorímetro electromagnético. El *cluster* electromagnético se construye a partir de una torre del calorímetro con  $E_T \geq 3$  GeV y sus dos torres vecinas. El tamaño de un cluster es pues de 3 torres en pseudorapidez ( $\Delta\eta=0.3$ ) y una torre en dirección azimutal ( $\Delta\phi = 15^\circ$ ). En la región de  $|\eta| \leq 1.0$ , el volumen fiducial útil para la detección de electrones es el 84% del ángulo sólido. El resto no utilizado son los bordes de las celdas calorimétricas y de las regiones inactivas del calorímetro. Para evitar estas regiones se hacen ciertos cortes en la geometría de las cascadas, conocidos como

cortes fiduciales. Las variables utilizadas para la reconstrucción del electrón son:

- HAD/EM, fracción de energía hadrónica y electromagnética del cluster calorimétrico.
- E/P, relación entre la energía electromagnética del cluster y el momento de la traza medido en el detector central de trazas.
- $L_{shr}$ , que da cuenta del perfil lateral de la cascada electromagnética. Se define como:

$$L_{shr} = 0.14 \sum_i \frac{E_i^{obs} - E_i^{exp}}{\sqrt{(0.14\sqrt{E})^2 + \sigma_{E_i^{exp}}^2}} \quad (4.6)$$

donde la suma es sobre todas las torres adyacentes.  $E_i^{obs}$  es la energía electromagnética observada y  $E_i^{exp}$  es la energía esperada para un electrón de momento  $P$ ,  $0.14\sqrt{E}$  es la resolución del CEM, y  $\sigma_{E_i^{exp}}^2$  la incertidumbre en  $E_i^{exp}$ .

El perfil observado debe ser consistente con los obtenidos con un haz de test de electrones.

- $\Delta x$  y  $\Delta z$ , distancias entre la posición de la traza extrapolada y la posición de la cascada medidas en el plano  $r - \phi$  y  $z$ , respectivamente.
- $\chi^2$  de los perfiles de la cascada en la cámara de hilos (CES) que, debe ser compatible con los obtenidos en el haz de prueba,  $\chi_{strip}$ .
- $Z_v - Z_{0e}$  distancia entre el punto de interacción, vértice del suceso, y la traza reconstruída y extrapolada al vértice. Si existiera más de un vértice en el suceso debido a una interacción múltiple, se utilizará siempre el vértice más cercano a la traza. Este debe estar comprendido en  $\pm 60$  cm del punto nominal de interacción.

Por último se aplica un algoritmo para rechazar electrones que sean producto de conversión de fotones en el detector [62, 63]. Los electrones provenientes de la conversión de fotones son rechazados, con una gran eficiencia, 91%, usando información de trazas. En CDF, la mayoría de las conversiones ocurren en el material soporte del detector de trazas central, su identificación está pues basada en las características observadas en estos detectores. Se rechaza cualquier electrón observado en la CTC, sin una traza reconstruída en el detector de vértices (VTX), y que puede ser asociada con una traza de carga opuesta formando una pequeña masa efectiva.

#### 4.2.5 Reconstrucción del muón

Los muones son detectados en las cámaras de muones, mediante impactos que estén asociados a trazas de la CTC, la deposición de energía en el calorímetro deberá ser consistente con la de una partícula de mínima ionización. Las variables utilizadas para la reconstrucción del muón son:

- $P_T$ , momento transverso de la traza, medido en la CTC. La traza se ajusta añadiendo la condición de que apunte al vértice del suceso.
- $E_{EM}$  y  $E_{Had}$ , energía depositada en los calorímetros electromagnético y hadrónico respectivamente. Esta energía se requiere que sea consistente con la energía depositada por partículas de mínima ionización.
- $d_0$ , parámetro de impacto, es decir, la distancia de máxima aproximación de la traza del muón al vértice del suceso en el plano  $r - \phi$ .
- $Z_0 - Z_{0\mu}$ , distancia entre el vértice de la interacción y la traza del muón reconstruida a lo largo del eje  $z$ .
- $|\Delta x|_{CM}$ , la distancia en el plano  $r - \phi$  entre la traza extrapolada de la CTC y el segmento de traza en la cámara de muones.

Para la identificación de los muones de mínima ionización, es decir aquellos que no han dejado señal en las cámaras de muones, se exige que las trazas hayan sido bien reconstruidas (es decir, sólo se aceptan trazas con suficiente número de impactos en el detector central) y que estén aisladas tanto en los calorímetros como en los detectores de trazas. Las variables que definen el aislamiento de la traza en los calorímetros y en el detector central son  $I_{iso}$  y  $I_{trz}$  respectivamente. Se definen como la razón del *exceso* de energía transversa (o momento para las trazas) en un cono de 0.4 alrededor de la dirección de la traza.

#### 4.2.6 Reconstrucción del neutrino usando la energía faltante

El neutrino atraviesa el detector sin dejar ninguna huella ya que su probabilidad de interacción con la materia del mismo es muy pequeña. El neutrino es detectado por la presencia de un desequilibrio de energía transversa en los calorímetros o energía faltante,  $\cancel{E}_T$ . Esta energía se define como la suma vectorial sobre las torres del calorímetro con signo negativo:

$$\cancel{E}_T = -\sum \vec{E}_T^i \quad (4.7)$$

donde  $\vec{E}_T^i$  es el vector de energía, cuya magnitud es la energía transversa en la torre del calorímetro y cuya dirección está definida desde el vértice del suceso al centro de la torre del calorímetro. La energía se suma dentro de la región fiducial  $|\eta| \leq 3.6$ .

Para definir la  $\cancel{E}_T$  del suceso, la  $\cancel{E}_T$  definida anteriormente debe ser corregida por la energía de los muones primarios, que no es recogida totalmente en los calorímetros, usando para ello la medida de  $P_T^\mu$  en la CTC. La  $\cancel{E}_T$  se corrige también por los muones secundarios con  $P_T^\mu \geq 10$  GeV/ $c$ .

La incertidumbre en la medida de la  $\cancel{E}_T$  es función de la  $E_T$  total del suceso, medida en los calorímetros. Esta dependencia se parametriza usando datos de *minimum bias* y se expresa:

$$\sigma(\cancel{E}_T) = -0.58 + 0.742\sqrt{(\Sigma E_T)} \quad (4.8)$$

donde  $\sigma(\cancel{E}_T)$  es la incertidumbre en  $\cancel{E}_T$  y  $\Sigma E_T$  es la suma escalar de la energía transversa en el calorímetro.

### 4.3 El *trigger* de leptón de alta energía

Para recoger la muestra de datos usada en el análisis de sucesos con un leptón en el estado final se usaron dos tipos de *trigger*; uno para la selección de sucesos con electrones y otro para la selección de sucesos con muones.

El *trigger* de electrones es un *trigger* que a nivel 1 requiere que haya una torre con  $E_T$  por encima de cierto umbral que varía según la región del detector. La Tabla 4.1 resume los umbrales de energía utilizados en las dos tomas de datos, Run 1A y Run 1B.

detector	Umbrales del nivel 1 (GeV)	
	Run 1A	Run 1B
CEM	5	8
PEM	8	11
FEM	8	51
CHA	8	12
PHA	25	51
FHA	25	51

**Tabla 4.1:** Requisitos de nivel 1 del *trigger* de electrones, utilizados en el Run 1A y Run 1B.

En el nivel 2 se requiere que haya un *cluster* en el calorímetro con  $E_T \geq 9(16)$  GeV para el Run 1A(1B) que se asocie con una traza (CFT) de  $P_T \geq 9.2(12)$  GeV/ $c^2$ . La energía hadrónica de este *cluster* debe ser menor que un 12.5% de la electromagnética en el *cluster*. En el nivel 3 de *trigger*, se requiere que la energía transversa del *cluster* central tenga  $E_T \geq 18$  GeV y esté asociado con una traza del CTC con un  $P_T \geq 13$  GeV/ $c$ .

El *trigger* de muones requiere a nivel 1 que haya un segmento de traza con al menos dos impactos en la CMU(CMX) y con un  $P_T \geq 6(10)$  GeV/ $c$ . La CMU requiere impactos en la CMP para confirmar el segmento, y la CMX requiere impactos en los centelleadores. A nivel 2, se requiere que el segmento encontrado a nivel 1, se pueda asociar a una traza CFT con un  $P_T \geq 9.2$  GeV/ $c$ . A nivel 3, se requiere que la traza reconstruida en la CTC, con un  $P_T \geq 18$  GeV/ $c$ , se asocie a un segmento de traza correspondiente a un muón.

## 4.4 El *trigger* de multijet

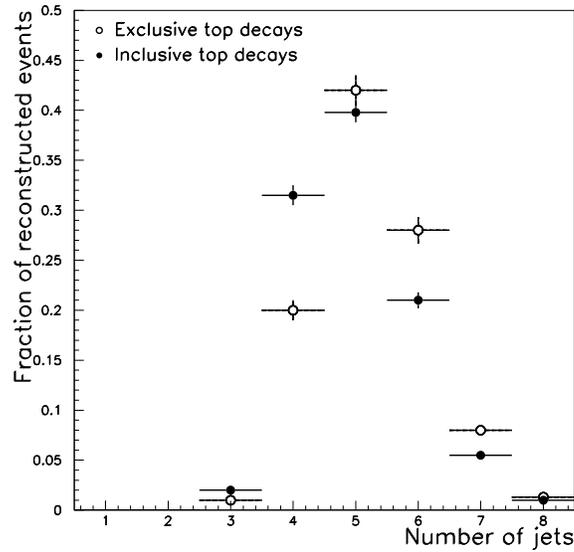
La muestra de datos usada en los análisis de sucesos con cuatro jets en el estado final fue seleccionada con un *trigger* de multijets. El *trigger* de multijets es un *trigger* dedicado de nivel 2 que fue diseñado específicamente para la selección de sucesos  $t\bar{t}$  con desintegración totalmente hadrónica del top, es decir, todos sus requisitos están optimizados para este proceso. Repasaremos brevemente este estado final para introducir mejor los requisitos del *trigger*.

En la desintegración totalmente hadrónica de pares  $t\bar{t}$ , se esperan al menos seis partones en el estado final, los cuales se manifestarán como jets. La Figura 4.5 muestra el número de jets reconstruidos en el detector para dos casos; uno que incluye todos los modos de desintegración del quark top (inclusivo) y el otro caso en que se selecciona sucesos con desintegración hadrónica del quark (exclusivo). Como se observa, más de un 98% de las veces los sucesos tienen 4 o más jets reconstruidos, tanto en la selección inclusiva como en la exclusiva.

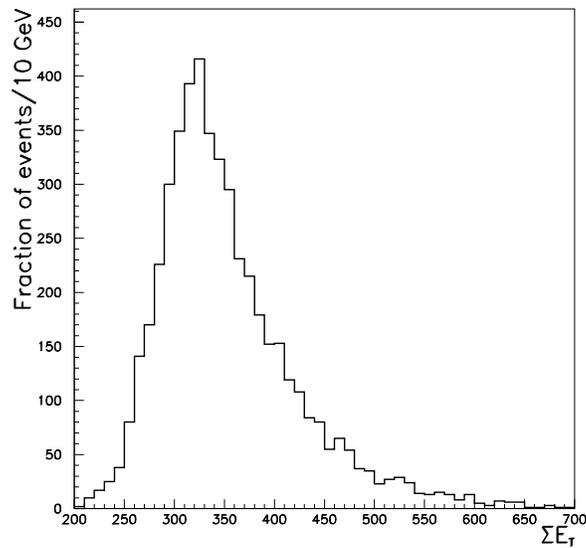
Además, debido a la alta masa del top, la desintegración del par  $t\bar{t}$  produce una gran energía transversa total <sup>4</sup>. La Figura 4.6 muestra la energía transversa total, obtenida a partir de la suma sobre los partones presentes en el estado final, en sucesos con desintegración puramente hadrónica.

---

<sup>4</sup>Estrictamente hablando la energía total en el suceso,  $\Sigma E \sim 2m_t$ . La energía total transversa  $\Sigma E_T \equiv \Sigma E_T \sin\theta$  puede ser más pequeña debido al ángulo  $\theta$  para cada uno de los jets.



**Figura 4.5:** Comparación de la distribución de la multiplicidad de jets en el suceso para una muestra de desintegraciones inclusivas ( $t\bar{t} \rightarrow \text{todo}$ ) y exclusivas ( $t\bar{t} \rightarrow \text{jets}$ ).



**Figura 4.6:** Energía total transversa de todos los partones en sucesos con desintegración hadrónica de los pares  $t\bar{t}$  para una masa del top de  $170 \text{ GeV}/c^2$ .

Level 2	$N^{clus}$	$E_T^{clus}$	$\Sigma E_T^{clus}$
Run 1A	$\geq 4$	$\geq 10$ GeV	$\geq 100$ GeV
Run 1B	$\geq 4$	$\geq 15$ GeV	$\geq 125$ GeV

**Tabla 4.2:** Requisitos del *trigger* de multijets de nivel 2 utilizados en el Run 1A y 1B.

Resumiendo, los sucesos provenientes de la desintegración hadrónica de pares  $t\bar{t}$  se caracterizan por: una alta multiplicidad de jets ( $N_{jets} \geq 4$ ), una gran energía transversa y la presencia de quarks  $b$  o  $c$  provenientes de la desintegración del top y del  $W$  respectivamente.

Con esto en mente, se establecieron los requisitos del *trigger* listados en la Tabla 4.2, donde  $N^{clus}$  es el número de *clusters* en el calorímetro, los *clusters* están definidos a nivel de *trigger*<sup>5</sup>,  $E_T^{clus}$  es la energía transversa mínima de cada *cluster* y  $\Sigma E_T^{clus}$  es la suma de la energía transversa de todos los *clusters* en el suceso. La tabla muestra los diferentes requisitos utilizados para el Run 1A y el Run 1B [64].

La sintaxis de este *trigger* en la Tabla de *triggers* es la siguiente:

```

TRIGGER TOTAL_ET_CL_125_4JETS_V1
SELECT TOTAL_ET_1
      CUT TOTAL_ET  $\geq$  120. (GeV)
SELECT TOTAL_CLUSTER_ET_1
      CUT TOTAL_ET  $\geq$  125. (GeV)
SELECT JET1
      PARAMETER ET_THRESHOLD  $\geq$  15. (GeV)
      CUT NUMBER_OF_JETS_1  $\geq$  4

```

Antes de ser almacenados, los sucesos deberán también cumplir los requisitos impuestos por el tercer nivel de *trigger*. En él se requieren al menos 4 jets con una energía transversa mayor que 10 GeV (estos jets son producto de una reconstrucción *offline* en la que se utiliza un cono de radio 0.7). La eficiencia del nivel 3 es prácticamente del 100%, ya que se aplican criterios menos estrictos que en el nivel 2.

En el análisis se utilizan muestras de sucesos Monte Carlo en las que es vital una buena simulación del *trigger* de CDF [65]. Por este motivo hemos realizado un estudio detallado de la eficiencia del *trigger* y de la bondad de la simulación del mismo, que describimos a continuación.

<sup>5</sup>Las definiciones de *clusters* de energía son diferentes para el *trigger* que para el algoritmo usado en la reconstrucción de jets, ver sección 4.2.3. El *cluster* de energía en el *trigger* se forma sumando todas las torres contiguas que tengan deposición de energía en el calorímetro, mientras que el algoritmo de reconstrucción usa un cono de radio fijo en el plano  $\eta - \phi$ .

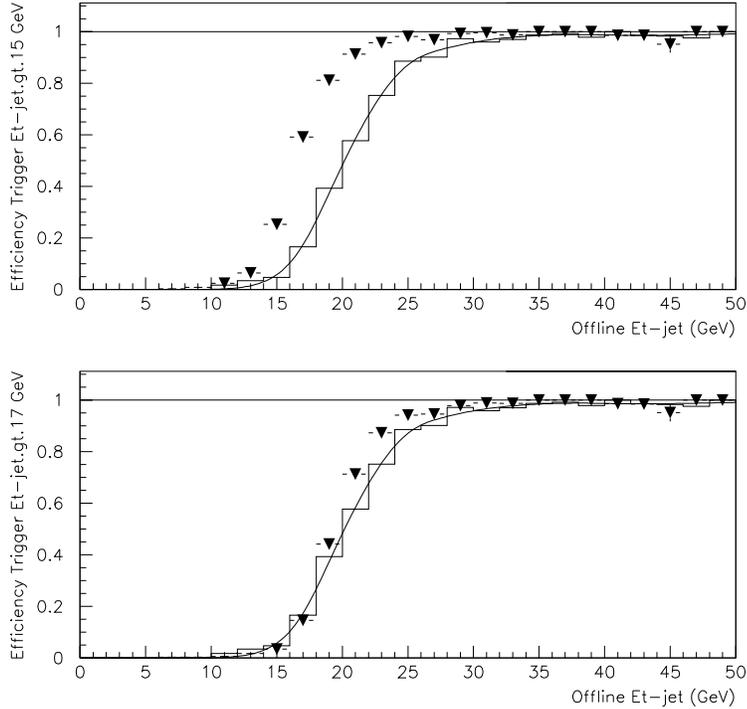
La fracción de jets reconstruídos que pasan el requisito de *trigger*  $E_T^{L2clus} \geq 15$  GeV incrementa con la energía de los jets reconstruídos hasta alcanzar un valor estable, a partir de este valor se entiende que el *trigger* es totalmente eficiente. De manera similar, para el requisito sobre la energía total transversa (la suma de todos los *clusters* de energía en el calorímetro) la fracción de sucesos que pasan el umbral,  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV, incrementará con la energía total reconstruída. Desgraciadamente, la estadística de datos disponible en CDF no permite el estudio conjunto, de manera precisa, de estos dos requisitos. Para obtener las curvas de eficiencia estudiaremos los dos requisitos del *trigger* independientemente: los jets, y la suma de la energía transversa de todos los *cluster* del suceso. Hemos comprobado que la correlación entre ellos es muy pequeña.

#### 4.4.1 Estudio de la eficiencia del *trigger* para el requisito de multijets

La respuesta del *trigger* ha sido estudiada en función de la  $E_T$  de los jets [66]. Como explicamos, las definiciones de *clusters* de energía son diferentes para el *trigger* que para el algoritmo usado en la reconstrucción de jets (ver sección 4.2.3). Por lo tanto el requisito de que todos los *clusters* en el calorímetro tengan una energía mayor que un cierto umbral no significa que todos los jets reconstruídos tengan como mínimo esa energía. En  $\sim 20\%$  de los casos, la energía encontrada en la región entre dos jets reconstruídos dentro de un cono de radio fijo es lo suficientemente grande como para que estos dos jets puedan resolverse como un solo *cluster* a nivel de *trigger*. Para jets con energía transversa pequeña este solapamiento de energía puede ser incluso más pronunciado.

Para comprobar la bondad de la simulación, comparamos las eficiencias obtenidas en sucesos Monte Carlo procesados por la simulación del *trigger* con las obtenidas a partir de datos reales. Para el estudio con datos reales se utilizaron dos muestras seleccionadas con un *trigger* de muones. Una muestra consta de sucesos con un muón más un jet,  $E_T^{L2clus} \geq 15$  GeV, en los que el muón y el jet están en la región central del detector, y la otra, en la que sólo se requiere un muón en el suceso. Estudiando la cantidad de sucesos con un jet en la segunda muestra se obtiene la eficiencia de este requisito con respecto a la energía transversa reconstruída del jet.

La Figura 4.7 muestra las curvas de eficiencia obtenidas para los sucesos de Monte Carlo y para los datos reales. La subida (*turn-on*) observada en la curva de eficiencia se debe a varios motivos, el más importante es la diferencia entre los algoritmos de reconstrucción de jets a nivel de *trigger* y a nivel de reconstrucción. Aparte de las diferencias en el algoritmo mencionadas anteriormente, el nivel 2 de *trigger* para hacer la transformación de energía en energía transversa asume que la interacción se produce en  $z = 0$ , además, el valor de la energía medida a nivel de *trigger* es  $\approx 8\%$  más pequeña que la energía reconstruída. Comparando los datos reales con la simulación observamos que ésta sobreestima la eficiencia para  $E_T \leq 25$  GeV (ver parte de arriba de la Figura 4.7). Con el fin de modelar correctamente la simulación del *trigger*, el umbral de  $E_T$  de los jets se subió de 15 GeV a 17 GeV para cada jet. La parte de abajo de la Figura 4.7



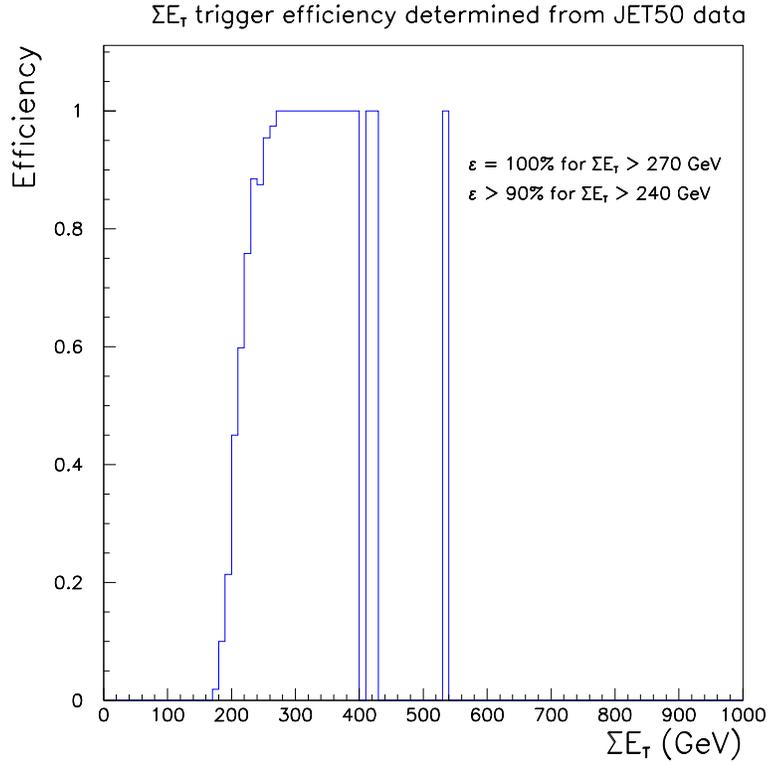
**Figura 4.7:** Eficiencia del *trigger* de multijets de nivel 2 en función de la  $E_T$  reconstruída de los jets para los datos reales (histograma) y para los sucesos de Monte Carlo QCD (triángulos). La figura de arriba tiene el umbral de  $E_T^{L2clus}$  en 15 GeV y la figura de abajo en 17 GeV.

muestra la comparación entre los datos y la simulación con el requisito de  $E_T^{L2clus} \geq 17$  GeV, el acuerdo entre estas eficiencias es satisfactorio.

#### 4.4.2 Estudio de la eficiencia del *trigger* para el requisito de $\Sigma E_T^{L2clus}$

En este caso, la respuesta del *trigger* ha sido estudiada en función de la  $\Sigma E_T^{L2clus}$  del suceso [67]. Para ello, utilizamos las siguiente muestras de datos: una muestra general en la que sólo se requiere un *cluster*, con  $E_T^{L2clus} \geq 50$  GeV, en el calorímetro y una muestra más restrictiva que requiere  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 175$  GeV. A partir de la primera muestra de datos determinaremos la eficiencia del *trigger* para la condición:  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 175$  GeV [69]. La Figura 4.8 muestra la curva de eficiencia, en función de la suma total de energía de los jets reconstruídos. Para el cálculo de la suma total de energía transversa reconstruída en el sucesos se tienen en cuenta todos los jets reconstruídos con  $E_T^{jet} \geq 10$  GeV. La curva de eficiencia obtenida nos permitirá el estudio de la condición:  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV.

La curva de eficiencia de  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 175$  GeV en la muestra de datos reales difiere signi-

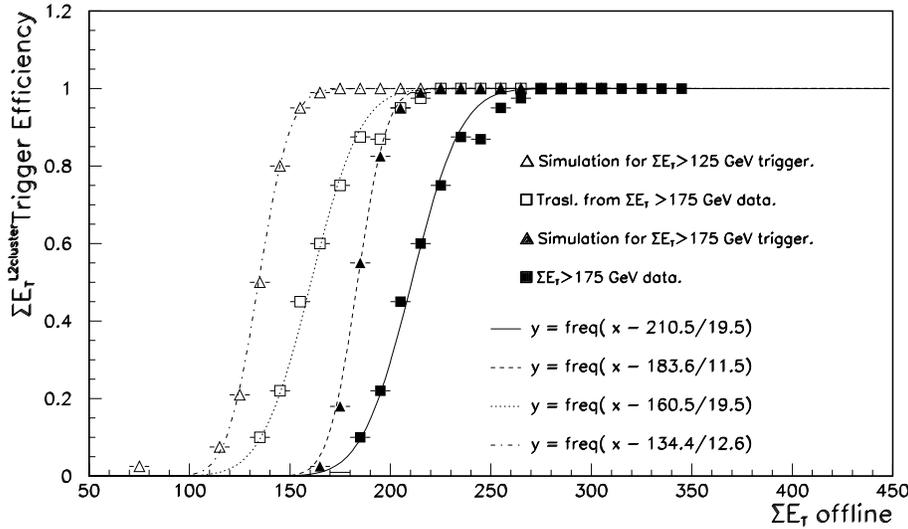


**Figura 4.8:** Curva de eficiencia para el trigger  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 175$  GeV en función de  $\Sigma E_T^{jet}$ .

ficativamente de la obtenida a partir de una simulación del *trigger*. La Figura 4.9 muestra esta comparación, para datos reales (cuadrados negros) y simulados (triángulos negros). Se observa que con la simulación del *trigger* se obtiene una eficiencia significativamente más alta que la obtenida con los datos, principalmente en la región del *turn-on*. Este efecto es compatible con lo observado en el estudio de la energía de los jets. La conclusión que se desprende de ambos resultados es que la simulación sobreestima la energía depositada en los calorímetros.

Una vez entendido el comportamiento del *trigger* para el requisito  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 175$  GeV, a partir de datos reales, lo extenderemos a nuestro caso particular:  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV. Para ello, comprobamos que las curvas de eficiencia para los dos valores umbrales, 125 y 175 GeV, obtenidas a partir de la simulación, son compatibles entre sí, sin más que desplazar la segunda -50 GeV. Esta translación se muestra en la parte izquierda de la Figura 4.10. La diferencia entre ambas curvas es menor que 2%.

Comprobamos, también, que el requerir conjuntamente  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV y al menos cuatro *clusters* (como ocurre para el *trigger* de multijets utilizado) no modifica el comportamiento



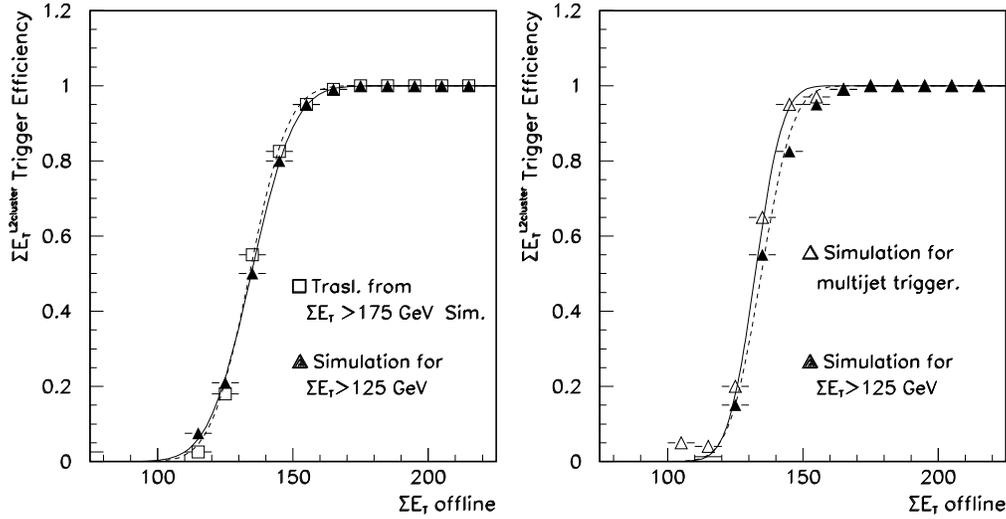
**Figura 4.9:** La figura muestra la eficiencia de trigger en función de  $\Sigma E_T^{jets}$ , donde la energía de los jets están sin corregir, para distintos casos estudiados: la eficiencia de  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 175$  GeV obtenida en los datos (cuadrados negros), la simulación de este trigger (triángulos negros), la simulación del trigger  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV (triángulos blancos) y la extrapolación obtenida, a partir de datos, para  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV (cuadrados blancos).

de la curva de eficiencia anterior. Usamos la simulación del *trigger* para generar curvas de eficiencia de dos maneras: (a) requiriendo sólo la parte de  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV, (b) requiriendo todo el *trigger*,  $\Sigma E_T$  y  $N^{clus}$ . La parte derecha de la Figura 4.10 muestra el resultado de esta comparación. El requisito de multijet tiene un impacto muy pequeño en el comportamiento de la eficiencia del *trigger* una vez impuesto el requisito en  $\Sigma E_T$ . La diferencia entre ambas curvas es menor que 3%.

El resultado de este estudio nos permite hacer la extrapolación de la curva obtenida a partir de datos reales, para el *trigger* de  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 175$  GeV, al *trigger* usado en nuestra selección de datos ( $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV más al menos cuatro *clusters* con  $E_T^{L2clus} \geq 15$  GeV).

Para comprobar la validez de esta extrapolación se realizó, además de diversos estudios técnicos [68], un estudio independiente de todos los requisitos del *trigger* sobre una muestra diferente de datos (jet20<sup>6</sup>). El requerir conjuntamente todos los requisitos, como ocurre en la toma de datos real, reduce la muestra considerablemente, se pasa de una muestra inicial de 465000 sucesos a una estadística final de 312 sucesos. A pesar de la escasa estadística, la Figura 4.11 muestra el buen acuerdo entre la curva de eficiencia obtenida a partir de esta nueva muestra de datos y la obtenida por extrapolación.

<sup>6</sup>Esta muestra requiere que el suceso tenga al menos un *cluster* en el calorímetro a nivel de *trigger* con una  $E_T$  mayor que 20 GeV.



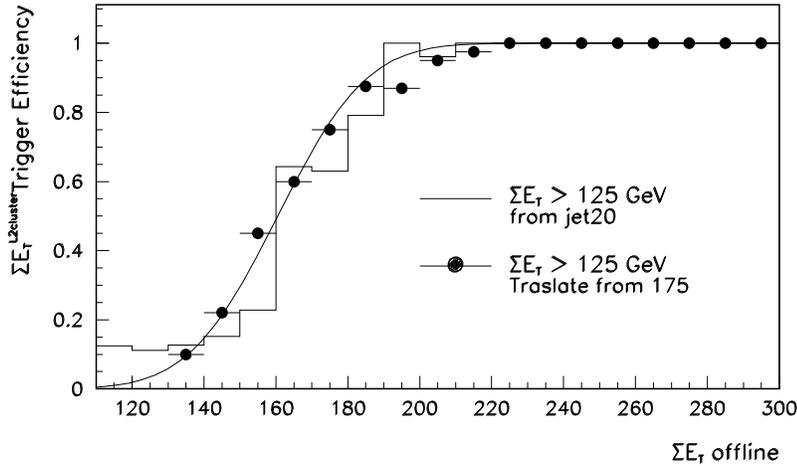
**Figura 4.10:** La parte izquierda de la figura muestra la comparación de la curva de eficiencia obtenida usando una simulación del trigger  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV (triángulos negros) con la extrapolación de la curva obtenida usando una simulación del trigger de  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 175$  (cuadrados blancos). La figura de la derecha muestra la comparación de la curva de eficiencia de trigger obtenida usando una simulación que requiere sólo la condición  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV (triángulos) y usando  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 125$  GeV y al menos cuatro jets en el sucesos (triángulos blancos).

En la Figura 4.9 se muestran las diferentes curvas de eficiencia obtenidas a partir de datos reales y simulados, para las distintas condiciones estudiadas. Los cuadrados blancos en la figura muestran la curva de eficiencia final que utilizaremos (para el análisis de *Technicolor* sólo) y que es el resultado de la translación (-50 GeV) de la curva de eficiencia obtenida a partir de los datos reales. Asociamos a esta curva una incertidumbre sistemática de un 5% estimada a partir de estos estudios [67, 68].

En resumen, para nuestro análisis hemos re-analizado la eficiencia de *trigger* y obtenido nuevas curvas de eficiencia a partir de datos reales. Usando esta nueva parametrización, las distribuciones de  $E_T$  de los jets y de  $\Sigma E_T$  del sucesos obtenidas para sucesos Monte Carlo QCD y para los datos están en muy buen acuerdo, como se muestra en la Figura 4.12.

## 4.5 Pre-selección de la muestra de datos

No todos los datos recogidos en CDF provienen de colisiones  $p\bar{p}$ . Por ejemplo, la pérdida de focalización de los haces en el *main ring* provoca chorros de partículas que rocian al detector



**Figura 4.11:** La figura muestra la curva de eficiencia de *trigger* obtenida a partir de una muestra de datos reales, *jet 20*, para el *trigger*  $\Sigma E_T \geq 125$  GeV (histograma sólido), junto con la curva de eficiencia obtenida por la extrapolación del *trigger*  $\Sigma E_T^{L2clus} \geq 175$  GeV (círculos negros).

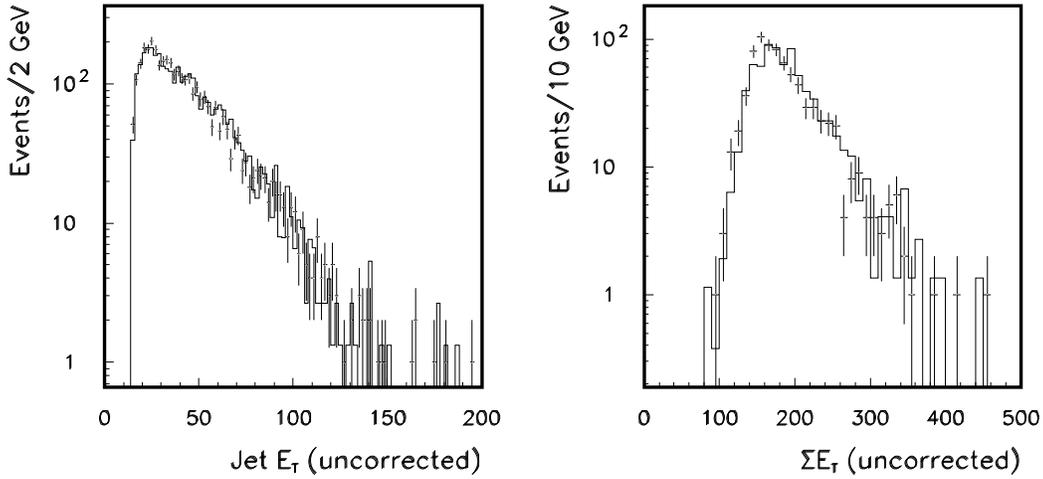
(*main ring splashes*), los rayos cósmicos son un fondo constante que deja trazas y energía en los subdetectores, un mal funcionamiento de los componentes individuales del detector pueden dar señales espúreas o datos de muy baja calidad, etc... Así pues, los sucesos que pasan los requisitos del *trigger* sólo una vez depurados por estos efectos constituyen la muestra pre-seleccionada.

La información registrada por los diferentes subdetectores así como las condiciones del detector durante la toma de datos es almacenada en una base de datos. Durante este proceso de depuración de la muestra, se accede a la información de cada *run* y aquellos identificados con problemas se rechazan. Hay alrededor de un 5% de este tipo de sucesos en la muestra original.

Todos los sucesos con una energía transversa total mayor que 2 TeV son principalmente el resultado de *main ring splashes* o malfuncionamiento del detector, y son, por lo tanto, eliminados de la muestra. Además, en la muestra de multijets, la  $\cancel{E}_T$  esperada es muy pequeña. Para esta muestra, se requiere que la magnitud de la energía transversa faltante en el detector, provocada principalmente por efectos de *main ring splashes* y malfuncionamiento del detector, sea  $S = \frac{\cancel{E}_T}{\sqrt{\Sigma|E_T|}} \leq 6$ . Como la región de interacción de las colisiones  $p\bar{p}$  tienen una extensión longitudinal de  $\sim 30$  cm, se exige que el suceso tenga por lo menos un vértice primario con  $|Z| \leq 60$  cm en el VTX. Con ello se asegura que haya una interacción en la región central del detector.

Para la preselección de la muestra de multijets, finalmente requerimos que haya al menos cuatro jets (dentro de un cono de radio  $\Delta\mathcal{R} = 0.4$  ó  $0.7$ ) con  $E_T^{jet} \geq 15$  GeV (sin corregir) y  $|\eta| \leq 2.4$ .

La Figura 4.13 muestra las distribuciones del número de vértices por sucesos, de la coorde-



**Figura 4.12:** La Figura de la izquierda muestra la comparación entre los datos (círculos negros) y Monte Carlo de QCD (histograma) para la distribución de  $E_T$  de los jets usando la nueva curva de eficiencia. La figura de la derecha muestra la comparación de la distribución de  $\Sigma E_T$ .

nada  $z$  del vértice primario del suceso, la significancia de  $\cancel{E}_T$  y el número de jets reconstruidos, en un cono de  $\Delta\mathcal{R} = 0.4$ , con una energía mayor que  $E_T^{uncorrected} \geq 15$  GeV, para la muestra de multijets.

## 4.6 Selección de la muestra de multijets

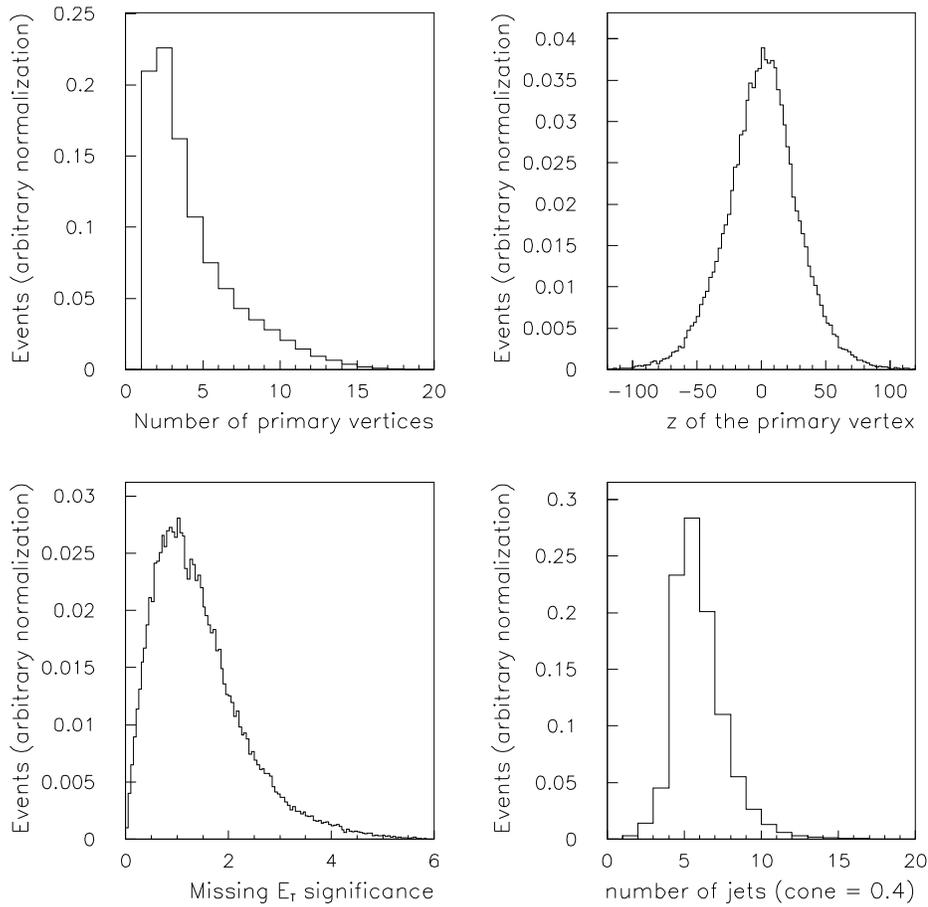
A esta muestra recogida con el *trigger* de multijet y depurada usando el filtro de preselección aplicaremos la selección final. Resumimos aquí los criterios seguidos. Algunos de ellos serán explicados con más detalle en los siguientes capítulos.

- Selección de jets

Requerimos que los sucesos tengan al menos cuatro jets con  $E_T$  sin corregir mayor que 15 GeV. Estos jets están definidos en un cono  $\Delta\mathcal{R} = 0.4$ . Para tener una buena información del calorímetro los cuatro jets tienen que estar localizados en la zona central del detector,  $|\eta| \leq 2.1$ .

- Identificación de jets  $b$

En la muestra existe una gran contribución de gluones y quarks ligeros debida a la producción de multijets en QCD. Una manera de reducir este fondo es identificando el quark



**Figura 4.13:** Izquierda arriba, el número de vértices en el suceso; arriba derecha,  $z$  del vértice primario. Abajo izquierda, significancia de la energía transversa faltante; abajo derecha, número de jets reconstruídos con  $\Delta\mathcal{R} = 0.4$ .

pesado  $b$ . Se requiere al menos dos jets identificados como jet  $b$ <sup>7</sup> entre los cuatro jets con energía más altas. El capítulo siguiente está dedicado al etiquetado de jets  $b$ .

- Requisitos topológicos

El último requisito impuesto es un corte topológico que varía con la búsqueda específica realizada. En el caso del *Higgs* se aplica un criterio de selección basado en el  $P_T$  del sistema de los dos jets  $b$  identificados, en el caso del *Technicolor* el criterio está basado en el ángulo

<sup>7</sup>Este corte reduce el fondo de QCD en  $\sim 99\%$ .

azimutal entre estos jets.

Esta diferencia de criterios se debe a las características especiales de cada proceso. El bosón de *Higgs* se produce con cierta impulsión y permite que el momento del sistema  $b\bar{b}$  sea alto. Mientras que para el proceso de *Technicolor*, en la región de búsqueda, las partículas se producen casi en reposo, con lo que el ángulo azimutal entre los jets  $b$  será grande.

En la Tabla 4.3 se listan los sucesos que pasan los criterios de la selección en el canal de multijets antes del requisito topológico. Se utilizan los datos del Run 1B que corresponde a una luminosidad integrada de  $90.6 \text{ pb}^{-1}$ .

Selección	Número de sucesos
<i>trigger</i>	250485
$\geq 4$ jets	207604
doble $b$ -tag	764

**Tabla 4.3:** Número de sucesos encontrado en los datos de multijets tras aplicar distintos criterios de selección. El número de sucesos despues de aplicar requisito topológico, específico de cada uno de los análisis, no se muestra en la tabla.

## 4.7 Selección de la muestra de leptón mas jets

Esta muestra de datos está compuesta de sucesos conteniendo al menos un electrón o un muón de alto momento transverso (muestra inclusiva de electrones y muones) [70]. De las muestras de leptones inclusivos obtenemos la muestra final, compatible con la producción de bosones  $W$ , es decir, requiriendo un leptón primario aislado, acompañado de un gran desequilibrio en la energía transversa que indica la presencia de un neutrino. Se requerirán también dos y sólo dos jets en los sucesos, con al menos uno de ellos identificado como jet  $b$ .

A continuación se describen los criterios de selección:

- La identificación de electrones

Se requiere que el electrón esté en la región central de rapidez,  $|\eta| \leq 1.0$  y tenga una energía transversa,  $E_T$ , mayor que 20 GeV. Se definen dos clases de electrones:

- TCE (*Tight central electron*): Eletrones detectados en la región central e identificados con estrictos criterios de selección.

Variable	Cortes cinemáticos	Comentarios
$E_T$	$\geq 20$ GeV	
E/P	$\leq 1.8$	para TCE
E/P	$\leq 4.0$	para LCE
$\frac{Had}{EM}(3 \times 3)$	$\leq 0.005$	para TCE
$\frac{Had}{EM}(3 \times 3)$	$\leq 0.055 + \frac{0.045 \times E}{100}$	para LCE
$L_{shr}(3\text{-tower})$	$\leq 0.2$	
$ \Delta x $	$\leq 1.5$ cm	
$ \Delta z $	$\leq 3.0$ cm	
$\chi_x^2$	$\leq 10$	para la TCE(no se aplica a LCE)
$ Z_v - Z_o^e $	$\leq 5$ cm	
$ Z_v $	$\leq 60$ cm	

**Tabla 4.4:** Criterios de selección de electrones en la región central (TCE y LCE). Los electrones TCE difieren de los LCE en los cortes sobre las variables  $E/P$ ,  $E_{HAD}/E_{EM}$ , y  $\chi_{strip}^2$ .

- LCE (*Loose Central Electron*): Electrones detectados en la región central e identificados con criterios de selección más relajados.

Los cortes que se aplican en las distintas variables de identificación del electrón se muestran en la Tabla 4.4.

- La identificación de muones

Al igual que los electrones, los muones deben estar en la región central ( $|\eta| \leq 1.0$ ) y se exige que tengan un  $P_T \geq 20$  GeV. Se requiere que las trazas reconstruidas en el CTC y los segmentos de traza reconstruidos en las cámaras de muones CMU, CMP ó CMX estén bien asociados. Para este análisis se definen dos tipos de identificación:

- TMC (*Tight Central Muon*): Muones detectados en la cámara central de muones e identificados con estrictos criterios de selección.
- TEM (*Tight Extension Muon*): Muones detectados en el CMX e identificados con estrictos criterios de selección.

Debido a la limitada región de aceptación de las cámaras de muones, para este análisis se

Variable	Cortes cinemáticos	Comentarios
$P_t$	$\geq 20$ GeV/c	Con ajuste al haz
$E_{EM}$ Energía	$\leq 2.0$ GeV	
HAD energía	$\leq 6.0$ GeV	
HAD + EM energía	$\geq 0.1$ GeV	
$D_o$	$\leq 0.3$ cm	Corregido por la posición del haz
$ Z_v - Z_o^\mu $	$\leq 5.0$ cm	
$ Z $	$\leq 60$ cm	
$ \Delta x _{cmu} \leq$	2.0 cm	TMC
$ \Delta x _{cmp} \leq$	5.0 cm	TMC
$ \Delta x _{cmx} \leq$	5.0 cm	TEM

**Tabla 4.5:** Criterios de selección de muones en la región central (TMC y TEM).

aceptan también como muones aquellas trazas con momento muy alto pero que no pasan por la región fiducial de la cámara de muones y que están asociadas a deposiciones de energía muy pequeñas en el calorímetro.

Los cortes requeridos en las distintas variables de identificación del muón se muestran en la Tabla 4.5.

- Leptones aislados

Esta característica de aislamiento se aplica para aumentar la pureza de la muestra de leptones provenientes de la desintegración del  $W$ .

Para los electrones se define la variable de aislamiento, como:

$$Aislamiento = \frac{E_T^{cone} - E_T}{E_T} \quad (4.9)$$

donde  $E_T^{cone}$  es la energía transversa medida en el calorímetro y contenida en un cono de radio  $\Delta R = 0.4$  centrado en el centroide del cluster del electrón.  $E_T$  es la energía transversa del electrón. Para los muones se define una cantidad parecida, que ya mencionamos al hablar de los muones de mínima ionización. Seleccionamos los leptones con un  $aislamiento \leq 0.1$ .

- Energía faltante

En una desintegración leptónica del  $W$  habrá un neutrino con un alto momento; por tanto en estos sucesos se requiere que haya un desequilibrio en la energía transversa medida en los calorímetros. Elegimos sucesos que tengan una  $\cancel{E}_T$  (corregida por muones)  $\geq 20$  GeV.

- Supresión del bosón  $Z$ , y dileptones

Para suprimir los sucesos en los cuales los leptones provienen de la desintegración del bosón  $Z$  aplicamos una serie de criterios de selección más suaves para la identificación de un posible segundo leptón del mismo sabor. Los sucesos en los que la masa invariante de esos dos leptones está entre 75 y 105 GeV son eliminados de la muestra ya que se consideran consistentes con la desintegración del  $Z$ . Sucesos con dos leptones consistentes con venir del top y sucesos con dos trazas de  $P_T \geq 15$  GeV y de signo opuesto son también eliminados.

- Selección de jets

Exigimos que en el suceso haya dos y sólo dos jets con una energía (sin corregir) mayor que 15 GeV y en la región  $|\eta| \leq 2$ .

- Identificación de los jets- $b$

Se requiere que al menos uno de los jets esté identificado como un jet- $b$ . En el caso del *Higgs* se divide la muestra en dos: sucesos con un sólo jet identificado como proveniente de un quark  $b$  y sucesos en que los dos jets son identificados.

- Requisitos adicionales

Se aplican sólo en el análisis del *Technicolor* después de la selección inicial de sucesos  $W + 2jets$ . Estos requisitos [37] ayudan a mejorar la significancia de la señal sobre el fondo y son:

Requisitos topológicos: se utilizan las variables (a) el ángulo azimutal entre los dos jets del suceso,  $\Delta\phi(jj)$ , y (b) el momento transverso del sistema de dijets,  $P_T(b\bar{b})$ . El valor de cada variable se optimiza para cada combinación de masa a partir de una muestra de sucesos Monte Carlo de señal [71].

Requisitos en la masa invariante de los dos jets y la masa invariante de todo el sistema  $W + 2jets$ : se selecciona la región de  $M(jj)$  y  $M(Wjj)$  comprendida en  $\pm 3\sigma$  del valor medio de las distribuciones de masa estudiada.

En la Tabla 4.6 se listan los sucesos que pasan los criterios de la selección de la muestra de

leptón más jets o selección  $W + \text{jets}$  (no se incluyen los requisitos adicionales específicos del análisis de *Technicolor*). Se utiliza los datos del Run 1 completo con  $109 \text{ pb}^{-1}$ .

Selection	Number of events (electron/muon)
W	113710 (68874/44836)
W + 2jet	1611 (904/707)
SECVTX b-tag	42(24/18)

**Tabla 4.6:** Número de sucesos encontrado en los datos de leptones después de aplicar la selección  $W + 2 \text{ jets}$ . El número de sucesos después de aplicar los requisitos adicionales, específicos del análisis de *Technicolor* no se muestra.

## 4.8 Simulación de sucesos de Monte Carlo

Una variedad de sucesos de Monte Carlo son usados por los físicos de altas energías para tratar de simular las colisiones entre partículas. Los generadores usan el Modelo Estándar y otro tipo de teorías fuera del SM, incorporan los resultados experimentales para ajustar las simulaciones a los datos. Los diferentes generadores existentes presentan diferentes ventajas e inconvenientes para simular un cierto tipo de procesos u otros. Para hacer predicciones de procesos de colisiones inelásticas a altas energías usando cálculos de QCD perturbativa los dos ingredientes básicos son: (a) las secciones eficaces para la producción de partones, leptones y bosones, (b) la distribución de partones dentro del hadrón incidente. El conocimiento de las funciones de distribución de los partones (*PDF* o funciones de estructura) está basado en el estudio de los datos en colisiones inelásticas. Estos datos han sido incorporados en análisis globales junto con los cálculos de segundo orden para los subprocesos y son recolectados por distintos grupos en un conjunto de librerías llamadas *PDF-library*.

Los generadores usados en este trabajo son HERWIG [73], PYTHIA [72], ISAJET [74] y VECBOS [75]. La eficiencia y las distribuciones para la señal y algunos procesos de fondo fueron calculados usando PYTHIA, ISAJET y HERWIG. VECBOS fue usado para obtener las distribuciones de los procesos  $W + \text{jets}/Z + \text{jets}$ .

ISAJET está basado en cálculos de QCD perturbativo de los elementos de matriz a primer orden. Se añaden correcciones radiativas al estado inicial y final con emisión de gluones incoherente. Los partones producidos en la colisión y las partículas restantes son fragmentadas de manera independiente usando un modelo fenomenológico.

VECBOS es un generador de partones basado en la cálculo exacto de los elementos de matriz.

Se usa para la generación de la producción de sucesos  $W + \text{jets}$  y  $Z + \text{jets}$ . Este generador proporciona sólo la lista de partículas producidas y el cuadrimomento de las mismas. Sucesos de VECBOS están conectados con HERWIG por un paquete llamado HERPRT, para la evolución y la fragmentación de los partones y para producir la actividad del *underlying event*.

HERWIG y PYTHIA usan los cálculos de los elementos de matriz a nivel árbol para los procesos de colisiones inelásticas, estos resultados son convolucionados a las funciones de estructura. La evolución de los partones se hace de acuerdo a las ecuaciones de *Altarelli-Parisi* [76]. La ventaja de estos generadores está en la forma de modelar la cascada de partones teniendo en cuenta las correlaciones del color (*color coherence*) entre los estados inicial y final. La cascada de partones termina cuando la masa invariante de los mismos alcanza un umbral mínimo de energía en el que QCD perturbativo no es aplicable. A este nivel los partones restantes se convierten en hadrones sin color teniendo en cuenta un modelo fenomenológico, este proceso se llama *hadronización* o *fragmentación*. HERWIG emplea un modelo de *clusters* mientras que PYTHIA emplea un modelo de cuerdas para la fragmentación de quarks ligeros. Para los quarks pesados ( $t$ ,  $b$  y  $c$ ), la fragmentación se modela usando las funciones de fragmentación de Peterson [77] con  $\epsilon_p = 0.006$  para los quarks  $b$  y  $\epsilon_p = 0.05$  para los quarks  $c$ . Los generadores incluyen unos modelos de *underlying event* que describen la hadronización de los productos restantes del haz. Los *underlying events* están ajustados a los datos de colisiones de bajo  $Q^2$ . Los generadores dan también el cuadvectores de todas las partículas que forman la cascada y también dicen las conexiones que tienen las partículas con sus antecesores. Esta información es guardada en un banco de datos específico llamada GENP. La simulación del detector, el paquete QFL [78], usa este banco y una parametrización de la respuesta del detector basada en las medidas del haz de pruebas o ajustes a los datos para recrear una simulación completa de los bancos de los datos para cada suceso. Esto permite que el procesado y selección de sucesos simulados sea hecho de la misma manera que para los datos reales.

Con el fin de modelar correctamente la desintegración de los quarks pesados existe un paquete de simulación específico, proveniente del experimento CLEO.

La Tabla 4.7 resume las muestras de sucesos generadas para este trabajo así como el generador utilizado. En los dos capítulos siguientes se describe el uso de ellas en los análisis.

Proceso	Generador
$p\bar{p} \rightarrow VH$ $M(H^0) = 70 - 140 \text{ GeV}/c^2$	PYTHIA v5.6
$\rho_T \rightarrow W\pi_T, \pi_T\pi_T, Z\pi_T, WZ, +2 \text{ jet}$ varias $M(\rho_T)/M(\pi_T)$	PYTHIA v6.115
QCD ( $2 \rightarrow 2$ )	PYTHIA v5.6
Pares de $t\bar{t}$ (multijets)	HERWIG
$Z(\rightarrow b\bar{b}) + \text{jets}$	HERWIG, VECBOS
$Wb\bar{b}/Zb\bar{b}$ (multijets)	HERWIG
$t\bar{b}$ (multijets)	PYTHIA v5.6
$t\bar{b}$ (1 + jets)	HERWIG
$WW/WZ/ZZ$	ISAJET
$Z(\rightarrow ll) + \text{jets}$	VECBOS

**Tabla 4.7:** Resumen de las muestras de sucesos generadas para este trabajo así como el generador utilizado.



---

## Capítulo 5

---

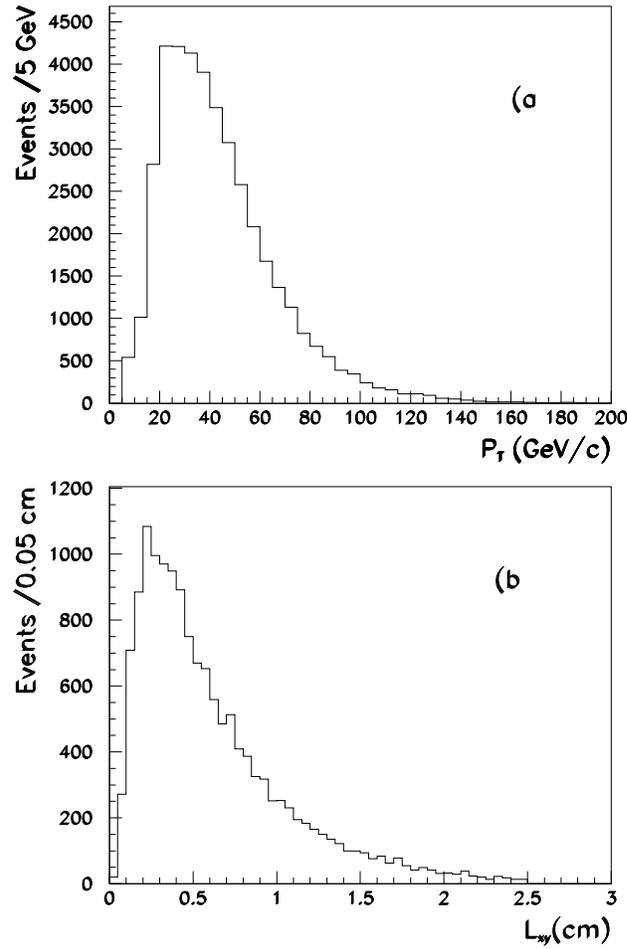
# Quarks pesados en las muestras de datos

Debido a la importancia que tienen los jets  $b$  en la selección de las muestras de datos, en este capítulo, describiremos en primer lugar la técnica de identificación utilizada, basada en la reconstrucción de vértices secundarios. Estudiaremos también la composición de la muestra de datos en base a su contenido en jets  $b$ .

### 5.1 Identificación de jets $b$ en el suceso

Tradicionalmente se han utilizado dos métodos para la identificación de jets provenientes del quark  $b$ : a) un método basado en la desintegración semileptónica del  $b$ , y b) un método de reconstrucción de vértices secundarios. El segundo método, que pasamos a describir seguidamente, es el utilizado en este trabajo. Para completar, el apéndice A describe el algoritmo que permite la identificación de jets  $b$  gracias a la detección del leptón proveniente de la desintegración semileptónica del hadrón  $b$ .

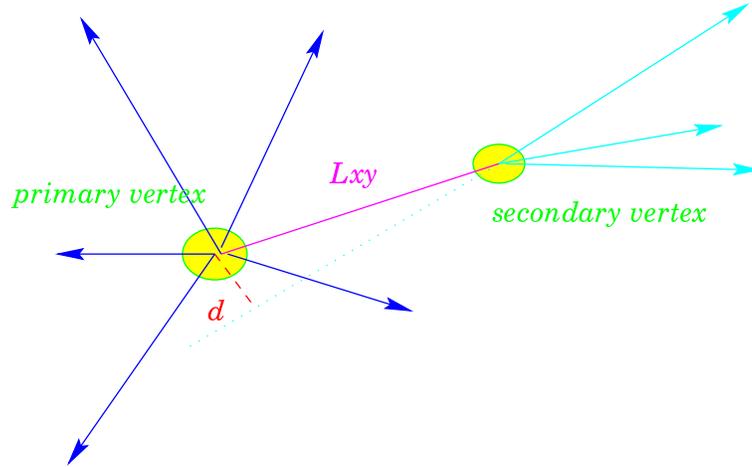
El método más potente de identificación de jets proveniente del quark  $b$  está basado en la larga vida media ( $\tau$ ) de este quark,  $\tau = 1.46 \pm 0.06 ps$  [79]. Esto le permite recorrer una distancia de aproximadamente  $c\tau \sim 400 \mu m$  antes de desintegrarse. En particular, en los procesos con jets  $b$  de alto momento,  $P_T \sim 40 GeV$ , la distancia recorrida por el hadrón antes



**Figura 5.1:** a) Distribución del momento transversal del hadrón  $b$  en sucesos  $p\bar{p} \rightarrow VH$ , y b) Longitud transversa ( $L_{xy}$ ). Los sucesos Monte Carlo utilizados han pasado por una simulación del detector. La masa del bosón de Higgs elegida en estos sucesos es  $100 \text{ GeV}/c^2$ .

de desintegrarse es grande, entorno a 3 mm en el plano transversal. La parte de arriba de la Figura 5.1 muestra la distribución de momento transversal de los hadrones  $b$  para una muestra Monte Carlo de producción de Higgs ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ) asociado con bosones vectoriales, estos jets han pasado por una simulación del detector. La parte de abajo de la figura muestra la distancia recorrida por la partícula en el plano transversal, llamaremos a esta distancia *longitud transversal*,  $L_{xy}$ .

Con el fin de identificar el jet originado a partir del quark  $b$  se seleccionan los productos



**Figura 5.2:** Vista simplificada de un suceso que contiene un vértice secundario, la vista está en el plano  $r - \phi$ . Las líneas sólidas representan las partículas cargadas reconstruidas en el SVX'. El vértice primario es el punto en el plano  $r - \phi$  donde ocurre la interacción  $p\bar{p}$ . El vértice secundario es el punto de la desintegración de las partículas de vida media larga. El parámetro de impacto,  $d$ , se muestra para una traza. También se muestra, la distancia en dos dimensiones, en el plano  $r - \phi$  desde el vértice primario hasta el secundario,  $L_{xy}$ .

de la desintegración del mismo, partículas que aparecen como trazas cargadas con un origen común en un punto separado una distancia significativa del vértice de la colisión  $p\bar{p}$ . El punto de interacción de la colisión  $p\bar{p}$  se llama *vértice primario* y el punto de desintegración del  $b$  se llama *vértice secundario*. La Figura 5.2 muestra un esquema simplificado. El hadrón proveniente del quark  $b$  viaja una distancia,  $L_{xy}$ , en el plano  $x - y$ , antes de desintegrarse. Definimos la distancia en el plano transversal puesto que el detector SVX' sólo proporciona información en el plano  $x - y$  o  $r - \phi$ . Esta distancia se define como:

$$L_{xy} = \sqrt{(x_p - x_s)^2 + (y_p - y_s)^2} \quad (5.1)$$

donde  $(x_p, y_p)$  y  $(x_s, y_s)$  son las coordenadas del vértice primario y secundario, respectivamente, con respecto al punto nominal de interacción ( $z = y = z = 0$ ).

La mayoría de las partículas en un suceso provienen del vértice primario. Para distinguir el vértice secundario del primario es vital una buena determinación de este último. La posición del vértice primario presenta una distribución gaussiana con  $\sigma \sim 30$  cm en la dirección del eje del haz y  $\sigma \sim 23 \mu\text{m}$  en la dirección transversal al haz [80]. CDF tiene una pequeña inclinación con

respecto al eje del haz,  $\sim 6 \mu m/cm$  en el plano horizontal y  $\sim -3 \mu m/cm$  en el plano vertical, esta inclinación varía durante la toma de datos debido a los cambios en los parámetros del Tevatron. Gracias a la buena resolución en posición del SVX', se puede determinar el desalineamiento del detector con respecto al haz con una precisión de hasta  $0.4 \mu m/cm$  en cada *run*. Por esta razón, se debe tener una medida del vértice primario antes de reconstruir las trazas desplazadas que dan origen al vértice secundario. Para determinar las coordenadas nominales  $x$  e  $y$  del vértice primario se necesita la coordenada  $z$  junto con la inclinación y desviación del haz con respecto al detector. Se mejora la posición del vértice primario al incluir la información del SVX' mediante un ajuste de las trazas del SVX' a ese punto (con sólo la información del VTX, la resolución típica en  $z$  es de 1-2 mm, si incluimos el SVX' se puede mejorar hasta  $\sim 20 \mu m$ , para un ajuste realizado con 10 trazas). Todas las trazas reconstruidas en el suceso están forzadas a proceder de un sólo punto. Las trazas que no son consistentes con provenir de ese punto, por ejemplo las trazas desplazadas, son excluidas del ajuste al vértice primario. Varios vértices primarios de buena calidad pueden estar presentes en el suceso debido a colisiones múltiples de  $p\bar{p}$  (generalmente sucesos de *minimum bias* además de la colisión inelástica de interés). A luminosidades altas,  $5 \times 10^{30} cm^{-2} s^{-1}$  hay 0.9 interacciones adicionales por cada cruce de los haces. El vértice primario seleccionado entre todos los vértices reconstruidos es aquél con mayor  $\Sigma P_T$ .  $\Sigma P_T$  es la suma del momento transverso de todas las trazas reconstruidas en el CTC, asociadas a dicho vértice. Este criterio se basa en que los sucesos de *minimum bias* tiene menos actividad que las colisiones inelásticas de interés. Las incertidumbres en las coordenadas transversas del vértice primario,  $\sigma_x$  y  $\sigma_y$  son en general distintas y correlacionadas, esto lleva a que el error en el vértice primario sea, en general, una elipse. Los valores típicos son  $\sigma_x \sim 5 \mu m$  y  $\sigma_y \sim 11 \mu m$ .

La habilidad para medir la separación del vértice secundario del primario, depende también de la resolución espacial de cada una de las trazas asociadas a este nuevo vértice. Los vértices secundarios se reconstruyen encontrando un punto común de origen de las trazas desplazadas significativamente del vértice primario. El desplazamiento de una traza se mide a través del parámetro de impacto,  $d$ , ver Figura 5.2. La resolución de la medida del parámetro de impacto tiene varias componentes: a) dependencia del  $P_T$  del término de difusión múltiple ( $60/P_T \mu m$ ,  $P_T$  en GeV), b) la resolución intrínseca del SVX' ( $\sim 13 \mu m$ ) y c) la incertidumbre en el vértice primario<sup>1</sup>. Típicamente  $\sigma_d$  es  $\sim 20 \mu m$  para una traza con un  $P_T \geq 5 \text{ GeV}/c$ , estudios en los datos y en sucesos de Monte Carlo indican que esta estimación de  $\sigma_d$  da una buena medida del error en  $d$ . La distribución de la significancia del parámetro de impacto,  $d/\sigma_d$ , tiene una forma gaussiana de anchura  $\sim 1$ , con colas debido al contenido de sabores pesados y al contenido de trazas con una mala reconstrucción.

Las trazas candidatas, con parámetro de impacto significativo, se ajustan a un punto común

---

<sup>1</sup>Este procedimiento produce una correlación entre  $\sigma_d$  de cada traza individual. Por esta razón, las incertidumbres en el vértice primario están incluidas en  $\sigma_d$  para los estudios de las trazas y para la selección de trazas desplazadas. Para formar el vértice secundario a partir de varias trazas, esta correlación es de hecho eliminada.

para determinar el vértice secundario, y partir de éste se calcula  $L_{xy}$ . El valor típico del error en la longitud transversa es  $\sigma_{L_{XY}} \sim 130 \mu m$ .

## 5.2 El algoritmo de identificación del jet $b$ , SECVTX

El algoritmo SECVTX fue desarrollado para la búsqueda del quark top. Este algoritmo identifica los hadrones  $b$  usando la información de trazas del SVX' y reconstruyendo el vértice secundario en el suceso. La selección de trazas candidatas a formar un vértice secundario se basa en estudios hechos con sucesos  $t\bar{t}$  generados con Monte Carlo [81]. Usando el generador PYTHIA y una masa del top de  $160 \text{ GeV}/c^2$ , se observa que la desintegración del  $b$  produce, en promedio, 3.9 trazas detectables incluyendo aquellas que provienen de una tercera cascada debida a la desintegración del jet  $c$ . El algoritmo utiliza el conjunto de trazas desplazadas<sup>2</sup> reconstruídas en el volumen fiducial del SVX', que tengan buena reconstrucción tridimensional en la CTC, y que están asociadas<sup>3</sup> a jets con  $E_T \geq 15 \text{ GeV}$  y  $|\eta| \leq 2.0$ , y además asociadas con el vértice primario dentro de una distancia de 5 cm en  $z$ . Para asegurar que las trazas están bien reconstruídas, no vienen de la conversión de fotones, y eliminar vértices producidos por las desintegraciones de las partículas de vida media larga, tal como el mesón  $K_s^0$  o el barión  $\Lambda^0$ , se acota superiormente el valor de  $d$ ,  $|d| \leq 0.15 \text{ cm}$ .

El algoritmo hace dos iteraciones a través de todas las trazas seleccionadas optimizando la eficiencia de identificación del jet  $b$  al tiempo que minimiza la falsa identificación de quarks ligeros como jets  $b$ . La primera iteración usa un criterio de selección de trazas relajado e intenta reconstruir un vértice secundario con al menos tres trazas; si no se encuentra un vértice secundario en esta iteración, comienza la segunda, que requiere dos trazas pero con criterios de calidad de las mismas más exigentes.

La Figura 5.3 muestra el flujo del algoritmo. A continuación describiremos en detalle las dos iteraciones.

### 5.2.1 Primera iteración

Primero se hace una selección de las posibles trazas candidatas, que deberán satisfacer los siguientes requisitos:

- $P_T \geq 0.5 \text{ GeV}/c$ .
- Significancia del parámetro de impacto,  $S_d = \frac{d}{\sigma_d} \geq 2.5$ .

<sup>2</sup>Se seleccionan trazas desplazadas del vértice primario usando la significancia del parámetro de impacto; en el 60% de los sucesos al menos dos trazas están desplazadas significativamente,  $d/\sigma_d \geq 2.5$ .

<sup>3</sup>Se dice que la traza del SVX' está asociada a un jet cuando está dentro del cono del jet, recordemos que el cono elegido en este trabajo es  $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.4$ .

- Al menos un buen *cluster*<sup>4</sup> para las trazas con 3 y 4 impactos en las capas del SVX’.
- Trazas con sólo 2 impactos serán consideradas si los dos son buenos *clusters* y además  $P_T^{\text{traza}} \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ .

Todas las trazas que pasan los cortes de calidad, menos el correspondiente a la significancia del parámetro de impacto, definen el número de buenas trazas dentro de un jet. Si un jet tiene al menos dos trazas de este tipo se le marca como un jet candidato a ser identificado como *b*, le llamaremos jet “candidato” o *taggeable*. En esta fase se buscan al menos tres trazas para reconstruir el vértice secundario usando dos trazas como semilla y luego se asocian una o más trazas a ese punto. Las trazas dentro del jet que pasan la selección anterior se ordenan de acuerdo a su  $P_T$ ,  $S_{d0}$  y el número de buenos *cluster*. Se ajustan las dos mejores trazas a un vértice que es usado para verificar la asociación de las otras trazas a ese mismo punto. Se requiere que al menos una de las trazas semilla tenga un  $P_T$  mayor que 2 GeV. Si no se encuentra una tercera traza que pueda ser asociada a ese vértice, se busca un nuevo par de trazas para formar una nueva semilla e intentar asociar una tercera traza al mismo. El procedimiento intenta maximizar la multiplicidad de trazas proveniente del mismo vértice. Se requiere que el ajuste de las trazas al vértice tenga un  $\chi^2$  menor que 6. Cuando existen tres o más trazas el algoritmo acaba, en caso contrario, se hace una segunda iteración.

### 5.2.2 Segunda iteración

En esta fase, las trazas candidatas deberán cumplir los siguientes requisitos:

- $P_T \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ .
- Significancia del parámetro de impacto,  $S_d \geq 3$ .
- Al menos un buen *cluster* para las trazas con 4 impactos y dos buenos para las trazas con 3 impactos en el detector SVX’.
- Son excluidas todas las trazas con menos de 3 impactos.

En esta fase, se exigen al menos dos trazas dentro del jet pasando los cortes anteriores. De nuevo, se ajustan todas las trazas a un punto, rechazando aquellas con  $\chi^2 \geq 50$ , en un proceso iterativo que continúa hasta que no se puedan rechazar más trazas. Si al final quedan al menos dos trazas y al menos una de ellas tiene un  $P_T \geq 2.0 \text{ GeV}$ , entonces el correspondiente vértice se acepta como candidato.

---

<sup>4</sup>Se dice que un *cluster* en el detector SVX’ es bueno cuando la carga en un impacto asociado a una traza está recogida como mucho en tres hilos del detector, y no contiene ruido o hilos muertos.

Finalmente, para todos los candidatos a vértices secundarios (obtenidos por cualquiera de las dos iteraciones), se calcula  $L_{xy}$ , y su error,  $\sigma_{L_{xy}}$ . El signo de  $L_{xy}$  se obtiene a partir del signo del producto escalar entre la dirección de  $L_{xy}$  y la dirección del jet. Los jets identificados como  $b$  con un  $L_{xy}$  positivo se llaman *etiquetas positivas*, los identificados con un  $L_{xy}$  negativo se llaman *etiquetas negativas*. En el algoritmo no se impone ningún requisito sobre el signo de esta variable, después en el análisis se requerirá que sea positivo debido a que para los jets provenientes de sabores pesados,  $L_{xy}$  es generalmente positiva.

Para identificar un jet  $b$  se requiere que el vértice secundario cumpla  $\frac{L_{xy}}{\sigma_{L_{xy}}} \geq 3.0$  y  $|L_{xy}| \leq 2.5$  cm. Este último requisito restringe el vértice a la región de la capa más interna del detector de silicio y reduce el fondo proveniente de las interacciones con la materia del detector. Además se exige que la identificación del jet  $b$  no sea consistente con la desintegración del  $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$ . Estas desintegraciones se eliminan explícitamente descartando los jets con dos trazas cuya masa invariante sea  $467.6 \pm 20.0 \text{ MeV}/c^2$  cuando la suma de la carga de las trazas es 0.

### 5.3 Eficiencia del algoritmo de identificación

Una vez descrito el método de identificación, es interesante conocer su capacidad de identificar jets en los datos, de predecir eficiencias en los sucesos de Monte Carlo, de ver cuantas veces se identifica un jet como proveniente de un quark pesado cuando en realidad no lo es, etc. Es decir, conocer la eficiencia y pureza del algoritmo.

Para estimar la eficiencia se usa una muestra enriquecida en jets  $b$ , que consiste en una muestra de electrones inclusivos [82], que contiene las desintegraciones semileptónicas del jet  $b$ ,  $b \rightarrow eDX$ , en sucesos  $b\bar{b}$ . Los sucesos contienen dos quarks  $b$ ; la desintegración de uno de ellos produce el trigger de electrones, y el otro generalmente produce un jet hadrónico debido a la desintegración hadrónica del  $b$ . Los electrones no estarán aislados sino asociados con el jet formado por la desintegración del hadrón  $c$ , a estos electrones los llamaremos *electron-jet* y son usados para buscar el vértice secundario, usando el algoritmo SECVTX. Este algoritmo también se utilizará para identificar el otro  $b$ , producto de la desintegración hadrónica del hadrón  $b$ .

En la selección de la muestra se requiere un electrón con  $P_T \geq 10 \text{ GeV}/c$  y un jet con  $E_T \geq 15 \text{ GeV}$  en el hemisferio  $\phi$  opuesto al electrón. Se han desarrollado dos métodos para medir la eficiencia del algoritmo: 1) frecuencia de identificación de un  $b$  en el suceso (*single tag rate*), 2) frecuencia de identificación de dos  $b$  por suceso (*double tag rate*).

El primer método requiere el conocimiento del contenido en  $b$  de la muestra,  $f_B$ , para caracterizar su pureza. El contenido en  $b$  se obtiene utilizando los sucesos con un muón proveniente de la cascada del quark  $c$ ; estos leptones se localizarán cerca del *electrón-jet*. La fracción se calcula de la siguiente manera:

$$f_B = \left( \frac{OS_{e-\mu} - SS_{e-\mu}}{\varepsilon_{soft\mu}} \right) \cdot \left( \frac{1}{T_{ejet}} \right) \quad (5.2)$$

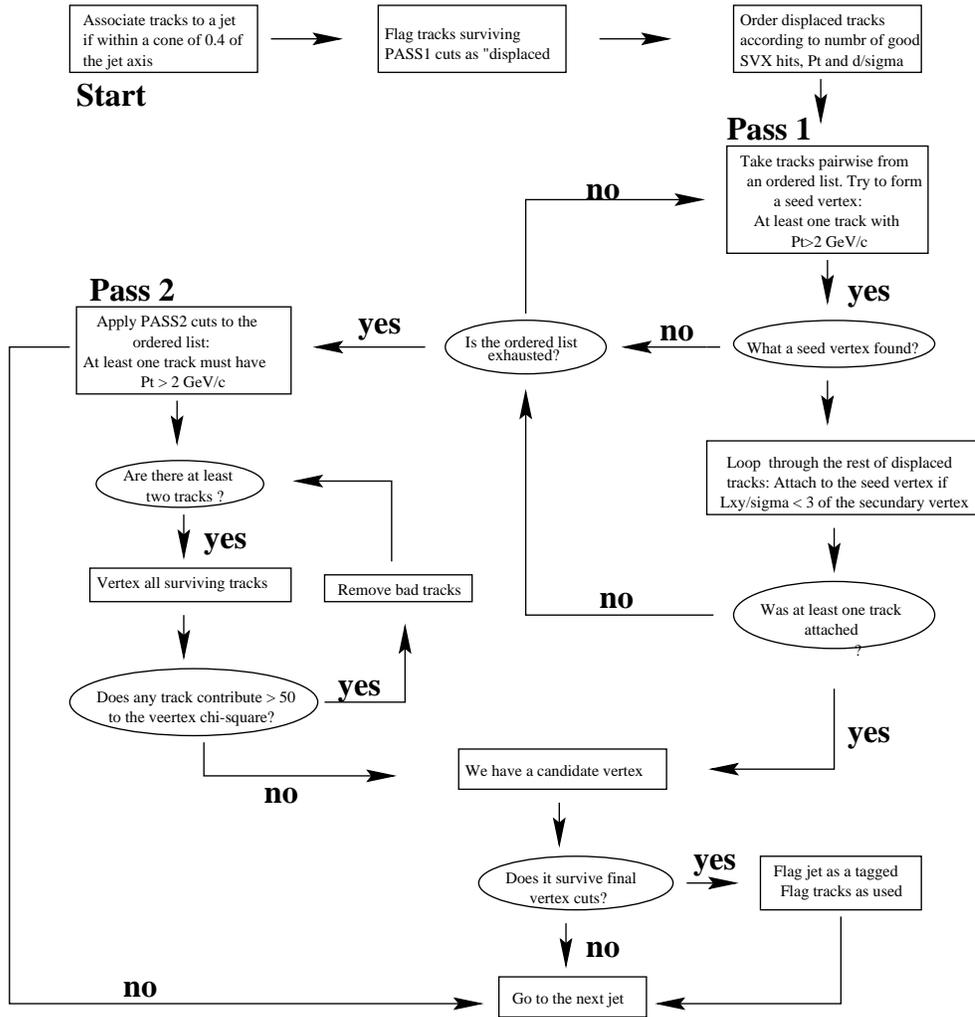
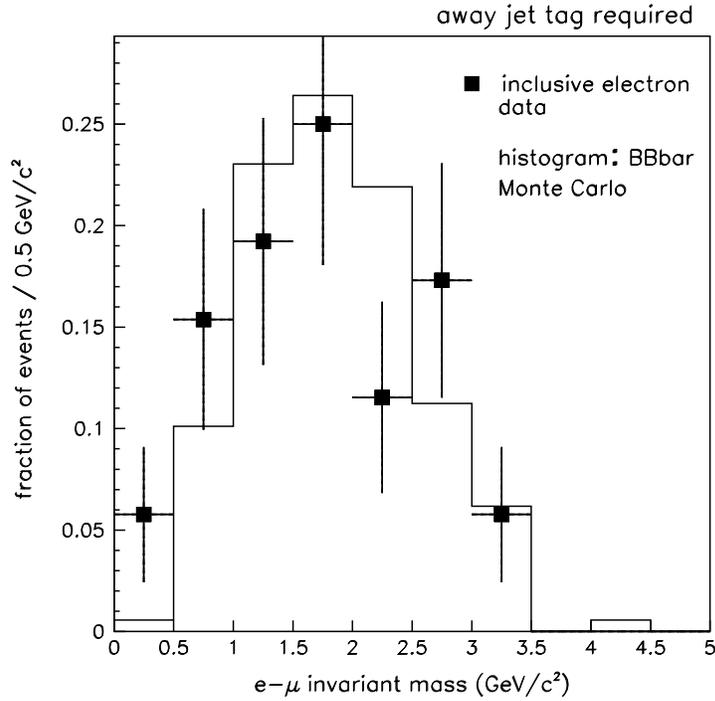


Figura 5.3: Flujo del algoritmo SECVTX para la identificación de jets  $b$ .

donde  $OS(SS)_{e\mu}$  es el número de pares  $e\mu$  con carga opuesta(igual),  $\varepsilon_{soft\mu}$  la eficiencia de encontrar muones compatibles con la desintegración del quark  $c$ , y por último  $T_{ejet}$  es número de *electron-jet* que son “candidatos”. El exceso de pares con distinta carga sobre el de pares con la misma carga es una buena variable para distinguir las desintegraciones semileptónicas del hadrón  $b$ . La Figura 5.4 muestra la distribución de la masa invariante de los pares con carga opuesta para los datos y para sucesos de Monte Carlo  $b\bar{b}$ , el acuerdo entre ambas distribuciones es bueno una vez eliminado los sucesos de fondo en los datos.



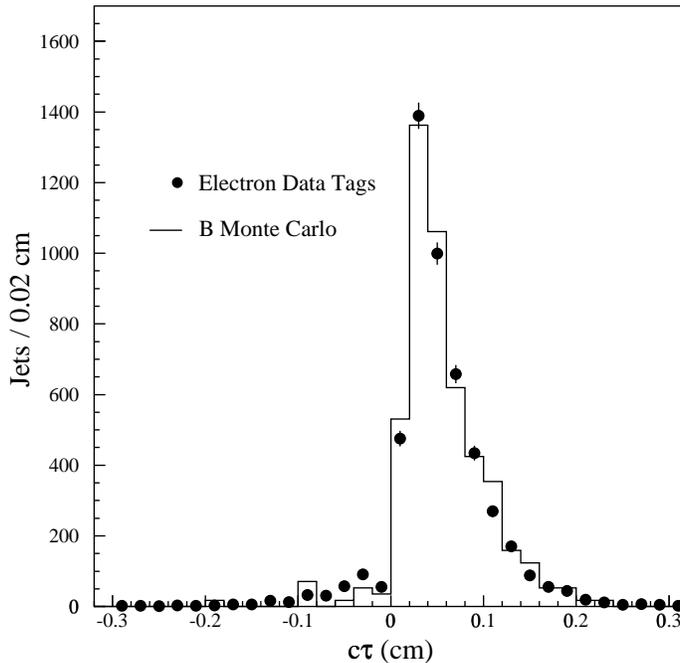
**Figura 5.4:** Masa invariante del par  $e - \mu$  para todos los *electron-jets* en una muestra con otro *jet* identificado. Los puntos corresponden a una muestra inclusiva de electrones. El histograma representa sucesos Monte Carlo  $t\bar{t}$ .

Para medir las eficiencias de identificación de los muones se utiliza una muestra de sucesos  $b\bar{b}$  generada por Monte Carlo sobre la que se requiere la misma selección que en los datos. Se obtiene que para todos los *electron-jets* con  $E_T \geq 10$  GeV, la fracción de sucesos que contienen jets  $b$  es  $f_B = 39 \pm 5$  % y la eficiencia del algoritmo por jet “candidato” es  $31 \pm 4$  %, siendo la incertidumbre en  $\varepsilon_{soft-\mu}$  la dominante.

El segundo método requiere que el jet hadrónico esté identificado como jet  $b$ , seleccionándose así una muestra casi pura de jets  $b$ . En ella se calcula la fracción de *electrón-jets* que están identificados como tal. Se encuentra que para aquellos con  $E_T \geq 10$  GeV la eficiencia por jet “candidato” es  $34 \pm 2$  %, donde la incertidumbre es sólo estadística.

Para verificar la pureza del algoritmo se usa como estimador la longitud de desintegración efectiva,  $c\tau$ , que se define mediante:

$$c\tau = L_{xy} \frac{M}{p_T F(p_T)} \quad (5.3)$$



**Figura 5.5:** Distribución de  $c\tau$  para los jets con un vértice secundario para la muestra de datos de electrones inclusivos (puntos negros) y para los sucesos de Monte Carlo (histograma). Se usa el promedio mundial para la vida media del  $B$ .

donde  $M$  es la masa invariante de las trazas asociadas con el vértice secundario,  $p_T$  es el momento transversal total y  $F(p_T)$  es el factor de escala, determinado por Monte Carlo, que corrige por los productos de desintegración del jet  $b$  no asociados al vértice secundario [83]. El  $|c\tau|$  de un vértice secundario debe ser menor que un 1 cm para jets identificados como  $b$ . La Figura 5.5 muestra la distribución de  $c\tau$  para jets identificados.

Para determinar las eficiencias de identificación en cada proceso particular, se procesa el algoritmo SECVTX sobre muestras Monte Carlo del proceso considerado. Estas eficiencias varían en función de  $E_T$  de los jets debido a efectos cinemáticos: a energías más altas el jet estará más colimado, haciendo menos probable que las cámaras de trazas puedan resolver trazas vecinas; sin embargo, la multiplicidad del jet aumenta, y los hadrones  $b$  con alta impulsión tendrán, en promedio, mayor  $L_{xy}$ .

Los paquetes de simulación del detector usan una idealización de la respuesta de detector, por ello la eficiencia determinada por el Monte Carlo se considera una cota superior. Comparando la eficiencia obtenida usando la muestra de datos de electrones inclusivos con la obtenida a partir

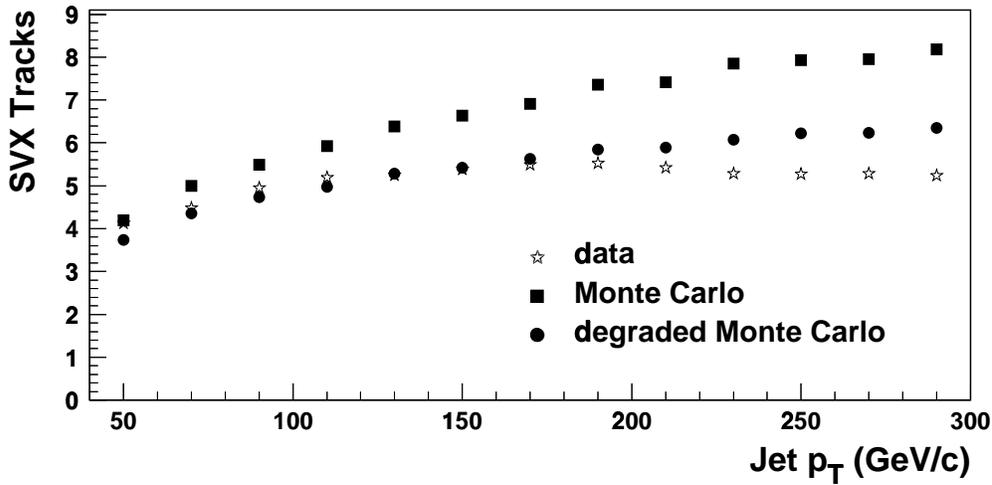
de sucesos de Monte Carlo, se calcula un factor de escala que se aplicará a los sucesos de Monte Carlo para reproducir la correcta eficiencia del proceso bajo estudio. El factor de escala obtenido de esta manera tiene varios inconvenientes debidos al uso de la muestra de leptones inclusivos, como por ejemplo: la falta de estadística para jets con alta  $E_T$ , o la necesidad de extrapolar a topologías de procesos más complejos, tales como el *Higgs* o el top. Esta extrapolación da lugar a importantes incertidumbres sistemáticas.

Para intentar evitar estas limitaciones, se ha desarrollado otro método, basado en Monte Carlo, que utiliza información de la calidad de las trazas proporcionada por la CTC y el SVX' [70, 84]. La eficiencia de identificación es muy sensible a la simulación correcta de la eficiencia de reconstrucción de trazas. El resultado del estudio [85] muestra que esta eficiencia en la simulación es demasiado optimista en comparación con lo observado en los datos. La simulación no tiene totalmente en cuenta la pérdida de la eficiencia en la reconstrucción debido a las ambigüedades causadas cuando hay gran número de impactos en la cámara de trazas. A continuación describimos los aspectos más relevantes de este estudio.

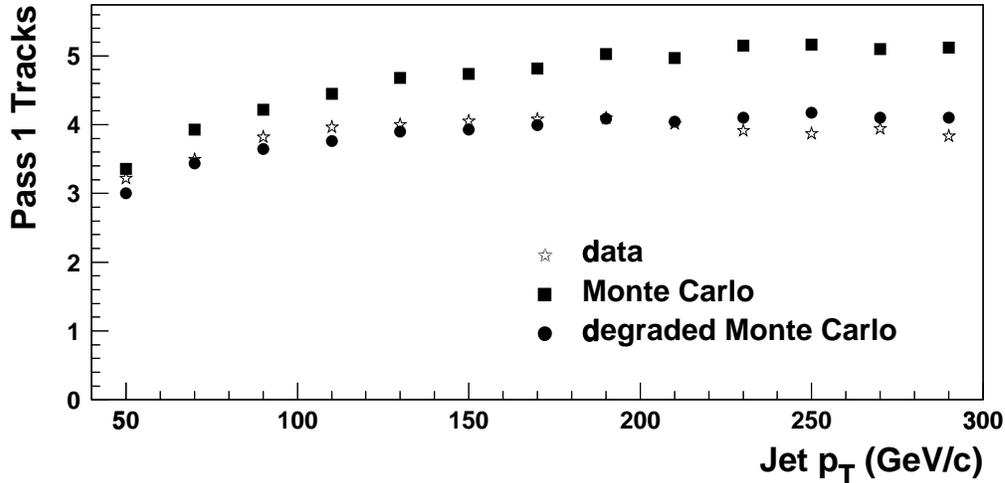
### 5.3.1 Eficiencia de reconstrucción de trazas

Al comparar la multiplicidad de trazas de los jets en los sucesos simulados y en los datos reales se encuentra una sobreestimación de las eficiencias de reconstrucción de trazas en los sucesos procesados con el paquete de simulación de CDF, ver Figura 5.6 y 5.7. Esta sobreestimación afecta a la eficiencia de identificación de hadrones  $b$  de dos formas; (a) habrá más jets seleccionados como jets “candidatos”, (b) habrá más trazas en el jet disponibles para ser consideradas por el algoritmo SECVTX.

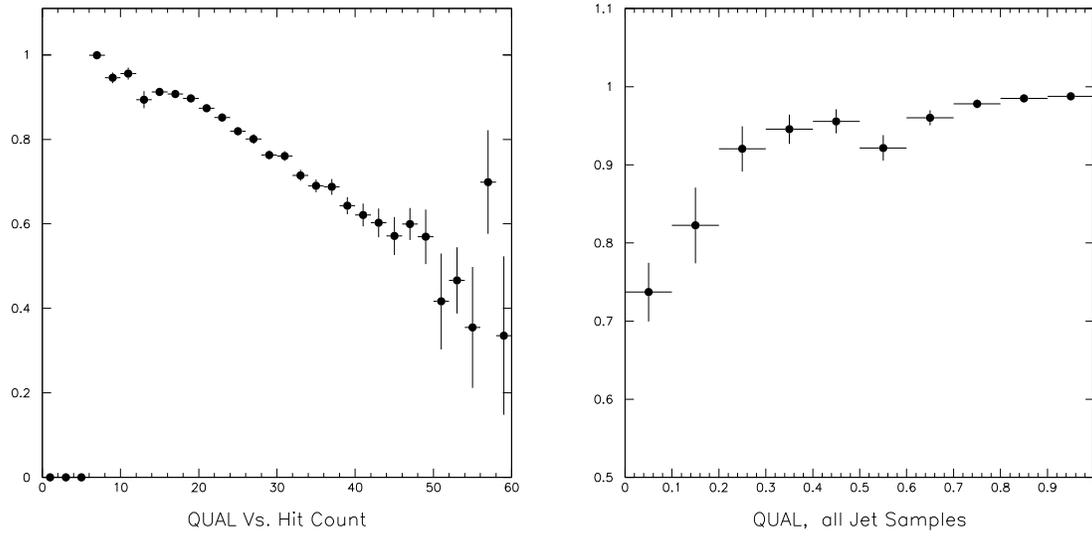
El detector puede resolver dos trazas con un 50% de eficiencia para una separación entre ellas de 0.15 mm en el SVX', 2 mm en las capas internas de la CTC y 3 mm en las capas más externas. La probabilidad de reconstruir una traza depende de ciertas variables, tales como el aislamiento de la misma, el  $p_T$ , etc. Trazas con muy buen aislamiento y alto  $p_T$  tienen una probabilidad alta de ser reconstruidas con buena eficiencia, mientras que las trazas con mucha densidad de trazas o impactos a su alrededor tienen más probabilidad de ser reconstruidas incorrectamente, de que sus impactos sean utilizados en la reconstrucción de trazas vecinas. La simulación del detector incorpora las eficiencias de cada cámara individual, pero no incorpora el efecto de reducción de la eficiencia de reconstrucción debido al solapamiento de los impactos o por la existencia de gran número de impactos en el CTC y en el SVX. Esta pérdida se parametrizó en función del número de impactos alrededor de la traza. Para este estudio se generaron trazas Monte Carlo que se introdujeron en una muestra de jets de datos reales. En esta mezcla se estudia la cantidad de veces que la traza generada es reconstruida [85, 86] y se obtiene la eficiencia de encontrar una traza (solo trazas proveniente del vértice primario son utilizadas). A cada traza de Monte Carlo se le asigna un valor relacionado con la calidad de la traza,  $\mathcal{Q}$ , que depende de la densidad de trazas alrededor de la misma y del número de impactos compartidos. La Figura 5.8 muestra



**Figura 5.6:** Número de trazas SVX' asociadas a trazas del CTC por jet. El jet es central ( $-1 \leq |\eta| \leq 1$ ). Los cuadrados representan sucesos Monte Carlo corregidos sólo por efectos de luminosidad. Los círculos representan sucesos de Monte Carlo corregidos por el código de degradación (ver texto). Las estrellas son los datos reales.



**Figura 5.7:** Número de trazas del SVX' asociadas a trazas del CTC por jet, que pasan la fase 1 del algoritmo SECVTX. Los cuadrados representan sucesos Monte Carlo corregidos sólo por efectos de luminosidad. Los círculos representan sucesos de Monte Carlo corregidos por el código de degradación (ver texto). Las estrellas son los datos reales.



**Figura 5.8:** Calidad de la traza,  $Q$ , en función del número de impactos en la CTC (izquierda), eficiencia de reconstrucción de la traza en función de  $Q$  (derecha).

la cantidad  $Q$  en función del número de impactos en el CTC y la probabilidad de reconstruir una traza en función de  $Q$ .

La diferencia encontrada entre los datos y el Monte Carlo en la probabilidad de reconstrucción de las trazas sirve también para estimar un factor de degradación de la eficiencia de reconstrucción en sucesos Monte Carlo. Se implementa en la forma siguiente: se calcula  $Q$  para cada traza reconstruida del suceso Monte Carlo, y aleatoriamente se rechazan o aceptan basándose en la probabilidad que cada traza, de similar calidad en los datos, tendría de ser reconstruida, ver Figure 5.8. Este método de degradar la eficiencia de reconstrucción reproduce adecuadamente los datos del Run 1B con el detector SVX<sup>1</sup>, ver Figuras 5.6 y 5.7.

Así pues, el algoritmo de identificación de  $b$ , SECVTX, se aplica en muestras Monte Carlo procesadas con el algoritmo de degradación. Utilizando estos sucesos Monte Carlo, se puede calcular el factor de escala necesario para obtener la correcta eficiencia de identificación de jets  $b$  del proceso bajo estudio. Para los datos del Run 1B, este factor es  $F_b^{1B} = 0.87 \pm 0.06$  donde la incertidumbre incluye errores estadísticos y sistemáticos<sup>5</sup> [85, 87].

En los análisis de CDF se optan por cualquiera de las dos opciones; usar sucesos de Monte Carlo sin degradar y multiplicar la eficiencia de identificación del jet  $b$  obtenida por el factor de escala, o bien usar los sucesos de Monte Carlo con el algoritmo de degradación para obtener las

<sup>5</sup>Estudios hechos con Monte Carlo de *Higgs* muestran valores similares para este factor  $0.90 \pm 0.01$ , donde la incertidumbre es solo estadística.

eficiencias de identificación. En nuestro estudio del canal hadrónico tanto para el caso del *Higgs* como del *Technicolor* usamos el algoritmo de degradación, sin embargo, en el análisis del canal leptónico de estos procesos se usan los factores de escala apropiados.

## 5.4 Composición de la muestra de multijets

En el capítulo anterior mencionamos que uno de los requisitos impuestos en la selección de la muestra de datos de multijets es la identificación de al menos dos jets en el suceso. Este requisito es necesario para eliminar en lo posible la producción QCD de multijets. Con él eliminaremos  $\sim 99\%$  de sucesos de multijets donde los jets provienen de quarks ligeros o gluones, aunque todavía los procesos correspondientes a la producción QCD de  $b\bar{b}$  serán la componente dominante de sucesos en la muestra seleccionada. A ella contribuyen también otros procesos que podemos dividir en procesos físicos tales como producción de  $t\bar{t}$ ,  $Z$ +jets,  $Wb\bar{b}$ ,  $Zb\bar{b}$ , etc., y sucesos con identificación incorrecta de jets  $b$  (*mistags*).

A continuación describiremos las distintas componentes presentes en la muestra de datos de multijets, empezando por la más abundante: QCD.

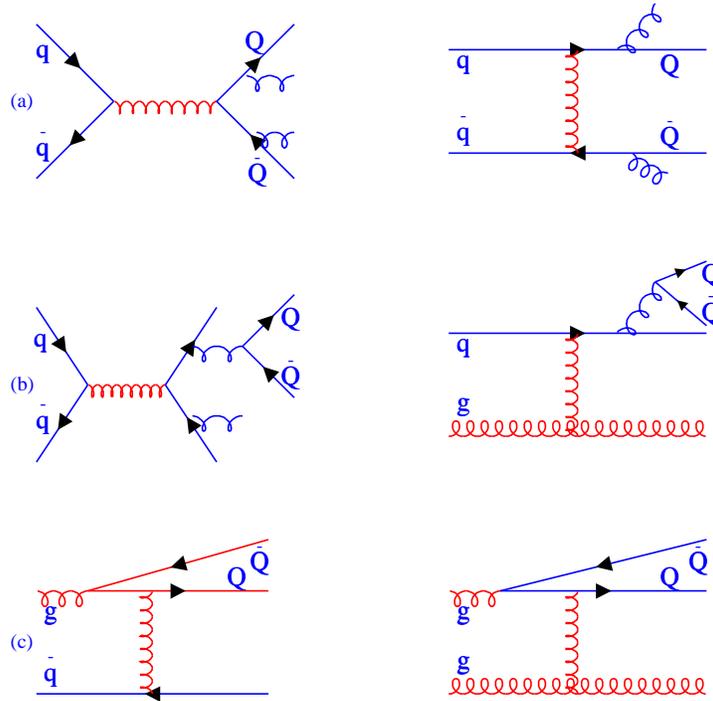
### 5.4.1 Producción QCD de $b\bar{b}$

En QCD la producción de cuatro jets está dominada por procesos de interacción inelástica,  $2 \rightarrow 2$ , donde los dos partones del estado final son producidos con gran ángulo azimutal entre ellos, en el plano transversal del suceso, y los otros dos jets provienen de la radiación de gluones del estado final o inicial. Los quarks pesados se consiguen en QCD mediante la producción de pares correlacionados de los mismos. Los procesos responsables son:

- Producción directa: Producción de dos quarks  $b$  en un proceso de interacción inelástica.
- *Gluon splitting*: Producción, de segundo orden, de un par de quark pesados a partir de un gluón emitido como radiación en el estado final.
- Excitación de sabores: Proceso, de segundo orden, a través del proceso de *gluon splitting* de un gluón del estado inicial.

Ejemplos de algunos diagramas de Feynman que representan estos procesos se muestran en la Figura 5.9.

La topología característica de estas formas de producción se muestra en la Figura 5.10. En la primera configuración los dos quarks  $b$  están muy cercanos. La masa invariante del sistema formados por ellos es pequeña, mientras que el momento transversal del sistema  $b\bar{b}$ ,  $P_T(b\bar{b})$ , puede ser grande debido a la interferencia constructiva de los jets. Esta configuración se observará en sucesos mediados por procesos de *gluon splitting* en el estado final, los jets provenientes del

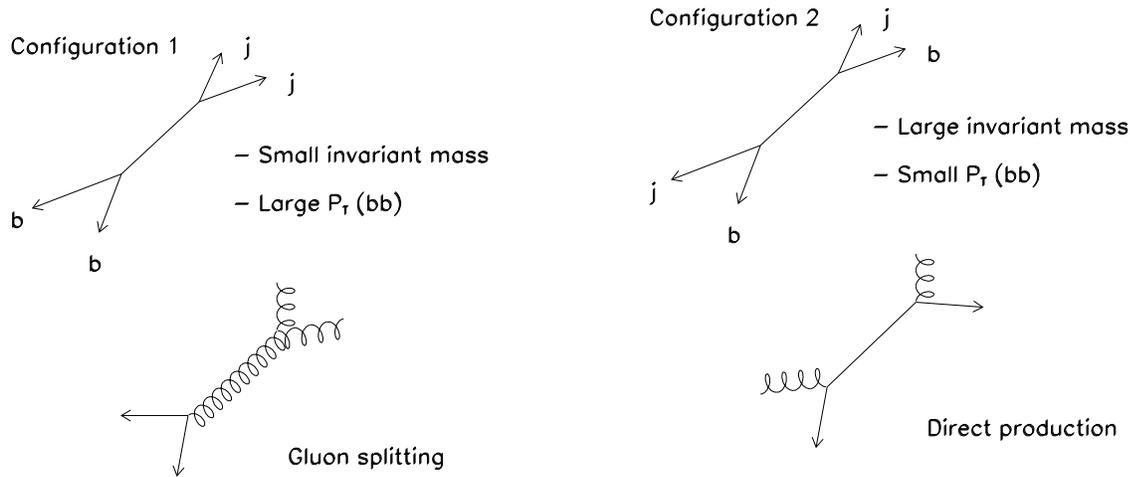


**Figura 5.9:** Diagramas de producción de multijets en QCD con producción de sabores pesados. Los diagramas (a) son ejemplos de la producción directa, (b) son ejemplos de *gluon splitting* y (c) son ejemplos de excitación de sabores.

*splitting* de los gluones son producidos de manera colineal. La segunda configuración tiene los dos jets  $b$  muy separados, la masa invariante del sistema  $b\bar{b}$  es grande mientras que el  $P_T(b\bar{b})$  es pequeño debido a que el momento transversal de los dos jets se compensa. Esta configuración es típica de la producción directa de  $b\bar{b}$  y también del proceso vía excitación de sabores pesados. La Figura 5.11 muestra la separación azimutal entre los dos jets  $b$  para una muestra de sucesos Monte Carlo de QCD (en la gráfica se utilizan las variables generadas, sin simulación del detector).

Para estudiar la contribución de sucesos QCD en la muestra de multijets usamos el generador PYTHIA v5.6. Generamos procesos de colisión inelástica  $2 \rightarrow 2$ , los jets extra son producidos vía radiación de gluones del estado inicial y final. Como parámetro de generación se eligió un  $P_T$  umbral de la colisión de 40 GeV, no muy alto para no introducir ningún sesgo en la muestra y no muy bajo para optimizar el tiempo de generación.<sup>6</sup>

<sup>6</sup>La generación de la simulación de la muestra consume mucho tiempo de CPU por 3 razones: (a) son procesos de colisión inelástica  $2 \rightarrow 2$ , por tanto los procesos con  $N$  jets están suprimidos por un factor  $\sim \alpha_s^{N-2}$ , (b) seleccionamos solo sucesos con un quark pesado,  $b$  o  $c$ , en la evolución del chorro de la partículas para reducir el

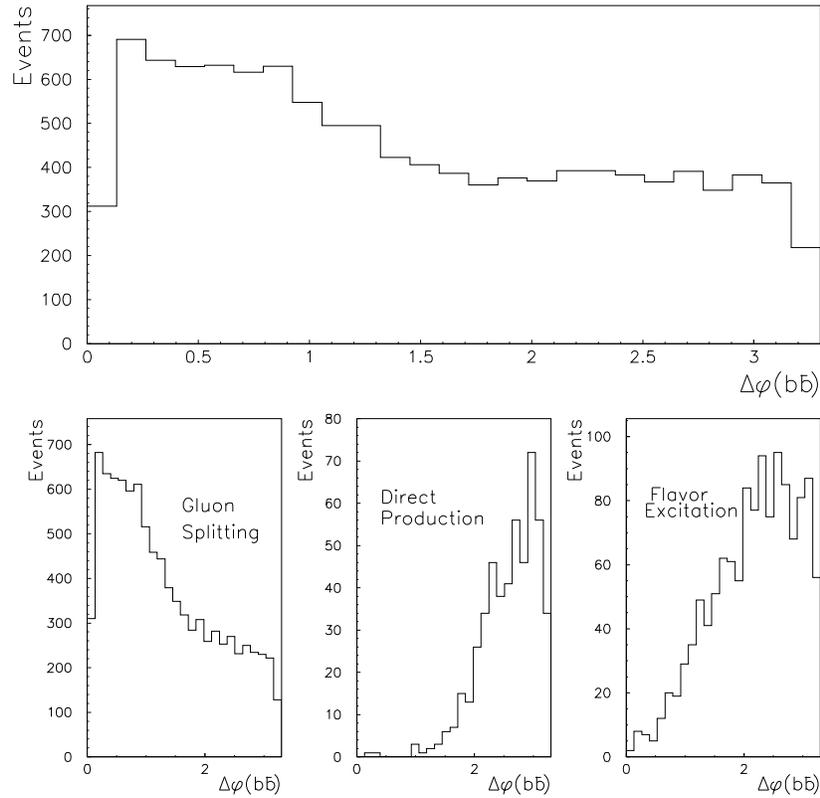


**Figura 5.10:** Dos posibles topologías para la producción de quarks pesados en QCD. Los procesos de producción inelástica de QCD  $2 \rightarrow 2$  conducen a un estado final con al menos 4 jets en los que dos de ellos se producen debido a la radiación de gluones. La configuración 1 donde los dos jets  $b$  están cercanos, corresponde a la producción de gluon splitting; la configuración dos, donde los dos jets  $b$  están muy separados el uno del otro, corresponde a la producción directa.

Los sucesos generados son procesados a través de una simulación del detector, QFL, y una simulación del *trigger*.

Las diferentes contribuciones vistas a nivel de generación se estudian de nuevo en esta muestra simulada que incorpora las posibles distorsiones debidas a las resoluciones del detector y así poder comparar con los datos reales. Para ello, se estudian las distribuciones de los jet identificados como  $b$  por el algoritmo SECVTX en los sucesos que han pasado todos los requisitos de la selección. La Figura 5.12 muestra distintas distribuciones que diferencian entre las dos configuraciones vistas anteriormente. Se muestran las distintas componentes por separado y la suma de todas ellas. Se observa que la suma de todas las componentes produce distribuciones que tienen dos concentraciones de sucesos que corresponden a las dos topologías vistas anteriormente. Esta estructura se observa más claramente en la distribución bidimensional de la masa invariante frente al momento transversal del sistema o frente a la diferencia del ángulo azimutal de los dos jets  $b$ , ver Figura 5.13. En la muestra de sucesos de Monte Carlo podemos estudiar la contribución relativa de cada componente de QCD después de la selección. La Tabla 5.4.1 muestra las proporciones relativas.

tamaño de la muestra, y (c) la producción de multijets en QCD tiene una eficiencia muy baja para pasar el *trigger* de multijets y la selección correspondiente.

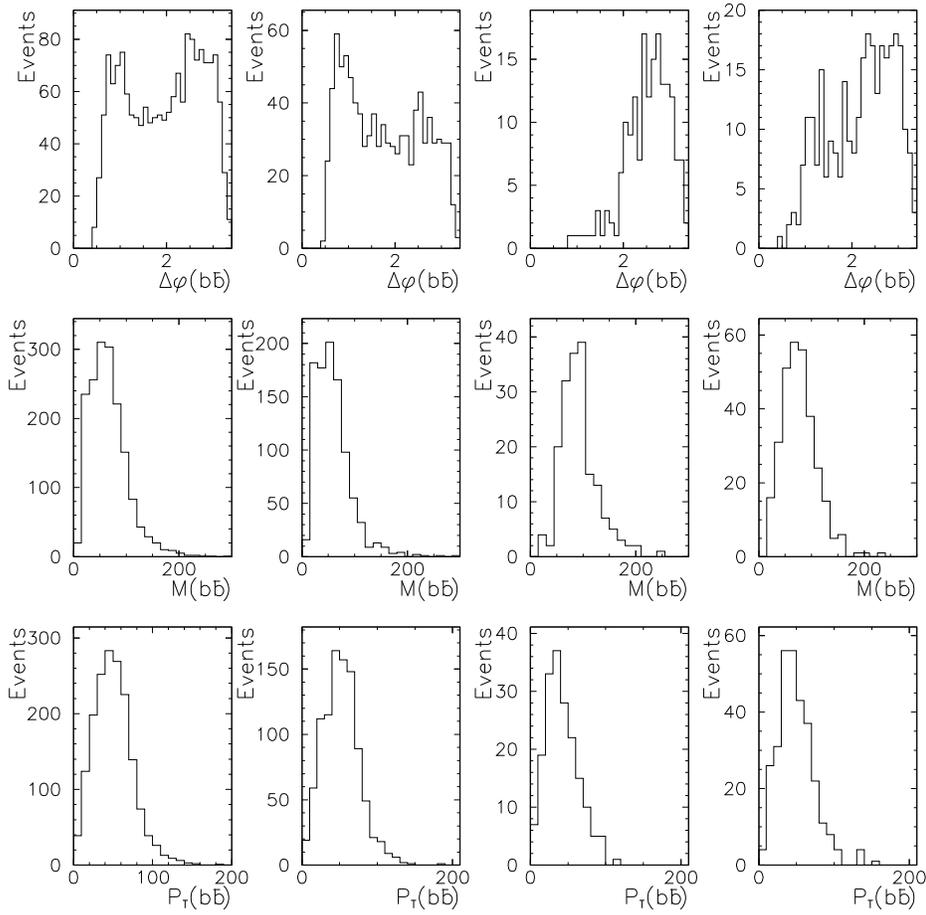


**Figura 5.11:** La figura de arriba muestra la distribución de  $\Delta\phi$  entre los dos jets  $b$  en el suceso. La figura de abajo muestra esta distribución para las distintas componentes de producción de sabores pesados en QCD: izquierda, *gluon splitting*; centro, producción directa; y derecha, excitación de sabores. Se utiliza una muestra de Monte Carlo de QCD.

### Comparación de sucesos Monte Carlo QCD con los datos

La sección eficaz de producción de quarks pesados en QCD no está bien determinada, por lo tanto, la cantidad de estos sucesos en los datos es desconocida. La fracción de sucesos de QCD se obtendrá mediante un ajuste a las distribuciones cinemáticas de los datos. Con el fin de que este ajuste sea lo más fiable posible, comprobamos que las diferentes distribuciones cinemáticas obtenidas con los sucesos de Monte Carlo reproducen razonablemente bien los datos.

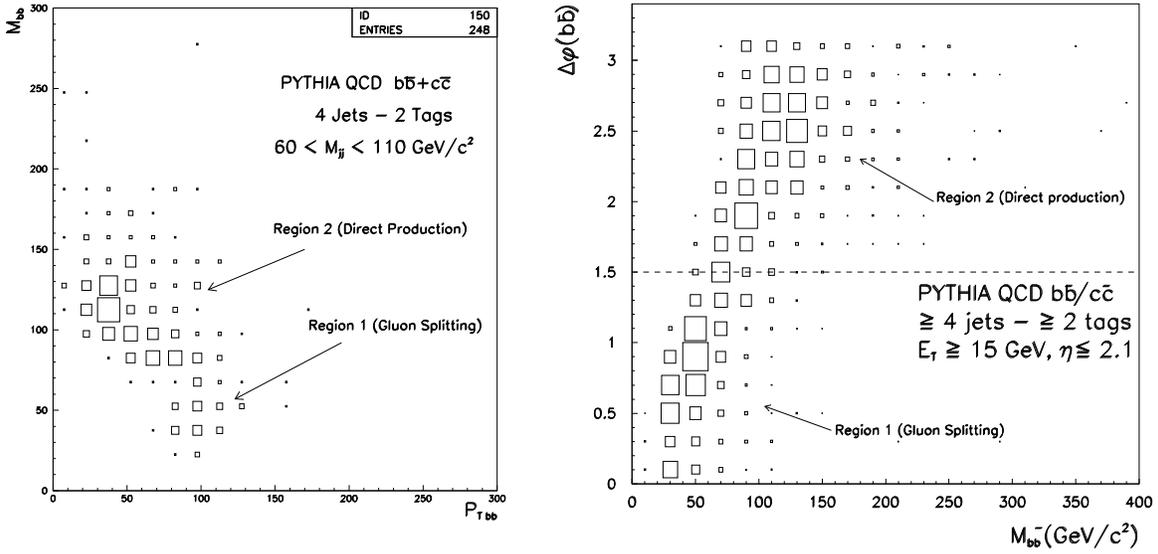
La Figura 5.14 muestra esta comparación para distintas distribuciones cinemáticas: multiplicidad de jets en el suceso, energía transversal -sin corregir- de todos los jets, suma de la energía transversal -sin corregir- de todos los jets del suceso, pseudorapidez y ángulo azimutal de los jets.



**Figura 5.12:** Distribuciones cinemáticas de los dos jets identificados como  $b$  en el suceso para las distintas contribuciones en QCD. Los jets tienen  $E_T$  sin corregir. De izquierda a derecha: Todos los sucesos, sucesos de *gluon splitting*, producción directa y excitación de sabores. De arriba a abajo: distribuciones de  $\Delta\phi(b\bar{b})$ ,  $P_T(b\bar{b})$  y  $M(b\bar{b})$ . Se utiliza una muestra de Monte Carlo de QCD.

Para esta comparación, se requiere que los sucesos tengan al menos 4 jets en la región central con  $E_T \geq 15$  GeV, y al menos dos jets identificados como  $b$  entre los 4 primeros jets. Se observa, en general, un acuerdo razonable.

La Figura 5.15 muestra para los datos seleccionados, la distribución de masa invariante de los jets identificados,  $M(b\bar{b})$ , la distribución de momento transversal de los dos jets  $P_T(b\bar{b})$  y la distribución de  $\Delta\phi(b\bar{b})$ . En las distribuciones se observan los dos picos característicos de



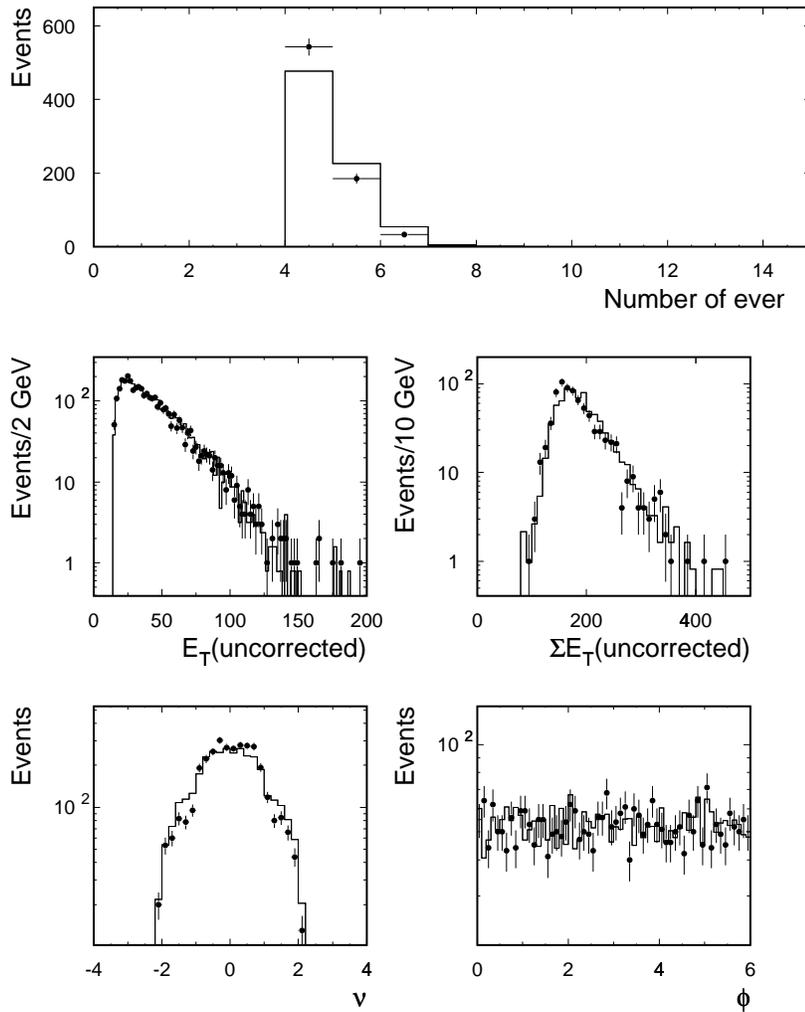
**Figura 5.13:** Distribución de masa invariante de los  $b\bar{b}$  frente al momento transverso del sistema de jets (figura izquierda) y frente al ángulo azimutal (figura derecha) entre los jets para los sucesos observados en los sucesos de QCD Monte Carlo. Se requiere que los sucesos tengan al menos 4 jets con  $E_T \geq 15 \text{ GeV}$  y  $|\eta| \leq 2.1$ . y al menos dos jets identificados como  $b$  entre los cuatro primeros jets.

cada una de las dos topologías explicadas anteriormente. La Figura 5.16 muestra estas mismas variables, en histogramas de dos dimensiones. Comparando esta figura con la Figura 5.13 se concluye que el tamaño relativo de las dos contribuciones es distinto en los datos que en el Monte Carlo. Esto indica que la fracción relativa de cada una de las componentes de la producción de quarks pesados en QCD no está bien modelada en los actuales generadores de Monte Carlo. Este mismo efecto se observa en la Figura 5.17. En ella se muestra la comparación datos - Monte Carlo para cada variable independiente.

En las tres distribuciones existe un pequeño exceso de datos sobre sucesos de Monte Carlo

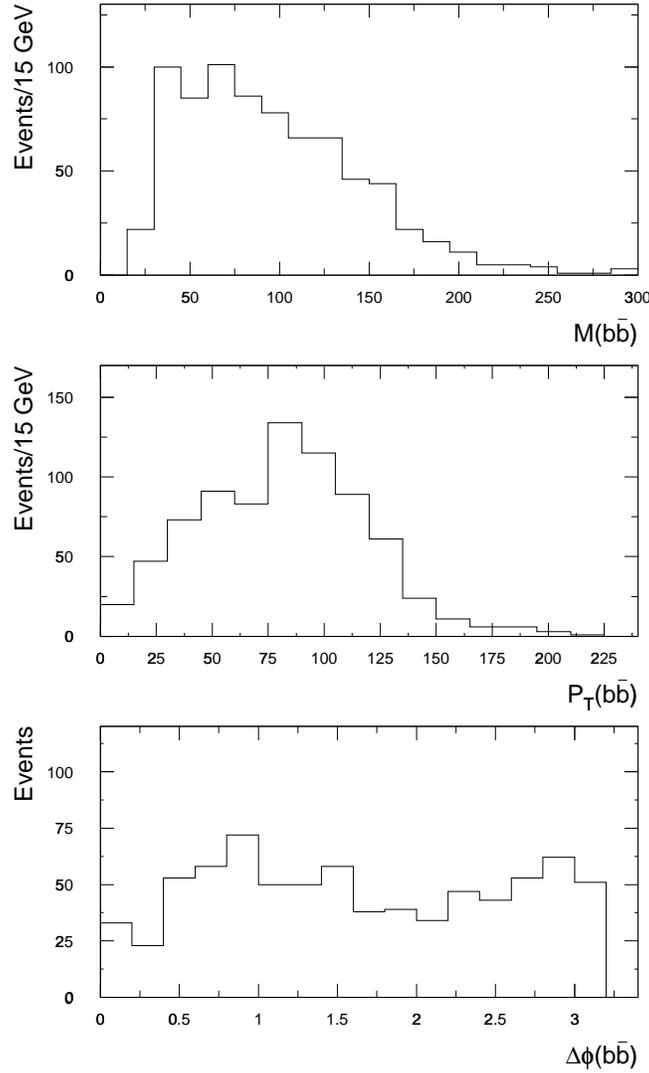
$\geq 4$ jets events (2 SECVTX tags)	GS	DP	FE
$E_T^j \geq 15 \text{ GeV}$ , $ \eta  \leq 2.1$	$70.1 \pm 1.0 \%$	$10.4 \pm 0.8 \%$	$19.5 \pm 0.9$

**Tabla 5.1:** Fracción de los diferentes modos de producción de sabores pesados en QCD (GS:gluon splitting, DP: producción directa y FE:excitación de sabores).



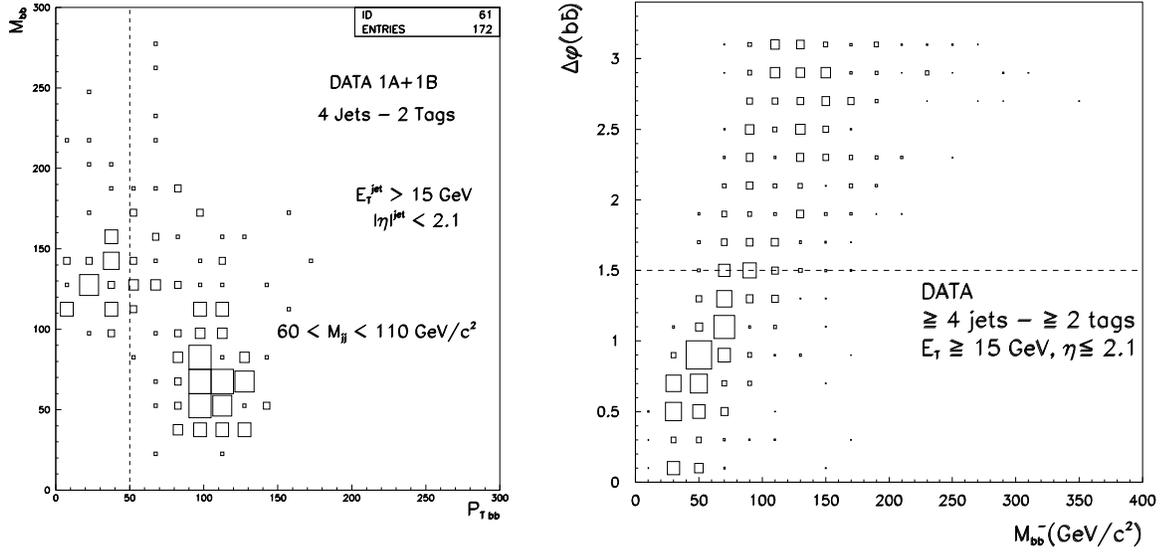
**Figura 5.14:** Comparación de: la multiplicidad de jets,  $E_T$  sin corregir de los jets,  $\Sigma E_T^{jets}$  sin corregir,  $\eta$  de y  $\phi$  de los jets; entre los datos (puntos) y sucesos de Monte Carlo de QCD (histograma). Se requiere que los sucesos tengan al menos 4 jets con  $E_T \geq 15$  GeV y  $|\eta| \leq 2.1$ . y al menos dos jets identificados como  $b$  entre los cuatro primeros jets.

en la zona correspondiente a la producción vía el proceso de *gluon splitting*, y que corresponde, en las distribuciones mostradas, a valores bajos de  $M(b\bar{b})$  y  $\Delta\phi(b\bar{b})$  y a valores altos de  $P_T(b\bar{b})$ . Consecuentemente, el acuerdo datos - Monte Carlo será sensible a los cortes de selección hechos en cada análisis. En la Figura 5.18 se intenta aislar las diferentes configuraciones usando cortes topológicos, en concreto aquí distinguimos las dos zonas usando  $\Delta\phi(b\bar{b})$  como variable discrimina-



**Figura 5.15:** Distribución de  $M(\bar{b}\bar{b})$  (arriba),  $P_T(\bar{b}\bar{b})$  (centro) y  $\Delta\phi(\bar{b}\bar{b})$  (abajo) para la muestra de datos de multijet. Se requiere que los sucesos tengan al menos 4 jets con  $E_T \geq 15$  GeV y  $|\eta| \leq 2.1$ . y al menos dos jets identificados como  $b$  entre los cuatro primeros jets.

dora. Se obtiene similar resultado utilizando la variable  $P_T(\bar{b}\bar{b})$ . Comparando las distribuciones de los datos y de los sucesos de Monte Carlo para las dos topologías por separado, se obtiene un buen acuerdo. Esto permitirá hacer un análisis de formas para determinar el contenido de QCD en nuestra muestra de datos, para ello, elegiremos, aplicando criterios de selección adecuados



**Figura 5.16:** Distribución de masa invariante de los  $b\bar{b}$  frente al momento transverso del sistema de jets (figura izquierda) y frente al ángulo azimutal (figura derecha) entre los jets para la muestra de datos. Se requiere que los sucesos tengan al menos 4 jets con  $E_T \geq 15$  GeV y  $|\eta| \leq 2.1$ , y al menos dos jets identificados como  $b$  entre los cuatro primeros jets.

para cada señal estudiada, una sola componente de QCD.

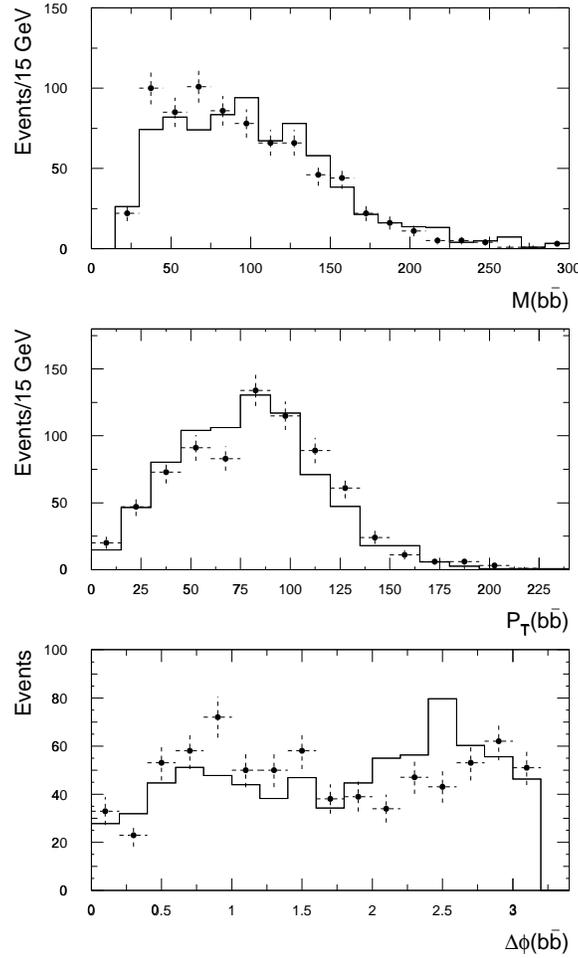
### 5.4.2 Producción de sucesos $t\bar{t}$

En las colisiones  $p\bar{p}$ , la producción de pares  $t\bar{t}$  está dominada por procesos de aniquilación quark-antiquark. Los diferentes diagramas a primer orden que contribuyen a esta producción se muestran en la Figura 5.19.

Un reciente cálculo de Berger y Contopanagos de la sección eficaz para una masa del top  $175 \text{ GeV}/c^2$  es  $\sigma_{t\bar{t}} = 4.75^{+0.63}_{-0.68} \text{ pb}$ . En CDF, la sección eficaz experimental medida es  $\sigma = 7.6^{+1.8}_{-1.5} \text{ pb}$  [89].

En el SM, el quark top se desintegra en un bósón real,  $W$ , y un quark  $b$ , con una fracción de desintegración cercana a 1. Existen otros posibles modos de desintegración, pero están suprimidos al ser los elementos de fuera de la diagonal de la matriz de CKM cercanos a cero. Existen teorías más allá del SM, que predicen otros canales de desintegración, que no consideraremos aquí. A su vez, el bósón  $W^\pm$  puede desintegrarse en los siguientes modos:

$$W^\pm \rightarrow (e^\pm \nu_e)(\mu^\pm \nu_\mu)(\tau^\pm \nu_\tau)(u\bar{d})(c\bar{s})$$

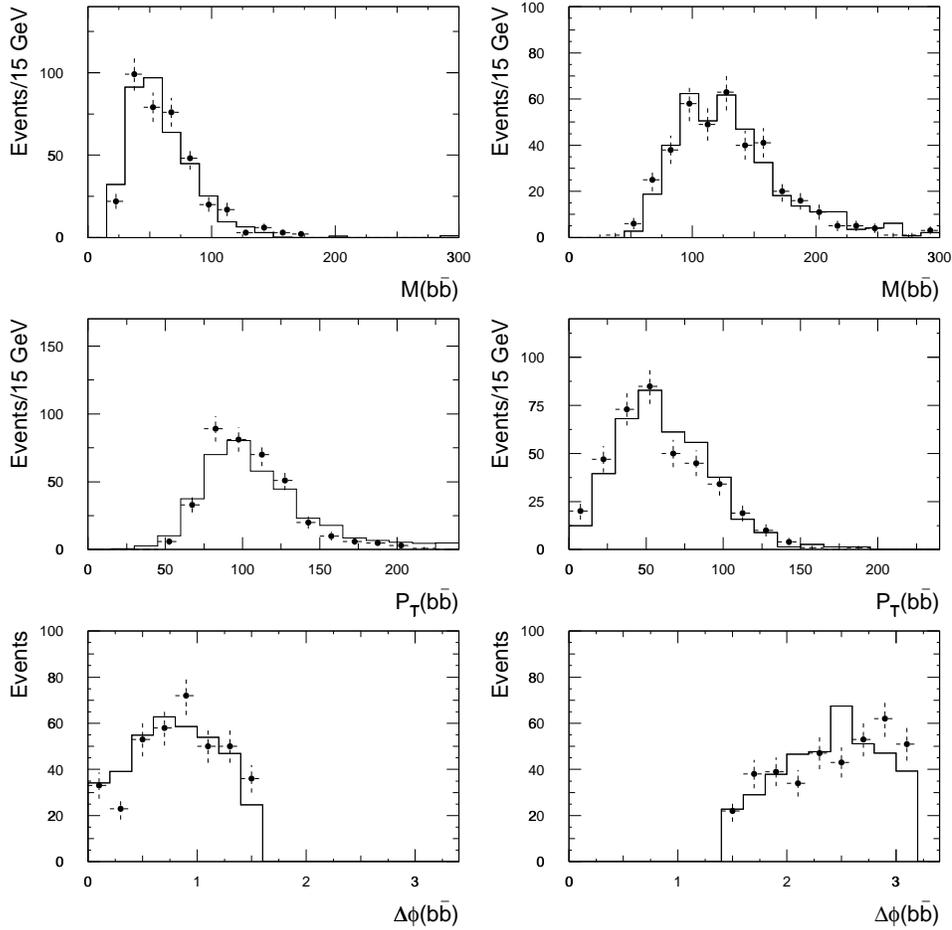


**Figura 5.17:** Distribución de  $M(b\bar{b})$  (arriba),  $P_T(b\bar{b})$  (centro) y  $\Delta\phi(b\bar{b})$  (abajo) para la muestra de datos de multijet (puntos) comparada con los sucesos Monte Carlo de QCD (histograma). Se requiere que los sucesos tengan al menos 4 jets con  $E_T \geq 15$  GeV y  $|\eta| \leq 2.1$ . y al menos dos jets identificados como  $b$  entre los cuatro primeros jets.

El modo de desintegración que contribuirá a la muestra de datos del multijet es el modo hadrónico [88].

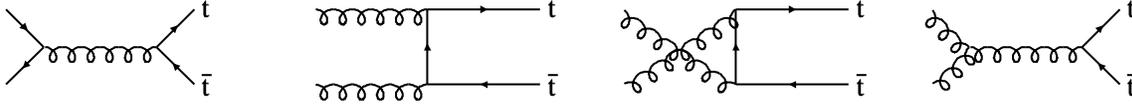
Así pues, los sucesos  $t\bar{t}$  con desintegración hadrónica del  $W$  (canal hadrónico) tendrán 6 jets en el estado final dos de los cuales son jets  $b$ , ver Figura 5.20, además tendrá una energía transversa total alta debido a la gran masa del top.

Para calcular los sucesos esperados de este proceso generamos una muestra de sucesos  $t\bar{t}$

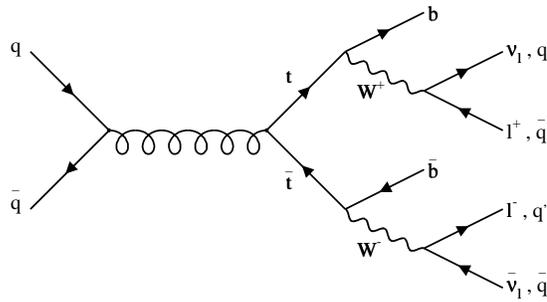


**Figura 5.18:** Distribución de  $M(b\bar{b})$  (arriba),  $P_T(b\bar{b})$  (centro) y  $\Delta\phi(b\bar{b})$  (abajo) para la muestra de datos de multijet (puntos) comparada con los sucesos de Monte Carlo QCD (histograma). Las figuras de la izquierda corresponden a la zona topológica 1, las figuras de la derecha corresponden a la zona topológicas 2. Se requiere que los sucesos tengan al menos 4 jets con  $E_T \geq 15$  GeV y  $|\eta| \leq 2.1$ , y al menos dos jets identificados como tal entre los cuatro primeros jets.

Monte Carlo, donde el  $W$  se desintegra hadrónicamente. El generador usado en este caso es HERWIG. A esta muestra, una vez procesada por la simulación del detector y del *trigger* se aplican los mismos cortes de selección que a los datos. Usando la sección eficaz medida en CDF se calcula el número de sucesos esperados en  $90.6 \text{ pb}^{-1}$ . La cantidad de sucesos  $t\bar{t}$  esperados en nuestra muestra antes de aplicar los cortes topológicos es  $33.6^{+6.6}_{-5.7}$  donde los errores son estadísticos y sistemáticos. Los errores sistemáticos están dominados por la escala de energía, el modelo de radiación de gluones en HERWIG y el error en la identificación de dos jets  $b$ .



**Figura 5.19:** Diagramas de primer orden en  $(\alpha_s^2)$  para la producción de  $t\bar{t}$  en colisiones  $p\bar{p}$ . El primer diagrama representa el proceso de aniquilación del par  $q\bar{q}$  y los otros tres son procesos de fusión de gluones.



**Figura 5.20:** Diagrama en forma de árbol la producción y desintegración del sistema  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ .

### 5.4.3 $Z(\rightarrow b\bar{b}) + \text{jets}$

La tercera fuente de sucesos de fondo relevante en nuestra muestra de datos de multijets la constituyen los sucesos  $Z(\rightarrow b\bar{b}) + \text{jets}$ . La sección eficaz de producción del  $Z + \geq N$  jets ( $Z \rightarrow e^+e^-$ ) ha sido medida en CDF [90] usando jets definidos en un cono  $\Delta R = 0.4$  con una  $E_T \geq 15$  GeV y  $|\eta| \leq 2.4$ .

Sucesos de  $Z + 1$  jet se producen a través de los procesos de dispersión de Compton,  $gq \rightarrow qZ$ , y aniquilación de quarks  $q\bar{q} \rightarrow gZ$ , ver Figura 5.21. La radiación de gluones es la fuente predominante de multiplicidades de jets más altas. La desintegración del  $Z$  en quarks pesados,  $Z \rightarrow b\bar{b}/c\bar{c}$ , produce jets con un alto  $P_T$  que son la fuente dominante de jets  $b$  en este tipo de sucesos.

Los sucesos  $Z + \geq 1$  jets fueron generados con HERWIG. HERWIG no incluye diagramas de orden superior, así que la rutina de generación del proceso  $W + \geq 1$  jet fue modificada a propósito para introducir este proceso [91]. Se examinó la consistencia entre las predicciones obtenidas por HERWIG usando el generador VECBOS para las distribuciones de variables relevante. La comparación de las distribuciones correspondientes a la producción de  $Z + \text{jets}$  entre HERWIG



**Figura 5.21:** Diagramas de primer orden para la producción de  $W/Z + jets$ ; (a) Dispersión de Compton scattering, (b) Aniquilación de quarks.

y VECBOS muestra un buen acuerdo.

Para calcular la normalización absoluta de este proceso se utilizaron datos [92]. Se calculan las secciones eficaces usando HERWIG y se comparan con las encontradas en los datos. Se requiere el uso de unos factores,  $K_n \equiv \frac{\sigma_{measured}}{\sigma_{Monte Carlo}}$  [93], calculados para cada multiplicidad de jets, que dan cuenta de la contribución a la sección eficaz de producción de diagramas de orden superior no tenidos en cuenta en el MC. Estos factores servirán para corregir la sección eficaz obtenida por Monte Carlo. El número de sucesos de este tipo esperado en nuestra muestra es  $25.58 \pm 4.25$  antes de los cortes topológicos.

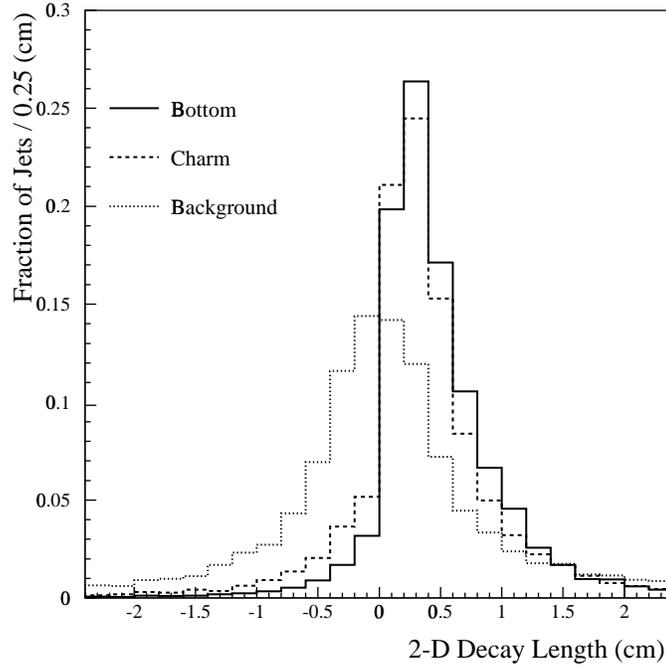
#### 5.4.4 Sucesos con identificación incorrecta de jets $b$ (*mistags*).

Hasta ahora hemos hablado de las diferentes contribuciones de procesos físicos en nuestra muestra de múltijet. Además de éstos existen otros conteniendo principalmente quarks ligeros o gluones que fueron identificados como jets  $b$  por el algoritmo SECVTX, en este caso diremos que tenemos un jet falso identificado como  $b$ , *mistag*. La probabilidad de identificar erróneamente jets  $b$  es el resultado de la resolución finita del detector, de las ineficiencias del código de reconstrucción de trazas y de los posibles errores en el algoritmo de identificación de vértices secundarios. Estos factores hacen que el algoritmo de identificación tenga la misma probabilidad de seleccionar un jet con  $L_{xy}$  positivo o negativo.

La distribución de  $L_{xy}$  está distribuida simétricamente entorno a cero. Los falsos vértices secundarios están desplazados de los vértices primarios debido a una pobre resolución, por lo tanto es tan probable que se desplacen en la dirección del momento del jet como en la dirección opuesta, produciendo un vértice secundario en esta dirección, ver Figura 5.22.

Esta característica sugiere un método simple para estimar el número de sucesos esperados de este tipo. Asumimos que todos los jets con signo negativo de  $L_{xy}$  son fondo. Como la distribución de  $L_{xy}$  es simétrica, ese número será el mismo que el que hay en la parte positiva, parte está utilizada para la identificación.

Como nuestra selección requiere dos jets, las posibles combinaciones que tenemos son: (a) *mistag-mistag* ( $ff$ ), (b) *mistag-b* real ( $fb$ ). La forma de calcular el número de sucesos de este



**Figura 5.22:** Distribución de la distancia bidimensional,  $L_{xy}$ , para jets  $b$  (línea sólida), para jets  $c$  (línea rayada) y para quarks ligeros (línea punteada), utilizando una muestra de Monte Carlo de sucesos conteniendo sabores pesados.

tipo es la siguiente:

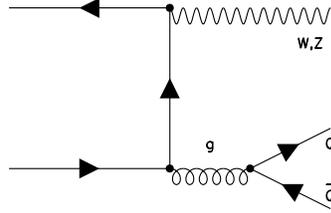
$$N^{mistag} = N^{fb} - N^{ff} \quad (5.4)$$

La matemática es como sigue: dado un jet “candidato” en nuestra muestra asumimos que la probabilidad de que sea identificado como quark pesado siendo un quark ligero o gluón es  $p^+ = p^- = pf^i$  y siendo un quark pesado es  $p^+ = pb^i$  y  $p^- = 0$ . Donde los valores típicos son  $pf = 0.7-0.8\%$  y  $pb = 45\%$ . Para calcular las cantidades;  $N^{mistag}$ ,  $N^{fb}$  y  $N^{ff}$ , dividimos nuestra muestra de sucesos con  $n$ -jets en dos clases: (1) sucesos que tienen un jet  $b$  (llamaremos  $f$  a esta clase) y (2) sucesos que no tienen ningún jet  $b$ .

$$N^{ff} = (1 - f)C_2^n pf^2 \quad (5.5)$$

$$N^{fb} = (1 - f)P_2^n pf^2 + fn(1 - n)pfpb \quad (5.6)$$

$$N^{Mistag} = (1 - f)C_2^n pf^2 + fn(1 - n)pfpb \quad (5.7)$$



**Figura 5.23:** Diagrama de primer orden para la producción de  $W/Z + b\bar{b}/c\bar{c}$ .

donde  $C_2^n = \binom{n}{2} = \frac{n(n-1)}{2}$  y  $P_2^n = P(n, 2) = n(n-1)$ . Con las ecuaciones anteriores se obtiene la ecuación 5.4. El número de sucesos esperado de este tipo antes de los cortes topológicos es  $N^{ff} = 20 \pm 4$ ,  $N^{fb} = 191 \pm 14$  y  $N^{mistag} = 171 \pm 15$ .

El número de sucesos encontrado y la forma de las distribuciones cinemáticas para ellos pueden ser comprobadas con otro método de estimación de jets identificados erróneamente, desarrollado en CDF: el método de las matrices de parametrización [88, 91]. Los detalles del mismo se dan en el apéndice B. El acuerdo encontrado entre ambos es bueno.

#### 5.4.5 Otros procesos

Además de los procesos mencionados aquí, existen otros fondos físicos también presentes en la muestra de datos, pero que tienen una contribución muy pequeña, menos de un  $\sim 1\%$ , y no son resonantes, es decir las distribuciones de masa de los dos jets son muy anchas [94]. Por estas razones, las contribuciones que describimos a continuación las consideraremos despreciables y no las tendremos en cuenta en el análisis.

**Producción de  $WQ\bar{Q}/ZQ\bar{Q}$ :** La fuente predominante de producción de quarks pesados en la producción de bosones vectoriales más jets es a través de procesos de *gluón splitting* en el estado final, ver Figura 5.23. La contribución de  $Wb\bar{b}/c\bar{c}$  a la muestra de leptón más jets ha sido estimada con gran detalle para el estudio de sucesos  $t\bar{t}$  [95, 96]. Hemos usado la fracción de quarks pesados obtenida en este estudio para incluirla en el cálculo de sucesos esperados en la muestra de multijets. Para el proceso  $ZQ\bar{Q}$  usamos la misma fracción puesto que la forma de producción de los quarks pesados debe ser independiente del boson débil con el que se producen.

Las secciones eficaces de producción de sucesos  $W + \geq N$  jets, con  $W \rightarrow l\nu$ , ha sido medida en CDF [97] de manera similar a  $Z + \geq N$  jets. Por lo tanto, el número esperado de sucesos se calcula de manera similar al de  $Z + N$  jets que vimos en la sección anterior. El número total de sucesos esperados de  $WQ\bar{Q}$  y  $ZQ\bar{Q}$  en la muestra de multijets antes de los cortes topológicos es  $1.91 \pm 0.69$ , y  $0.97 \pm 0.35$ , respectivamente.

Además, hemos estimado la contribución del proceso  $W + \text{jets}$ , con  $W \rightarrow c\bar{s}$ , reescalando el número de sucesos encontrado en  $Wb\bar{b}/c\bar{c}$ . El número de sucesos esperado es  $1.09 \pm 0.44$ .

**Producción de  $t\bar{b}$ :** Existen dos procesos dominantes de producción de  $t\bar{b}$ ; procesos de fusión  $Wg$  y producción de  $W^*$ . Las secciones eficaces de estos procesos para una masa del top de  $175 \text{ GeV}/c^2$  son  $1.44 \pm 0.43 \text{ pb}$  y  $0.74 \pm 0.04 \text{ pb}$  respectivamente [98], la sección eficaz total de todos los procesos es  $\sim 4 \text{ pb}$ . Los sucesos fueron simulados usando PYTHIA y el número esperado de sucesos de este tipo que pasan nuestra selección antes de los cortes topológicos es  $1.04 \pm 0.20$ .

**Producción de WW, WZ, ZZ:** La producción de pares de bosones débiles y su desintegración totalmente hadrónica produce, a primer orden, un estado final de cuatro jets. La desintegración de  $Z \rightarrow b\bar{b}/c\bar{c}$  y  $W \rightarrow c\bar{s}$  producirá jets con un alto  $E_T$  que pueden ser identificados como  $b$ . La producción de dibosones fue estudiada individualmente para cada par,  $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ , usando sucesos de Monte Carlo generados con ISAJET y la sección eficaz total teórica [99]. El número esperado de sucesos de este tipo es  $0.22 \pm 0.02$ .

## 5.5 Composición de la muestra de leptón más jets

Repasamos brevemente en esta sección la estimación de las distintas componentes en la muestra de datos de leptón más jets. Para esta muestra, los fondos han sido calculados a partir de una combinación de muestras de Monte Carlo y datos. El fondo en esta muestra, en la que al menos un jet tiene que estar identificado como  $b$ , fué calculado separadamente para cada proceso. La Tabla 5.2 resume las diferentes fuentes de fondo que pasan los requisitos de selección. La tabla muestra también la muestra usada para estimar la distribución de masa invariante,  $M(jj)$ , del fondo. Para los procesos;  $Wb\bar{b}$ ,  $Wc\bar{c}$ ,  $Wc$ ,  $No-W$  y falsos jets, la distribuciones cinemáticas fueron obtenidas a partir de sucesos Monte Carlo, la normalización de estas contribuciones se obtuvo a partir de la muestra de datos reales  $W + \text{jets}$  [113, 71].

### 5.5.1 Sucesos con identificación incorrecta de jets $b$ (*mistags*).

El número esperado de sucesos de este tipo se calcula usando el método de las matrices de parametrización, ver apéndice B. Estas matrices actúan sobre cada jet, dependiendo del  $E_T$  y número de trazas en el mismo. Sumando la probabilidad de cada jet obtenemos la cantidad de sucesos de este tipo.

Fuente	Distribución	$N_{sucesos}$
Mistag	Datos (W + 2jet)	$5.1 \pm 2.0$
Wbb Wcc	Herwig	$9.4 \pm 2.5$
Z+h.f.	VECBOS	$1.4 \pm 0.5$
Wc	Herwig	$4.6 \pm 1.5$
WW, WZ, Z $\tau\tau$	PYTHIA	$1.5 \pm 0.5$
no-W	Datos( $E_T$ , Iso method)	$2.1 \pm 1.3$
$t\bar{t}$	Herwig( $\sigma=7.5$ pb)	$5.1 \pm 1.9$
$t\bar{b}$	Herwig(W* y Wg)	$2.4 \pm 0.8$
TOTAL		$31.6 \pm 4.3$

**Tabla 5.2:** Número de sucesos de fondo esperados en la muestra de  $W + 2 jets$  con un jet identificado como  $b$  correspondientes a una luminosidad integrada de  $109 pb^{-1}$ . El generador de Monte Carlo o muestra de datos usado para obtener las distribuciones es indicado en la columna de distribución.

### 5.5.2 Wb $\bar{b}$ y Wc $\bar{c}$

La expresión usada para calcular el número de sucesos de este tipo presentes en la muestra de datos es la siguiente [100, 101]:

$$N_{b\bar{b}}^{Njet} = N_{Wcand}^{Njet} \times (1 - F_{non-W}^{Njet}) \times (F1_{wb\bar{b}}^{Njet} \epsilon1_{Wb\bar{b}}^{Njet} + F1_{wb\bar{b}}^{Njet} \epsilon1_{Wb\bar{b}}^{Njet})$$

Similar ecuación se puede escribir para los sucesos  $Wc\bar{c}$ . Cada término de esta expresión representa lo siguiente:

$N_{Wcand}^{Njet}$  es el número de sucesos candidatos a  $W$ ,  $1 - F_{non-W}^{Njet}$  término que corrige por la fracción de sucesos que no son sucesos  $W$ ,  $F1_{wb\bar{b}}^{Njet}$  es la fracción de sucesos con un jet  $b$  en el estado final,  $\epsilon1_{Wb\bar{b}}^{Njet}$  es la eficiencia de etiquetar un jet  $b$ ,  $F2_{wb\bar{b}}^{Njet}$  es la fracción de sucesos con dos jets  $b$  en el estado final,  $\epsilon1_{Wb\bar{b}}^{Njet}$  es la eficiencia de etiquetar dos jets  $b$ .

### 5.5.3 Wc $\bar{s}$

Estos sucesos vienen de los procesos con vértice  $Wc\bar{s}$ , donde el quark  $s$  proviene de la subestructura del protón. El número de ellos presentes en nuestra muestra se calcula a partir de la fracción de sucesos que tienen un vértice de este tipo después de aplicar todos los requisitos de selección del análisis a la muestra de Monte Carlo. El número esperado de sucesos se calcula usando una expresión similar al anterior:

$$N_{Wc} = N_W \times (1 - f_{QCD}) F_{Wc} \epsilon(Wc)_{c-tag}$$

donde,  $N_W$  es el número de sucesos candidatos a  $W$ ,  $F_{Wc}$  es la fracción de sucesos  $Wc$  y  $\epsilon(Wc)_{c-tag}$  es la eficiencia de identificación de un jet  $c$  usando algoritmo SECVTX.

#### 5.5.4 $Zb\bar{b}/Zc\bar{c}$

Los sucesos en los que tenemos un  $Z$  asociado a la producción de quarks pesados pueden entrar en la muestra debido a las siguientes causas: (1) uno de los leptones provenientes de la desintegración del  $Z$  no es identificado como tal con lo que perdemos un leptón, (2) la  $\cancel{E}_T$  es alta por una fluctuación en la medida de la energía o la presencia de muones mal identificados. Este fondo es muy parecido al  $W$  más jets. Para calcular [100] la cantidad de sucesos de este tipo se utiliza el mismo proceso que para el fondo de  $W$  más jets.

#### 5.5.5 $WW, WZ, Z \rightarrow \tau\tau$

En procesos de producción de dibosones, uno de ellos produce el leptón de alto momento mientras que el otro se desintegra en  $q\bar{q}$  produciendo los jets. En el caso del  $Z \rightarrow \tau\tau$  un  $\tau$  será el leptón primario y el otro falsea un jet  $b$  identificado. El número de sucesos es calculado siguiendo la siguiente expresión:

$$N_{tag} = \sigma(VV) \times BR \times \int \mathcal{L} \times \epsilon_{accp} \times \epsilon_{tag}$$

donde  $VV$  son los bosones vectoriales o el  $Z \rightarrow \tau\tau$ ,  $\sigma$  es la sección eficaz de producción de ese proceso,  $BR$  es la fracción de desintegración,  $\mathcal{L}$  es la luminosidad integrada,  $\epsilon_{accp}$  es la eficiencia y  $\epsilon_{tag}$  es la eficiencia de etiquetar un jet  $b$ .

#### 5.5.6 QCD

Este fondo viene principalmente de la producción de jets en QCD con uno de los jets identificado como leptón de forma que falsea la desintegración leptónica del  $W$ . Contribuirán tanto la producción de quarks ligeros o gluones, como la producción de quarks pesados. En el primer caso un jet puede ser identificado como un leptón y la  $\cancel{E}_T$  falseada por una mala medida de la energía en el detector, en el segundo caso el quark pesado se desintegra semileptónicamente y el leptón puede ser identificado como un leptón aislado de alto  $P_T$  y la  $\cancel{E}_T$  viene o de una mala medida de la energía en el detector o del neutrino producido en la desintegración semileptónica. Este fondo se estima usando una muestra de datos, que se divide en cuatro zonas en función de  $\cancel{E}_T$  y el aislamiento de los leptones:

- región A:  $\cancel{E}_T \leq 15$  GeV e  $\text{Iso} \leq 0.1$
- región B:  $\cancel{E}_T \leq 15$  GeV e  $\text{Iso} \geq 0.4$
- región C:  $\cancel{E}_T \geq 20$  GeV e  $\text{Iso} \geq 0.4$

- región D:  $\cancel{E}_T \geq 20$  GeV e  $\text{Iso} \leq 0.1$  (región de la señal)

Para estimar el número de sucesos de QCD en la región de la señal se usa la siguiente expresión:

$$f_{QCD} = \frac{(N_A \times N_C)/N_B}{N_D}$$

donde  $N_X$  es el número de sucesos en la región  $X$ .

### 5.5.7 Producción de $t\bar{t}$

Este proceso da lugar a un leptón más al menos cuatro jets, cuando un  $W$  se desintegra hadrónicamente y el otro lo hace leptónicamente. En la selección de la muestra, previamente, se aplican cortes topológicos para eliminar los sucesos de dileptones. Un método similar al usado para el fondo de dibosones es usado para calcular este proceso.

### 5.5.8 Producción de $t\bar{b}$

El Monte Carlo usado para estimar el número de sucesos es HERWIG. Se procede de manera similar al descrito para la muestra de multijets.

La muestra de  $W + 2 jets$  con un jet identificado como  $b$  es una buena signatura experimental para buscar este proceso, todavía no observado. Este análisis está en estudio en CDF.

---

## Capítulo 6

---

# Eficiencias de selección de la señal

Describiremos las eficiencias de detección para las señales estudiadas, en el canal de multijets. Resumiremos también los resultados para el canal de leptón más jets. Se utilizarán muestras de sucesos Monte Carlo, los sucesos generados se procesan, a través de una simulación del detector y con el mismo código de reconstrucción que el usado en los datos reales. Sobre ellos aplicamos cada requisito de selección de manera secuencial, tal y como se realizó en los datos experimentales.

Presentamos en este capítulo el cálculo de las eficiencias para las señales estudiadas en el canal de multijets. Al final del mismo, se resumen las eficiencias para estas mismas señales en el canal de leptón más jets.

La eficiencia total se define como el número de sucesos que pasan todos los requisitos del análisis dividido por el número total de sucesos de que estaba compuesta la muestra:

$$\varepsilon_{total} = \frac{N^{pass}}{N^{gen}} \quad (6.1)$$

El cálculo se puede factorizar en distintos términos que corresponden a las eficiencias relativas de los varios requisitos, la eficiencia total se puede escribir de la siguiente forma:

$$\varepsilon_{total} = \varepsilon_{trigger} \cdot \varepsilon_{cinem} \cdot \varepsilon_{double\ b\text{-}tag} \cdot \varepsilon_{topo} \quad (6.2)$$

donde:

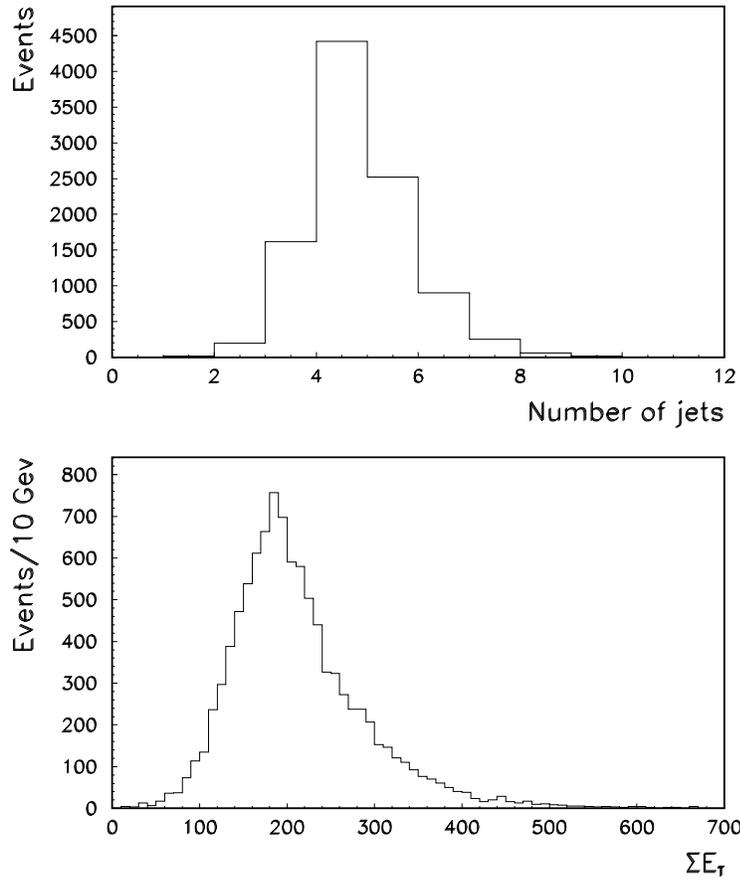
- $\varepsilon_{trigger}$  es la fracción de sucesos generados que pasan los criterios del *trigger* de multijets.
- $\varepsilon_{cinem}$  es la fracción de sucesos seleccionados con el *trigger* y que tienen al menos cuatro jets reconstruidos con un cono  $\Delta R = 0.4$ ,  $E_T \geq 15$  GeV y  $|\eta| \leq 2.1$ .
- $\varepsilon_{double\ b\text{-}tag}$  es la fracción de sucesos que sobreviven los cortes cinemáticos y tienen al menos dos jets identificados como *b* entre los cuatro primeros jets más energéticos.
- $\varepsilon_{topo}$  es la fracción de sucesos con dos jets *b* que pasan los cortes topológicos.

El estudio de cada componente será el objeto de las secciones que siguen. El cálculo de las eficiencias se hace usando sucesos Monte Carlo generados con PYTHIA. Para la señal del *Higgs* [102] se utilizarán sucesos  $W^\pm/Z^0 + H^0$  generados con PYTHIA (v5.9) procesados con una simulación del detector, QFL, y del *trigger*. Las masas del *Higgs* estudiadas varían desde 70 GeV/ $c^2$  hasta 140 GeV/ $c^2$  en intervalos de 10 GeV/ $c^2$ . El bosón de *Higgs* está forzado a desintegrarse en pares de  $b\bar{b}$  y los bosones  $W/Z$  están forzados a desintegrarse de manera hadrónica. El paquete CLEO se usa para modelar las desintegraciones del quark *b*. Para la señal del *Technicolor* [104] se usó una versión más reciente de PYTHIA (v6.115) que incluye los siguientes procesos de *Technicolor*:  $\rho_T^{\pm,0} \rightarrow \pi_T^\pm \pi_T^{0,\mp}$ ,  $\rho_T^{\pm,0} \rightarrow W^\pm \pi_T^{0,\mp}$ ,  $\rho_T^{\pm,0} \rightarrow W^\pm Z^0$ ,  $W^\pm W^\mp$  y  $\rho_T^\pm \rightarrow \pi_T^\pm Z$ . Se estudian distintas combinaciones de masa para el  $\rho_T$  y  $\pi_T$  susceptibles de ser observadas. El  $\pi_T^0$  está forzado a desintegrarse en  $b\bar{b}$ , el  $\pi_T^\pm$  en  $c\bar{b}$  o  $\bar{c}b$ . Se consideran sólo las desintegraciones hadrónicas del  $W/Z$ .

## 6.1 Determinación de la eficiencia del *trigger* de multijets

Ya discutimos en el capítulo 4 los requisitos del *trigger* y la comparación hecha con los datos para obtener la curva de eficiencia correcta. También dijimos que este *trigger* estaba diseñado para la búsqueda del top en el canal de desintegración totalmente hadrónico; este proceso tiene más jets y una energía transversa total más alta que las dos señales estudiadas aquí. Las Figuras 6.1 y 6.2 nos muestran, para sucesos de *Higgs* y de *Technicolor* respectivamente, el número de jets por suceso y la suma de la energía transversa reconstruida de los partones presentes en el suceso. La media, tanto en el número de jets reconstruidos como en la suma de energía transversa, es menor que en el caso del top (ver Figuras 4.5 y 4.6). Para un *Higgs* con  $M(H^0) = 110$  GeV/ $c^2$ , un  $\sim 80\%$  de los sucesos tiene más de 4 jets y la media de  $\Sigma E_T$  es  $\sim 200$  GeV pero con un número significativo de sucesos poblando valores más altos. En sucesos de *Technicolor*, para una masa entorno a  $\rho_T = 180$  GeV/ $c^2$ , la  $\Sigma E_T$  es  $\sim 180$  GeV, y los sucesos están mucho más concentrados entorno a este valor que en el caso del *Higgs*.

Esta diferencia en el número de jets y sobre todo en  $\Sigma E_T$  hacen que la eficiencia del *trigger* no sea tan buena como para el caso del top.



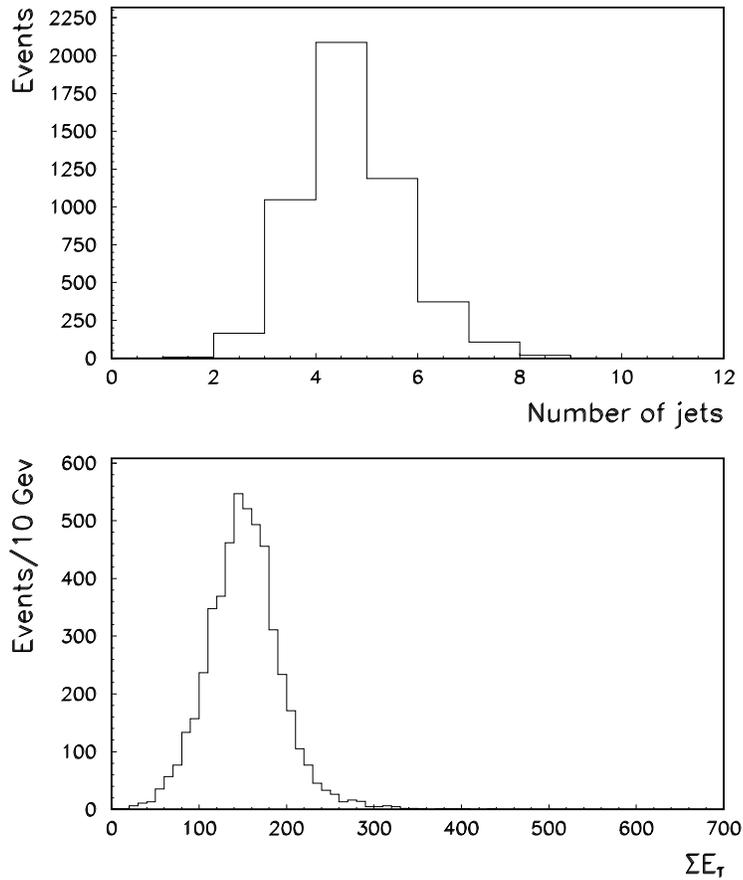
**Figura 6.1:** La parte de arriba de la figura muestra la distribución de la multiplicidad de jets, la parte de abajo muestra la distribución de  $\Sigma E_T$  para una muestra de *Higgs* con  $M(H^0) = 110 \text{ GeV}/c^2$ .

### 6.1.1 Eficiencia para la señal del *Higgs*

La eficiencia del *trigger*,  $\varepsilon_{trigger}$ , aumenta con la masa del *Higgs*, variando de 8.3% hasta 31.5% para masas del *Higgs* de  $70 \text{ GeV}/c^2$  a  $140 \text{ GeV}/c^2$  respectivamente. La Tabla 6.2 muestra las eficiencias para todas las masas incluyendo el error estadístico y sistemático.

Como se explicó en el capítulo 4 el *trigger* de multijets requiere al menos cuatro *clusters* de energía,  $N^{clus}$ , y un cierto umbral de energía transversa total por suceso,  $\Sigma E_T^{L2\,clus}$ . La condición de  $\Sigma E_T^{L2\,clus}$  es la principal causa de ineficiencia en el *trigger*, además esta condición crea un sesgo en la selección hacia valores altos de  $P_T$  del *Higgs*.

La incertidumbre sistemática en  $\varepsilon_{trigger}$  varía entre  $\sim 1\%$  y  $\sim 20\%$ . La contribución domi-



**Figura 6.2:** La parte de arriba de la figura muestra la distribución de la multiplicidad de jets, la parte de abajo muestra la distribución de  $\Sigma E_T$  para una muestra de Technicolor, donde la combinación de masa es  $M(\rho_T) = 180 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\pi_T) = 90 \text{ GeV}/c^2$ .

nante viene de la incertidumbre en el modelado de la radiación de gluones del estado final e inicial. Este error se estima tomando la mitad de la diferencia entre  $\varepsilon_{trigger}$  obtenida en una muestra con radiación y  $\varepsilon_{trigger}$  obtenida con una muestra sin radiación. El efecto de la radiación se observa principalmente en el estado final. Cuando no hay radiación el número de jets es generalmente cuatro y son, en general, de más alto momento puesto que no pierden energía en la emisión de gluones, como se puede ver en la Figura 6.3.

Otra incertidumbre no despreciable es la asociada a la bondad del *trigger* en la simulación. Debido a que la señal, sobre todo para masas altas del *Higgs*, no es tan sensible a la subida de la curva de eficiencia del *trigger*; en el análisis del *Higgs* no se utilizó el estudio detallado del *trigger* para el requisito del  $\Sigma E_T^{L2clus}$  (ver sección 4.4.2). Para estimar el efecto del posible

error introducido se aumentó el corte en  $\Sigma E_T^{L2\text{clus}}$  de 125 GeV a 140 GeV (el valor de 140 GeV corresponde al 50% de eficiencia en la curva de la simulación del *trigger* para el requisito de  $\Sigma E_T^{L2\text{clus}}$ ). Para masas del *Higgs* por debajo de 100 GeV/c<sup>2</sup> el efecto de este aumento empeoraría la eficiencia en 15-20%, mientras que para masas superiores la degradación de la eficiencia se sitúa entorno al 5-10%, en ambos casos la variación está comprendida dentro de los errores asignados a nuestra estimación de  $\varepsilon_{\text{trigger}}$ .

### 6.1.2 Eficiencia para la señal de *Technicolor*

En los procesos de *Technicolor*, el momento transferido en la colisión corresponde a la resonancia del  $\rho_T$ , mientras que en el caso del *Higgs* éste es continuo. Esta diferencia hace que el *trigger* de multijets sea mucho menos eficiente en este caso. El efecto de  $\Sigma E_T^{L2\text{clus}}$  en la selección es muy severo y las eficiencias varían entre un 2% y un 8% para las distintas combinaciones de masas.  $\varepsilon_{\text{trigger}}$  aumenta con la masa del  $\rho_T$ . La Tabla 6.3 muestra los resultados obtenidos.

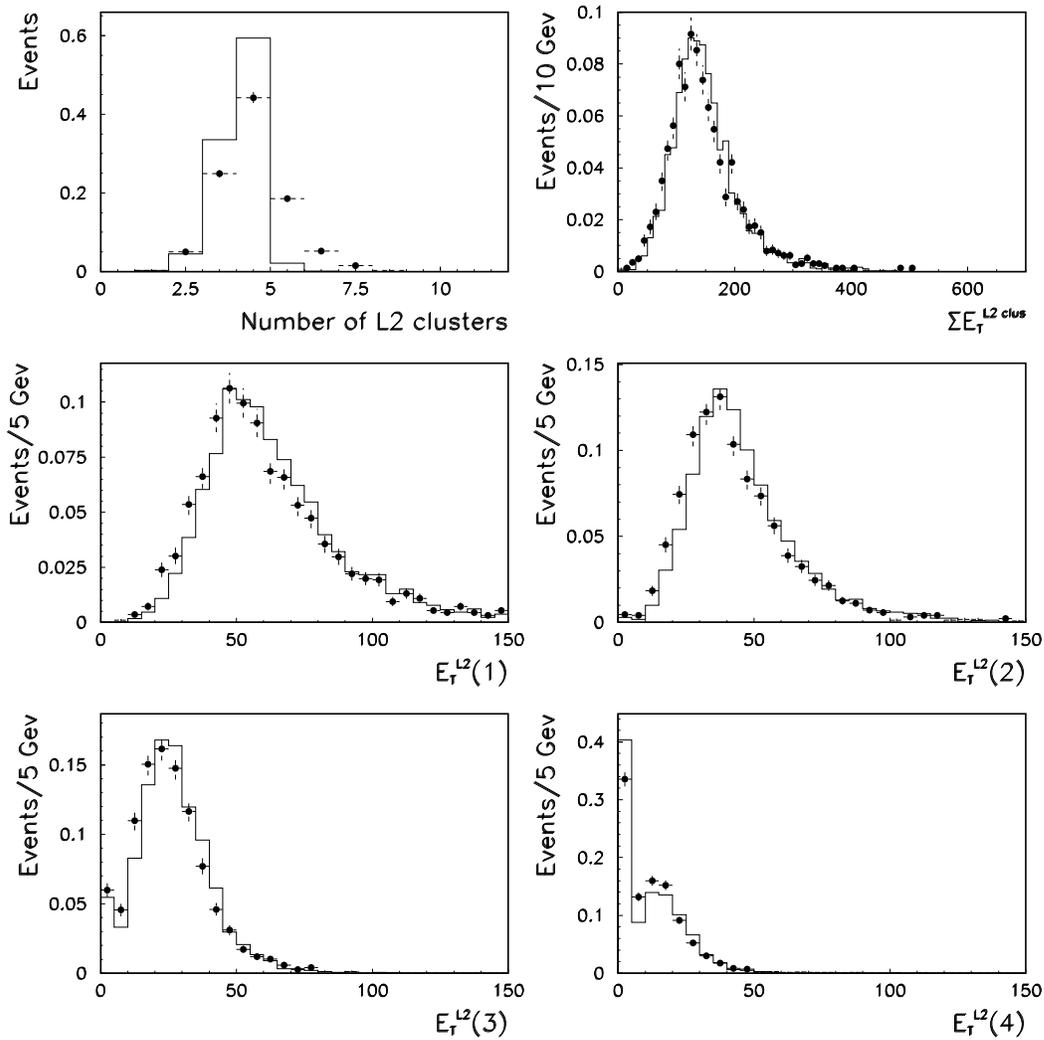
El valor umbral de 125 GeV utilizado en la variable  $\Sigma E_T^{L2\text{clus}}$  es alto y está próximo a la región de masas del  $\rho_T$  en estudio. Esto tiene dos consecuencias: a) tenemos menos sensibilidad para la búsqueda de partículas de *Technicolor*, para una curva de eficiencia de *trigger* dada, y b) la eficiencia de detección de partículas es más sensible a la correcta simulación del *trigger*, es decir, al comportamiento (*turn-on*) de la curva de eficiencia del mismo. Por esta razón, en este análisis usamos la curva de eficiencia obtenida de los datos (ver sección 4.4.2).

La incertidumbre sistemática asociada a la eficiencia de *trigger* se estimó de manera análoga al caso anterior del *Higgs*. La contribución de la radiación de gluones es del orden del 15%.

## 6.2 Determinación de la eficiencia cinemática

La selección inicial de la muestra de datos requiere la reconstrucción de al menos cuatro jets, en aquellos sucesos que previamente pasaron las condiciones de *trigger*. Consideramos jets con  $E_T^{\text{unc}} \geq 15$  GeV y  $|\eta| \leq 2.1$ . Los jets se reconstruyen en un cono de radio 0.4. Esta selección es bastante eficiente para las dos señales estudiadas. Las pérdidas son debidas a la diferencia del algoritmo de reconstrucción de jets a nivel de *trigger* y a nivel *offline* como se explicó en el capítulo 4.

Las Tablas 6.2 y 6.3 muestran el resultado para la señal de *Higgs* y para la señal de *Technicolor*, respectivamente. Las fuentes dominantes de incertidumbre en  $\varepsilon_{\text{cinem}}$  son debidas al efecto de la radiación de gluones y al correcto conocimiento de la escala de energía de los jets.



**Figura 6.3:** Comparación de varias variables: número de jets,  $\Sigma E_T$  y  $E_T$  de cada jet, para una muestra de Technicolor con una combinación de masa  $M(\rho_T) = 180 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\pi_T) = 90 \text{ GeV}/c^2$ , generada con radiación (círculos negros) y sin radiación (histograma) de gluones en los estados inicial y final.

### 6.3 Determinación de la eficiencia de identificación de jets $b$

Estudiaremos aquí la eficiencia de identificar al menos dos jets  $b$  entre los cuatro con mayor momento. A este nivel los sucesos de Monte Carlo deberán haber pasado los requisitos del *trigger* y cinemáticos. Calcularemos: (1) la eficiencia de identificar al menos un jet  $b$  en el suceso, (2)

la eficiencia de identificar al menos dos jets  $b$  en el suceso.

Para calcular (1), la eficiencia de identificar al menos un jet  $b$ , utilizando el algoritmo SECVTX, usamos dos metodos diferentes:

- Metodo I: Se define la eficiencia de identificar al menos un  $b$  de la siguiente manera [106]:

$$\varepsilon_{single\ b-tag}^{event} = \sum_{i=1}^n F_i \left[ 1 - (1 - SF \cdot \varepsilon_{jet})^i \right] \quad (6.3)$$

Donde los factores  $F_i$  representan la fracción de sucesos que contienen  $i$  jets “candidatos”;  $\varepsilon_{jet}$  es la eficiencia de identificar un jet  $b$  por número de jets “candidatos” en la muestra; y SF es el factor de escala (por jet) que hay que aplicar al Monte Carlo para que reproduzca adecuadamente la eficiencia obtenida en los datos. Para el Run 1B el valor es  $SF = 0.971 \pm 0.009(\text{stat}) \pm 0.140(\text{syst.})$  [107].

- Método II: Usamos sucesos Monte Carlo a los que se les aplicó la corrección a la eficiencia de reconstrucción de trazas (código de degradación, explicado en el capítulo 5), y definimos la eficiencia como la razón:

$$\varepsilon_{single\ b-tag}^{event} = \frac{\text{Número de sucesos con al menos un jet } b \text{ identificado}}{\text{Número total de sucesos}} \quad (6.4)$$

Los resultados obtenidos por ambos métodos son compatibles. En la Tabla 6.1 se listan estos resultados para las muestras de sucesos del *Higgs*. En lo que sigue se utilizarán las eficiencias obtenidas por el método II al ser ésta, una forma más directa de cálculo para nuestra aplicación.

Para determinar las eficiencias de identificación de al menos dos jets  $b$  en el suceso (caso (2)) usamos el metodo II descrito arriba. La eficiencia se define ahora como:

$$\varepsilon_{double\ b-tag}^{event} = \frac{\text{Número de sucesos con al menos 2 jets } b \text{ identificados}}{\text{Número total de sucesos}} \quad (6.5)$$

Los resultados para la señal de *Higgs* se muestran en la Tabla 6.2 y para la señal de *Technicolor* en la Tabla 6.3. La eficiencia para la señal de *Technicolor* depende claramente del tipo de desintegración del  $\rho_T$ : (a) si el canal dominante es  $\pi_T \pi_T$  podemos tener hasta 3 quarks  $b$  en el estado final,  $\sim 30\text{-}40\%$  de los sucesos tienen dos quarks  $b$ , (b) si el canal dominante es  $W \pi_T$  tendremos un máximo de 2 quarks  $b$  en el suceso,  $\sim 40\%$  de los sucesos tiene 1 quark  $b$ , la eficiencia en este caso es aproximadamente la mitad que en el caso anterior.

$M_{H^0}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	method 1 $\varepsilon_{single\ b-tag}^{event}$ (%)	method 2 $\varepsilon_{single\ b-tag}^{event}$ (%)
70	47.4 ± 0.9 ± 6.8	45.5 ± 0.5 ± 3.1
80	48.1 ± 0.8 ± 6.9	46.1 ± 0.4 ± 3.2
90	46.9 ± 0.8 ± 6.7	45.3 ± 0.4 ± 3.2
100	48.8 ± 0.6 ± 7.0	47.4 ± 0.3 ± 3.3
110	48.2 ± 0.8 ± 6.9	46.8 ± 0.4 ± 3.2
120	48.8 ± 0.8 ± 7.0	47.1 ± 0.3 ± 3.2
130	48.8 ± 0.7 ± 7.0	47.4 ± 0.3 ± 3.3

**Tabla 6.1:** Eficiencias de identificación de al menos un jet un  $b$  en la muestra en función de la masa del Higgs.

La principal fuente de incertidumbre sistemática en esta medida viene del uso del código de degradación, el cálculo de la misma se explicará en el siguiente epígrafe. También contribuye al error, aunque en este caso es menos importante, la bondad del modelado de la radiación de gluones en el Monte Carlo. Existen otras fuentes de incertidumbre que se pueden considerar despreciables,  $\sim 2\%$  en total, debidas a la incertidumbre en la vida media y las propiedades de fragmentación del quark  $b$ , la resolución del SVX<sup>1</sup>, etc... Un resumen de estos efectos se encuentra en [85].

### 6.3.1 Incertidumbre sistemática debida al código de degradación

Como se vió en el capítulo 5, este código tiene una incertidumbre sistemática asociada de  $\sim 7\%$ . Esta es la misma que la del factor de escala para la identificación de al menos un jet  $b$  en el suceso, obtenido usando este método,  $F_b^{1B} = 0.87 \pm 0.06$ . Este factor servirá para calcular la incertidumbre en  $\varepsilon_{double\ b-tag}$ . Para calcular la magnitud de esta incertidumbre escalamos la incertidumbre en  $\varepsilon_{single\ b-tag}$  por un exponente que relaciona el factor de escala para la eficiencia de identificar al menos un jet  $b$ ,  $SF_1$ , o al menos dos jets  $b$ ,  $SF_2$ . La forma en que expresamos la relación entre estos dos factores es como sigue. Definimos primero varias cantidades que nos son útiles para el desarrollo de este cálculo:

- $t$ : La probabilidad de que un jet  $b$  sea identificado como tal
- $d$ : probabilidad de que un jet  $b$  sea identificado como tal cuando el otro jet  $b$  haya sido ya

identificado.

Estas definiciones tiene en cuenta posibles correlaciones en el proceso de identificar el segundo jet  $b$  (por ejemplo, las debidas a la determinación de la posición en  $z$  del vértice del suceso). La probabilidad de identificar al menos un  $b$  es:

$$P_1 = t(2 - d) \quad (6.6)$$

La probabilidad de identificar al menos dos  $b$  es :

$$P_2 = td \quad (6.7)$$

Si el efecto del código de degradación viene representado por un factor  $\gamma$ , las cantidades anteriores serán:

$$t \rightarrow \gamma t \quad (6.8)$$

$$d \rightarrow \gamma d \quad (6.9)$$

y las correspondientes probabilidades de identificación serán:

$$P'_1 = \gamma t(2 - \gamma d) \quad (6.10)$$

$$P'_2 = \gamma^2 td \quad (6.11)$$

teniendo en cuenta estas probabilidades podemos calcular los factores de escala dividiendo la probabilidad de identificar jets  $b$  con y sin degradación de la eficiencia de reconstrucción de trazas:

$$SF_1 = P'_1/P_1 = \gamma \frac{2 - \gamma d}{2 - d} \quad (6.12)$$

$$SF_2 = P'_2/P_2 = \gamma^2$$

Usando las expresiones 6.12 podemos escribir una relación entre los dos factores de escala:

$$SF_2(SF_1) = \frac{1 - \sqrt{1 - 4SF_1x(1-x)}}{2x^2} + \frac{SF_1(1-x)}{x} \quad (6.13)$$

donde  $x = d/2$ :

Podemos relacionar la incertidumbre de estos factores de la siguiente manera:

$$\frac{\Delta SF_2}{SF_2} = \alpha \frac{\Delta SF_1}{SF_1} \quad (6.14)$$

y escrito en forma diferencial tendremos:

$$\alpha = \frac{\frac{\delta SF_2}{\delta SF_1} \cdot SF_1}{SF_2} \quad (6.15)$$

con

$$\frac{\delta SF_2}{\delta SF_1} = \frac{1-x}{x} \left( \frac{1}{\sqrt{1-4SF_1x(1-x)}} - x \right). \quad (6.16)$$

Hemos escrito  $\alpha$  en función de  $SF_1$ . Para  $SF_1 = 0.87 \pm 0.06$ ,  $\alpha$  toma un valor de 2.5. Utilizando este valor de  $\alpha$  en la expresión 6.14 obtendremos la incertidumbre sistemática para  $SF_2$  que resulta ser 18%, y este valor será por tanto, el error asociado a  $\varepsilon_{double\ b\text{-}tag}$ .

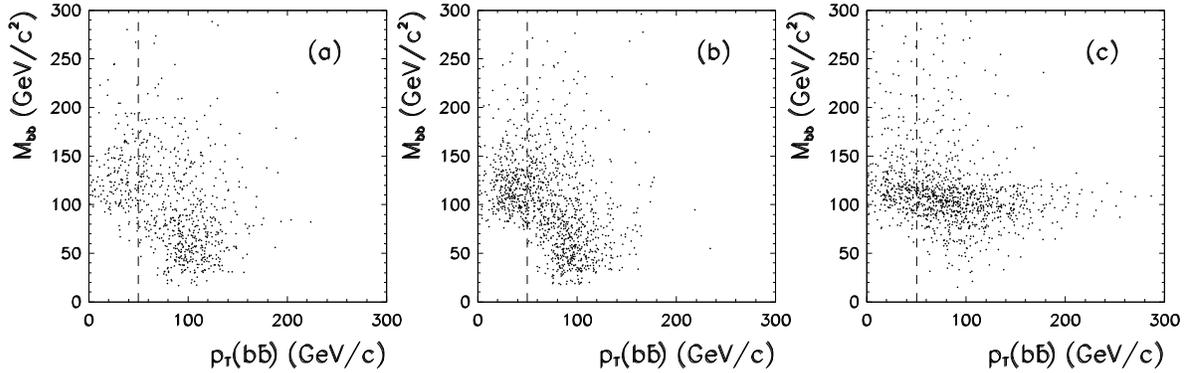
## 6.4 Determinación de la eficiencia de los cortes topológicos

Como discutimos en el capítulo 5 no se dispone actualmente de un Monte Carlo capaz de reproducir perfectamente los datos provenientes de procesos QCD. Vimos que en el Monte Carlo las contribuciones de los diferentes procesos: gluon splitting, producción directa, etc.. no están representados en las proporciones que los datos indican. Así pues, el acuerdo en las comparaciones entre datos y sucesos Monte Carlo de QCD es sensible a los criterios de selección aplicados. Puesto que nuestro análisis se basa en la comparación de las características cinemáticas de los procesos estudiados con los datos reales; p.e. comparando la distribución de la masa invariante de los jets identificados como  $b$ , requeriremos ciertos cortes topológicos que permitan la reproducción cualitativa de los datos por QCD. Es decir, cortes diseñados para eliminar alguna de las componente del fondo de QCD. Estos requisitos son distintos para la señal de *Higgs* y para la señal de *Technicolor* debido a la distinta naturaleza de ambos procesos. Para cada señal considerada escogimos el requisito que mantuviera la eficiencia del mismo razonablemente alta.

### 6.4.1 Eficiencia para la señal de *Higgs*

La señal de *Higgs* difiere bastante de todas las componentes de QCD. Para el *Higgs* esperamos una señal resonante a altas masas invariantes del sistema  $b\bar{b}$  y un gran  $P_T$  del sistema. Recordemos que el *trigger* favorece valores altos de  $P_T(H)$ , ver Figura 6.4.

Requerimos que  $P_T(b\bar{b}) \geq 50 \text{ GeV}/c$ , a fin de reducir la componente de QCD de la producción directa de quark pesados. Como muestra la Figura 6.4, esta componente está concentrada en valores  $\leq 50 \text{ GeV}/c$ . Este corte tiene una eficiencia entre  $\sim 75\%$  y  $\sim 86\%$  dependiendo de la masa del *Higgs* considerada. Para altas masas del *Higgs* el corte es más ineficiente. La Tabla 6.2 muestra los resultados. De nuevo, los errores sistemáticos asociados a esta eficiencia son debidos



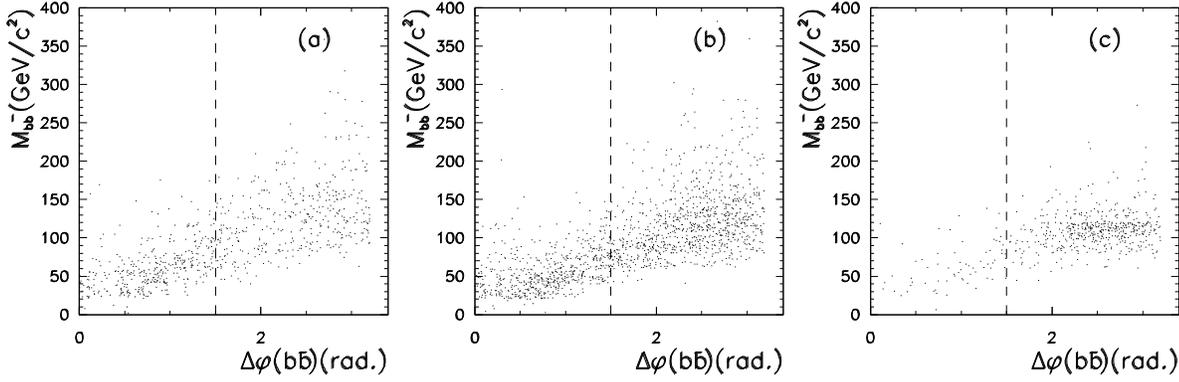
**Figura 6.4:**  $M_{b\bar{b}}$  vs.  $P_T(b\bar{b})$  para: (a) la muestra de datos seleccionada, (b) producción QCD de sucesos  $b\bar{b}/c\bar{c}$  Monte Carlo y (c) sucesos  $W/Z + H^0$ , con  $M_{H^0} = 100 \text{ GeV}/c^2$ . La línea vertical indica el corte  $P_T(b\bar{b}) \geq 50 \text{ GeV}/c$ .

principalmente al modelado de la radiación de gluones en el Monte Carlo y a la escala de energía de los jets.

#### 6.4.2 Eficiencia para la señal de *Technicolor*

El corte  $P_T(b\bar{b})$  es muy ineficiente para la señal de *Technicolor*. Recordemos que el  $\pi_T$  se produce a través de la resonancia del  $\rho_T$ , casi en reposo, dependiendo de las combinaciones de masa consideradas, por lo tanto los productos de su desintegración tendrán en la mayoría de los casos, poco momento. Por este mismo motivo el ángulo entre ellos será grande, propio de una producción *back-to-back*. Utilizaremos pues el ángulo entre los dos jets identificados como  $b$ ,  $\Delta\phi(b\bar{b})$  como discriminador señal/fondo. Para algunas combinaciones de masa en las que el canal  $\pi_T\pi_T$  domina la distribución angular presenta una cierta tendencia hacia valores pequeños de esta variable, esto es debido a que en realidad el sistema  $b\bar{b}$  formado no corresponde al mismo *Technipion*. Es decir, cada uno de los jet  $b$  considerados proviene de diferente *Technipion*.

Requerimos que  $\Delta\phi(b\bar{b}) \geq 1.5 \text{ rad}$ . Para los sucesos de fondo, este corte elimina la componente de *gluon splitting* de QCD. Como se muestra en la Figura 6.5 esta componente está concentrada en valores de  $\Delta\phi(b\bar{b}) \leq 1.5 \text{ rad}$ . Este corte tiene una eficiencia entre  $\sim 75\%$  y  $\sim 90\%$  dependiendo de qué canal de desintegración es el que domina,  $\pi_T\pi_T$  o  $W\pi_T$  respectivamente. La Tabla 6.3 resume los resultados obtenidos.



**Figura 6.5:**  $M_{b\bar{b}}$  vs.  $\Delta\phi(b\bar{b})$  para (a) la muestra de datos seleccionada, (b) producción de QCD de sucesos  $bb/c\bar{c}$  Monte Carlo y (c) sucesos de *Technicolor*, con  $M(\rho_T) = 105 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\pi_T) = 205 \text{ GeV}/c^2$ . La línea vertical indica el corte  $\Delta\phi(b\bar{b}) \geq 1.5 \text{ rad.}$

## 6.5 Eficiencias en la muestra de leptón más jets

En esta sección resumiremos brevemente los resultados del estudio de las eficiencias de detección de las señales de *Higgs* y *Technicolor* en el canal de desintegración a leptón más jets.

En este caso la eficiencia total para los sucesivos criterios de selección aplicados se puede factorizar de la siguiente manera:

$$\varepsilon_{W+2jet b\text{-tag}} = A_{cin,geom} \cdot \varepsilon_{trig} \cdot \varepsilon_{ID lept} \cdot \varepsilon_{sup dil, Z^0} \cdot \varepsilon_{b\text{-tag}} \cdot SF_{ID} \cdot SF_{b\text{-tag}} \quad (6.17)$$

donde:

- $A_{cin,geom}$  incluye  $A_{l\text{-fid}}$ ,  $A_{E_{T_l}}$ ,  $A_{l\text{-ais}}$ ,  $A_{\cancel{E}_T}$ ,  $A_{2\text{ jet}}$ , y  $A_{z,vtx}$  siendo
  - $A_{l\text{-fid}}$ : aceptación fiducial para los leptones.
  - $A_{E_{T_l}}$ : energía transversa del leptón  $E_T \geq 20 \text{ GeV}$ .
  - $A_{l\text{-ais}}$ : aislamiento del leptón  $Iso(0.4) < 0.1$ .
  - $A_{\cancel{E}_T}$ :  $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$ .
  - $A_{2\text{ jet}}$ : selección exclusiva de 2 y sólo jets.
  - $A_{z,vtx}$ : corte del vértice  $z$ ,  $|z| < 60 \text{ cm}$
- $\varepsilon_{trig}$ : eficiencia del *trigger*.
- $\varepsilon_{ID lept}$ : eficiencia del leptón ID.

$M_{H^0}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$\epsilon_{trigger}$ (%)	$\epsilon$ cinemática (%)	$\epsilon_{double\ b-tag}$ (%)	$\epsilon_{P_{b\bar{b}}}$ (%)	$\epsilon_{total}$ (%)
70	8.3 ± 0.1 ± 0.7	95.7 ± 0.3 ± 1.9	13.6 ± 0.5 ± 3.2	86.5 ± 0.8 ± 1.0	0.62 ± 0.12
80	11.2 ± 0.2 ± 0.1	95.8 ± 0.3 ± 1.0	14.0 ± 0.4 ± 4.0	81.4 ± 0.8 ± 2.7	0.82 ± 0.22
90	14.9 ± 0.3 ± 0.2	95.4 ± 0.4 ± 0.6	13.0 ± 0.4 ± 3.8	78.3 ± 0.8 ± 1.6	0.96 ± 0.29
100	16.3 ± 0.2 ± 3.7	95.7 ± 0.2 ± 1.2	14.4 ± 0.3 ± 3.2	76.3 ± 0.6 ± 5.6	1.14 ± 0.40
110	21.2 ± 0.3 ± 2.5	95.7 ± 0.3 ± 1.0	14.4 ± 0.4 ± 4.2	73.5 ± 0.7 ± 1.3	1.45 ± 0.59
120	24.6 ± 0.4 ± 1.9	95.9 ± 0.4 ± 1.0	14.6 ± 0.3 ± 4.0	73.7 ± 0.7 ± 4.2	1.70 ± 0.50
130	27.8 ± 0.3 ± 2.8	96.0 ± 0.3 ± 0.2	14.1 ± 0.3 ± 4.0	73.4 ± 0.4 ± 3.2	1.84 ± 0.63
140	31.5 ± 0.4 ± 1.7	97.0 ± 0.4 ± 1.0	14.1 ± 0.5 ± 3.7	74.1 ± 1.1 ± 4.4	2.23 ± 0.44

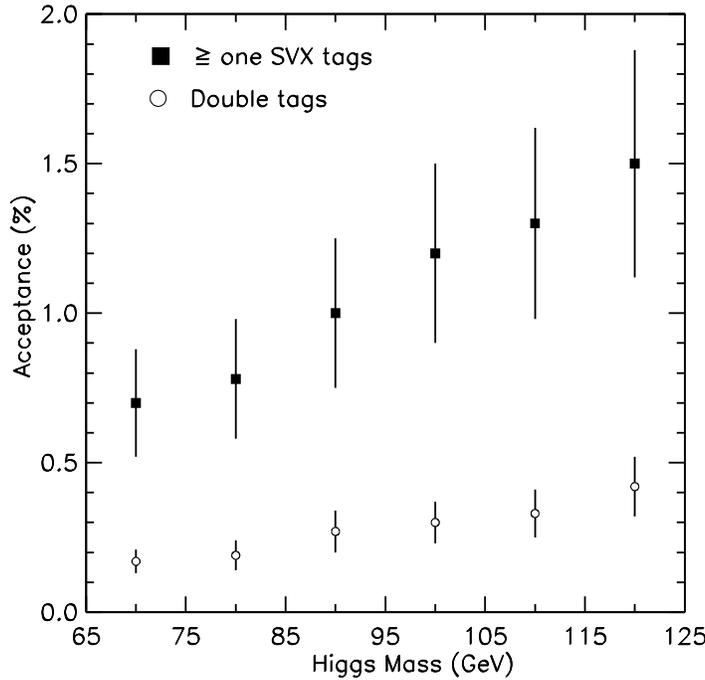
**Tabla 6.2:** Eficiencia en función de la masa del Higgs para sucesos  $W/ZH^0$ . Los errores son estadísticos y sistemáticos.

$M_{\pi_T}/M_{\rho_T}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$\epsilon_{trigger}$ (%)	$\epsilon$ cinemática (%)	$\epsilon_{double\ b-tag}$ (%)	$\epsilon_{\Delta\Phi_{b\bar{b}}}$ (%)	$\epsilon_{total}$ (%)
83/175	1.72 ± 0.03 ± 0.26	96.9 ± 0.1 ± 1.9	13.0 ± 0.2 ± 2.7	74.6 ± 0.7 ± 2.2	0.16 ± 0.05
95/195	3.74 ± 0.03 ± 0.56	97.2 ± 0.1 ± 1.9	13.2 ± 0.2 ± 2.8	76.2 ± 0.6 ± 2.3	0.34 ± 0.11
100/205	5.25 ± 0.04 ± 0.79	97.1 ± 0.1 ± 1.9	12.0 ± 0.2 ± 2.5	77.6 ± 0.7 ± 2.3	0.47 ± 0.15
105/205	5.52 ± 0.06 ± 0.82	97.1 ± 0.1 ± 1.9	6.8 ± 0.1 ± 1.4	91.0 ± 0.6 ± 2.7	0.33 ± 0.11
110/210	6.60 ± 0.07 ± 0.99	96.9 ± 0.1 ± 1.9	6.7 ± 0.2 ± 1.4	87.9 ± 0.7 ± 2.6	0.38 ± 0.13
110/220	8.48 ± 0.16 ± 1.27	96.9 ± 0.1 ± 1.9	7.5 ± 0.2 ± 1.6	87.1 ± 0.8 ± 2.6	0.53 ± 0.17

**Tabla 6.3:** Eficiencia para los distintos requisitos y total para las distintas combinaciones de masa,  $M_{\pi_T}$  y  $M_{\rho_T}$ , en sucesos de Technicolor. Los errores son estadísticos y sistemáticos.

- $\epsilon_{sup\ dil, Z^0}$  : eliminación de sucesos  $t\bar{t}$ ,  $Z^0$ .
- $\epsilon_{b-tag}$  : eficiencia de identificar un  $b$ .

Para calcular estas eficiencias se usaron datos reales y sucesos Monte Carlo de señal. Se asume que el *trigger* de los electrones es totalmente eficiente  $99.8 \pm 0.2\%$  [108], mientras que se



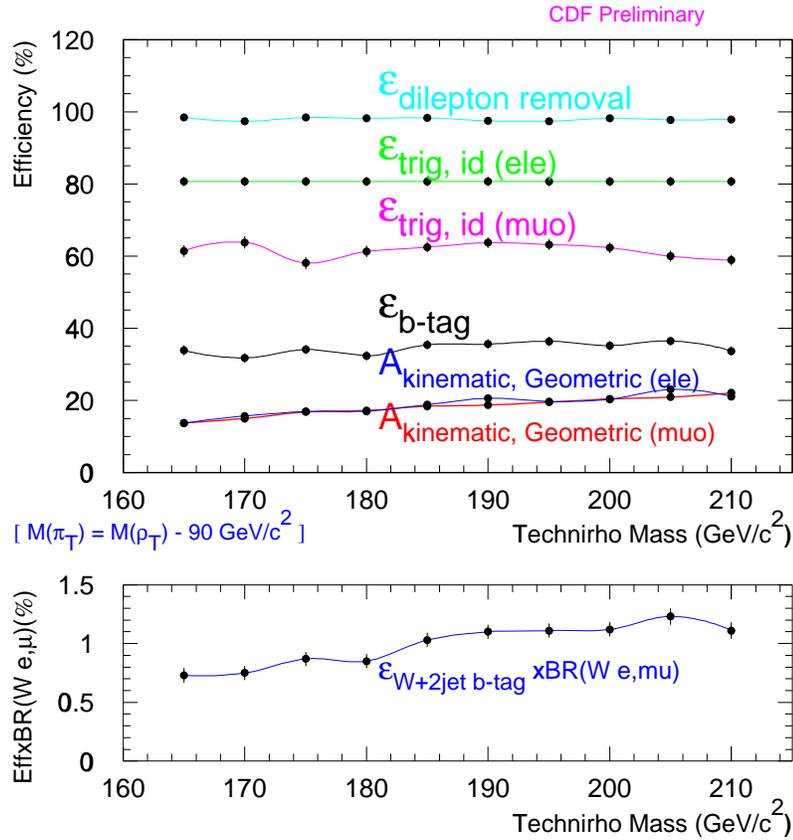
**Figura 6.6:** Eficiencia total en función de la masa del *Higgs* para el canal leptón más jets, para sucesos con  $\geq$  un jet identificado como jet *b* (cuadrados) y para sucesos con dos jets identificados (círculos) .

usa una simulación para calcular la eficiencia del *trigger* de muones obteniéndose una eficiencia de  $81.5 \pm 8.0$  %. La eficiencia de identificación de leptones se estudia en una muestra de  $Z \rightarrow l^+l^-$  obteniéndose, en promedio, una eficiencia de  $92 \pm 1$  % para muones y  $82 \pm 1$  % para electrones [109]. Para el caso del *Technicolor*, se utilizó un factor de escala para la identificación del leptón,  $SF_{ID}$ . Este factor se define como la fracción entre la eficiencia obtenida en los datos y la eficiencia encontrada en el Monte Carlo. La eficiencia encontrada para la identificación del jet *b* se obtuvo mediante el uso del factor de escala  $SF_{b-tag}$ . Hay que destacar que en el caso de la búsqueda de *Higgs*, se distinguen dos casos: a) sucesos con un sólo jet *b* identificado y b) sucesos con dos jets *b* identificados. Para el segundo jet, en el caso b), se usó también el método de identificación a partir de la desintegración semileptónica del hadrón *b* (ver apéndice A).

Las eficiencias totales para cada tipo de señal se resumen en las Figuras 6.6 y 6.7.

### 6.5.1 Requisitos adicionales en la señal de *Technicolor*

En la búsqueda de partículas de *Technicolor*, después de la selección inicial de sucesos  $W + 2 jets$ , se aplican unos requisitos adicionales que ayudan a mejorar la significancia de la señal



**Figura 6.7:** En la parte de arriba de la figura se representan las aceptancias y eficiencias para cada requisito en función de la masa del Technirho, para sucesos  $p\bar{p} \rightarrow \rho_T \rightarrow W\pi_T$ , con  $W \rightarrow l\nu$ . La masa del Technipion está fijada a  $M(\rho_T) - 90 \text{ GeV}/c^2$ . En la parte de abajo se representan la eficiencia total para estos mismos sucesos, multiplicada por la fracción de desintegración  $W \rightarrow e/\mu\nu$ .

sobre el fondo. Primero se estudian los cortes topológicos:  $\Delta\phi(jj)$ ,  $P_T(jj)$  [37]. A los sucesos que sobrevivieron estos requisitos topológicos, se les aplican cortes en la masa invariante de los dos jets<sup>1</sup> y de todo el sistema  $W + 2\text{jets}$ <sup>2</sup>. El valor de cada uno de estos requisitos se optimiza para cada combinación de masa [71].

<sup>1</sup>Correspondiente a la masa del Technipion.

<sup>2</sup>Correspondiente a la masa del Technirho.

### Requisitos topológicos

La región de búsqueda se caracteriza por la relación  $M(\pi_T) + M(W) \simeq M(\rho_T)$ , es decir, los productos de desintegración del *Technirho* se producen con un  $P_T$  pequeño y por lo tanto se desintegran casi en reposo. Consecuentemente el ángulo entre los dos jets provenientes de la desintegración del *Technipion* es  $\sim 180^\circ$ . Sin embargo, los sucesos que constituyen el fondo tienen una distribución más suave, con lo que un corte a valores altos de  $\Delta\phi(jj)$  es muy eficiente para separar la señal.

El valor del corte para cada variable,  $\Delta\phi(jj)$  y  $P_T(jj)$ , se obtiene optimizando la razón  $S/\sqrt{B}$  para cada combinación de masa. La eficiencia de este requisito está entorno al 80% -90% mientras que el rechazo del fondo es del 73%-55%. La Figura 6.8 muestra un ejemplo para la combinación de masa  $M(\pi_T) = 90 \text{ GeV}c^2$  and  $M(\rho_T) = 180 \text{ GeV}/c^2$ .

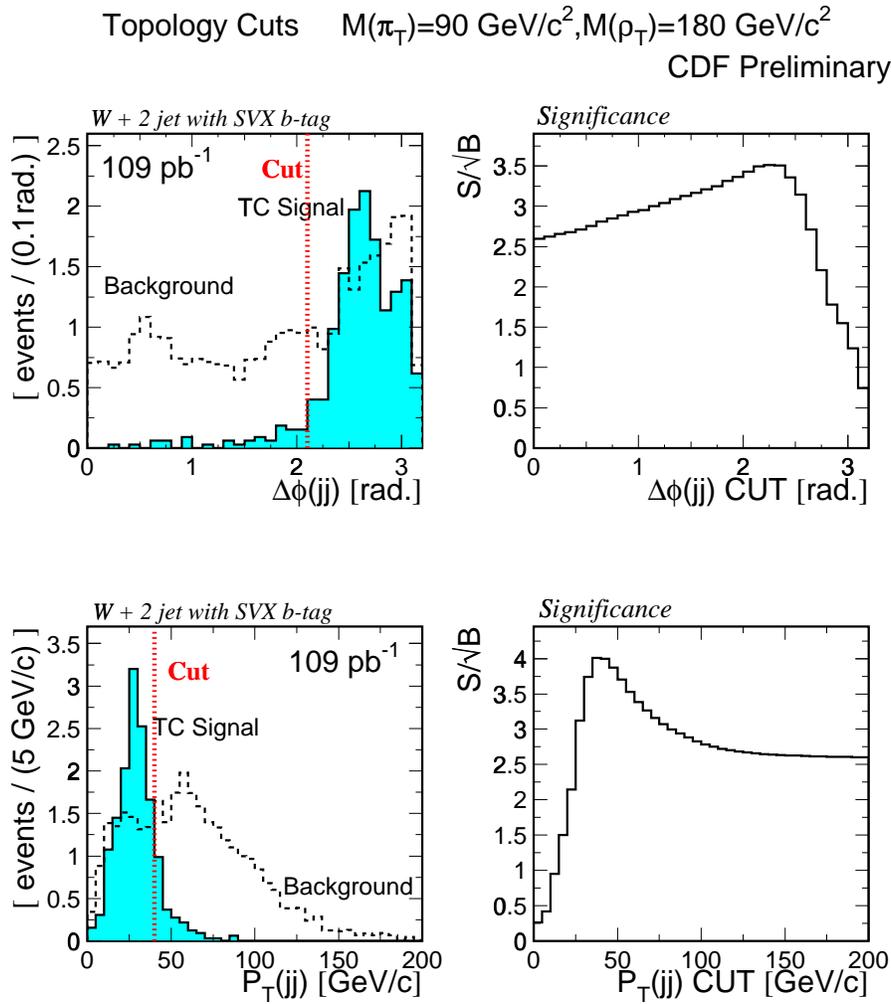
### Ventanas de masa

El criterio final para reducir el fondo se basa en seleccionar ventanas de masa en las distribuciones de masa invariante,  $M(jj)$  y  $M(Wjj)$ . Se ajustan estas distribuciones a una distribución gaussiana para calcular el valor medio y la desviación estándar ( $\sigma$ ), en los sucesos de señal, y se selecciona la región de  $M(jj)$  y  $M(Wjj)$  comprendida en  $\pm 3\sigma$  del valor medio obtenido en el ajuste. Este criterio garantiza una eficiencia de más del 97% para la selección de sucesos de señal y reduce el fondo en  $\sim 45\%$ . La Figura 6.9 muestra las distribuciones de masa invariante antes y después de los cortes.

## 6.6 Discusión de los resultados

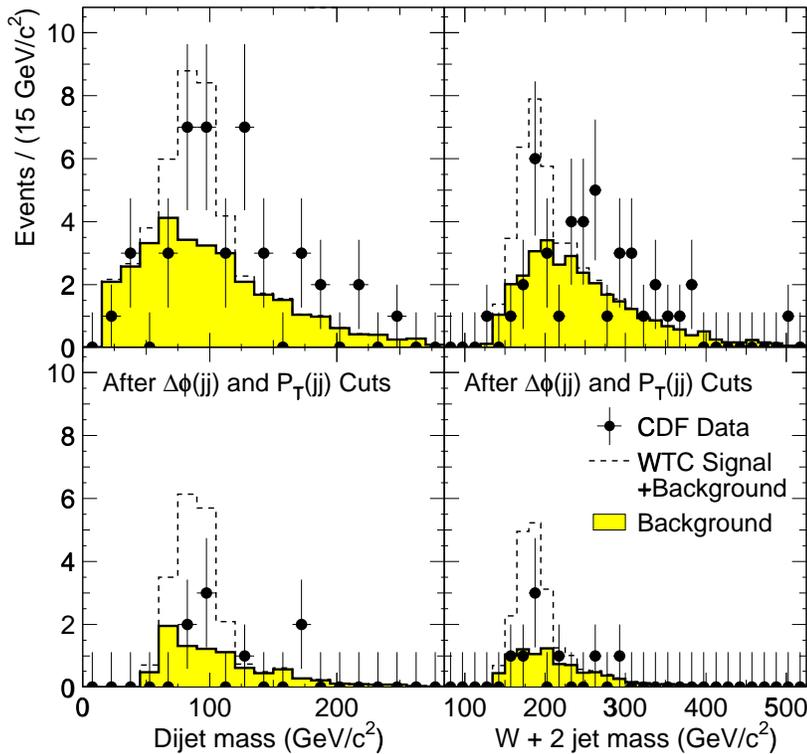
Las Tablas 6.2 y 6.3 resumen los resultados de las eficiencias para las dos señales de SM *Higgs* y partículas de *Technicolor* en la muestra de multijets. En ellas se especifican las eficiencias relativas para cada requisito, junto con la eficiencia total. Se observa que las eficiencias son dependientes de la masa estudiada (o combinación de masas para el caso del *Technicolor*). Esta dependencia es debida a las condiciones del *trigger* de multijets y también aunque en menos medida, a los requisitos topológicos,  $P_T(b\bar{b})$  y  $\Delta\phi(b\bar{b})$ , aplicados.

En general, las eficiencias obtenidas son pequeñas, del orden de 1.5% para el análisis del *Higgs* y del 0.3% para el de partículas de *Technicolor*. Como se desprende de las tablas, los sesgos introducidos por los criterios del *trigger* y la necesidad de requerir la identificación de dos jets *b* en el suceso, explican la limitada eficiencia para estos procesos. Con los valores umbrales utilizados en el *trigger* el requisito en  $\Sigma E_T^{L2clus}$  es crítico para el caso del *Technicolor*, ya que la región de baja masa del  $\rho_T$  (que constituye la región de búsqueda donde la sección eficaz del proceso  $\rho_T \rightarrow \pi_T\pi_T$  es más alta) se corresponde con el mínimo de eficiencia de *trigger*. Se observa además, que la eficiencia de *trigger* es mucho más baja para masas del *Technipion* similares o



**Figura 6.8:** La parte de arriba de la figura muestra la distribución de  $\Delta\phi(jj)$  para la señal de Technicolor (histograma azul) y para el fondo (histograma discontinuo). La figura de abajo muestra la distribución de  $P_T(jj)$  para la señal y el fondo. La combinación de masa usada es  $M(\pi_T) = 90 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\rho_T) = 180 \text{ GeV}/c^2$ .

incluso superiores a las del bosón de *Higgs*. Esto se debe a que el proceso de producción de los *Technipions* es vía la producción y desintegración del estado resonante  $\rho_T$ , cuya masa fijará el umbral de  $\Sigma E_T$  del suceso. A pesar de su baja eficiencia, este *trigger* es el más adecuado, entre los existentes en CDF, para la selección de la muestra de datos de multijets. En próximas tomas de datos, CDF, prevé introducir un nuevo *trigger* específico para este tipo de búsquedas, relajando considerablemente los criterios empleados aquí.



**Figura 6.9:** Distribución de masa invariante de los dos jets (parte derecha) y de masa invariante del sistema  $W + 2\text{jet}$  para sucesos  $\ell+2j$ . Los requisitos de  $\Delta\phi(jj) > 2.1$  y  $P_T(jj) < 40 \text{ GeV}/c$  han sido aplicados en las figuras de abajo. El número de sucesos de fondo y señal están normalizados al número de sucesos esperados en  $109 \text{ pb}^{-1}$ . La combinación de masas usada es  $M(\pi_T)=90 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\rho_T)=180 \text{ GeV}/c^2$ .

La baja eficiencia en la identificación de jets  $b$  se debe a la limitada aceptación del SVX'. La eficiencia de identificar al menos un jet  $b$  en el suceso es  $\sim 45\%$ , por tanto se esperaría que la eficiencia de identificar al menos dos fuera  $\geq 20\%$ . Sin embargo, para el caso del *Higgs* encontramos eficiencias de  $14\%$ . Esta diferencia sólo puede explicarse por posibles correlaciones entre los dos jets  $b$  del suceso, junto con la limitada aceptación del SVX'. Para el proceso de *Technicolor*, en las combinaciones de masa donde el canal  $\pi_T\pi_T$  domina, encontramos eficiencias ligeramente más bajas  $\sim 12 - 13\%$ , debido a que en general el momento de los jets  $b$ , producto de la desintegración de los  $\pi_T$ , es menor que para el caso del *Higgs*<sup>3</sup>. Para las combinaciones donde el canal  $W\pi_T$  domina sólo el  $\sim 60\%$  de los sucesos contendrá dos quarks  $b$  en el estado

<sup>3</sup>Recordemos que el algoritmo es menos eficiente para los jets menos energéticos.

final, lo que explica la reducción observada.

La Figuras 6.6 y 6.7 muestran las eficiencias encontradas en el canal de leptón más jets para las dos señales: *Higgs* y *Technicolor*. La selección de  $W + 2$  jets es la misma tanto para la búsqueda del *Higgs* como la del *Technicolor*. Para el caso del *Higgs* la eficiencia aumenta con la masa, de 0.53(0.17)% a 1.1(0.42)%, para la selección con un sólo(dos) jet identificado como  $b$ , cuando la masa del *Higgs* aumenta de 70 GeV/ $c^2$  a 120 GeV/ $c^2$ . Para el caso del *Technicolor*, la eficiencia de la selección  $W + 2$  jets es sólo ligeramente dependiente de la combinación de masas estudiadas, siendo entorno al 1% para todas ellas; después de esta primera selección se aplican requisitos topológicos y cortes en la distribución de masa invariante. Tras todos los requisitos exigidos a las muestras de *Technicolor* la eficiencia varia de  $\sim 0.64\%$  hasta 1.02% para distintas combinaciones de masa estudiadas.



---

## Capítulo 7

---

# Cálculo de las secciones eficaces de producción

En este capítulo describiremos el método desarrollado para establecer los límites de producción de las señales consideradas. Describiremos también las fuentes de incertidumbre sistemática asociadas al método y la forma de incluirlas en el cálculo. Por último presentaremos los resultados de las búsquedas del bosón de *Higgs* y partículas de *Technicolor* para cada uno de los canales de desintegración estudiados y para su combinación.

Una vez obtenidas las distribuciones de masa invariante de los jets  $b$ , junto con las eficiencias de detección de la señal buscada, podemos determinar si un nuevo proceso físico está en nuestro espectro de datos o no. Para el análisis en el canal hadrónico usamos una técnica simple: la comparación entre el espectro de la masa invariante, de los dos jets  $b$  identificados en el suceso, obtenido en la muestra de datos con el espectro construido a partir de sucesos Monte Carlo por superposición de las distribuciones predichas para la señal y el fondo. Usaremos el método de máxima verosimilitud. El espectro de masa invariante de los dos jets  $b$ , tiene un significado físico directo en los procesos que estamos estudiando. En el caso del SM *Higgs*, representa la masa del bosón de *Higgs*, en el caso de búsqueda de partículas de *Technicolor* representa la masa de los  $\pi_T$ . En este ajuste dejaremos como parámetros libres la abundancia relativa de la señal

y el fondo de QCD; la normalización de los otros fondos, correspondientes a procesos físicos conocidos, se fija al valor estimado dejándola variar dentro de su error.

El número de sucesos esperado de señal se puede escribir como:

$$N = \varepsilon_{total} \cdot \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (7.1)$$

Como se discutió en capítulos previos, asumimos que la distribución de datos contiene contribuciones de sucesos de señal, y de sucesos de fondo. Así pues la distribución de datos se puede describir de la siguiente manera:

$$\frac{dN^D}{dM_{b\bar{b}}} = \alpha N^{signal} + \beta N^{QCD} + \gamma N^{fakes} + \omega N^{t\bar{t}} + \epsilon N^{Zjj}$$

donde  $N^{signal}$ ,  $N^{QCD}$ ,  $N^{fakes}$ ,  $N^{t\bar{t}}$  y  $N^{Zjj}$  son las diferentes contribuciones de la señal, QCD, sucesos con identificación errónea de jets  $b$ ,  $t\bar{t}$  y  $Z + jets$ , respectivamente. Los parámetros  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\omega$ ,  $\epsilon$  son las fracciones de cada contribución en los datos. El número de sucesos esperado en cada intervalo de la distribución de masa invariante se puede escribir de la siguiente manera:

$$\mu_i = N^D [\alpha f_i^{signal} + \beta f_i^{QCD} + \gamma f_i^{fakes} + \omega f_i^{top} + \epsilon f_i^{Zjj}] \quad (7.2)$$

donde  $N^D$  es el número de datos seleccionados,  $f_i$  son las formas de las distribuciones de las diferentes contribuciones, los parámetros  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\omega$ , y  $\epsilon$  representan lo mismo que antes.  $\alpha$  y  $\beta$ , correspondientes a la señal y al fondo de QCD, respectivamente son parámetros libres en el ajuste.  $\gamma$ ,  $\omega$ ,  $\epsilon$ , correspondientes a sucesos con identificación errónea de jets  $b$ ,  $t\bar{t}$  y  $Z + jets$  son parámetros que están predeterminados.

Con estas fracciones y las eficiencias correspondientes calcularemos los límites para cada masa del *Higgs* y para cada combinación de masas de *Technicolor*. En el caso del *Higgs* obtendremos:

$$\sigma_{VH} \times BR(H \rightarrow b\bar{b})$$

donde  $V = W$  ó  $Z$ .

Para el caso del *Technicolor* la medida es más complicada debido a la variedad de canales de desintegración del  $\rho_T$  considerados. En este caso, obtendremos el límite de la siguiente sección eficaz de producción:

$$\begin{aligned} \sigma_{fitting} \equiv & \sigma(\rho_T^0) \cdot BR(\rho_T^0 \rightarrow W^\pm \pi_T^\mp) \cdot BR(W \rightarrow jj) \cdot BR(\pi_T^\pm \rightarrow bc) + \\ & \sigma(\rho_T^\pm) \cdot BR(\rho_T^\pm \rightarrow W^\pm \pi_T^0) \cdot BR(W \rightarrow jj) \cdot BR(\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b}) + \\ & \sigma(\rho_T^\pm) \cdot BR(\rho_T^\pm \rightarrow \pi_T^0 \pi_T^\pm) \cdot BR(\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b}) \cdot BR(\pi_T^\pm \rightarrow bc) + \\ & \sigma(\rho_T^0) \cdot BR(\rho_T^0 \rightarrow \pi_T^\pm \pi_T^\mp) \cdot BR(\pi_T^\pm \rightarrow bc) \cdot BR(\pi_T^\mp \rightarrow bc) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \sigma(\rho_T^{\pm}) \cdot BR(\rho_T^{\pm} \rightarrow Z\pi_T^{\pm}) \cdot BR(Z \rightarrow jj) \cdot BR(\pi_T^{\pm} \rightarrow bc) + \\ & \sigma(\rho_T^0) \cdot BR(\rho_T^0 \rightarrow WW) \cdot BR(W \rightarrow jj) \cdot BR(W \rightarrow jj) + \\ & \sigma(\rho_T^{\pm}) \cdot BR(\rho_T^{\pm} \rightarrow WZ) \cdot BR(W \rightarrow jj) \cdot BR(Z \rightarrow jj) \end{aligned}$$

## 7.1 Método de máxima verosimilitud

Hemos procedido a ajustar el espectro de los datos a la suma de una resonancia (la señal) más el fondo. El método utilizado consiste en maximizar una función de verosimilitud. Escribimos la función de verosimilitud como la probabilidad de observar  $n_i$  sucesos cuando el número esperado es  $\mu_i$ , más unas distribuciones gaussianas que incluyen la incertidumbre en la predicción de los fondos. La función resultante es:

$$\mathcal{L} = \left( \prod_i \right) \mathcal{P}_i \cdot \mathcal{G}(\gamma, \bar{\gamma}, \sigma_\gamma) \cdot \mathcal{G}(\omega, \bar{\omega}, \sigma_\omega) \cdot \mathcal{G}(\epsilon, \bar{\epsilon}, \sigma_\epsilon) \quad (7.3)$$

donde  $\mathcal{P}_i$  es la distribución de Poisson:

$$\mathcal{P}_i = \frac{\mu_i^{N_i} \exp(-\mu_i)}{N_i!}$$

y  $\mathcal{G}(x, \bar{x}, \sigma_x)$  es una distribución gaussiana con valor medio  $\bar{x}$  y anchura  $\sigma_x$ .

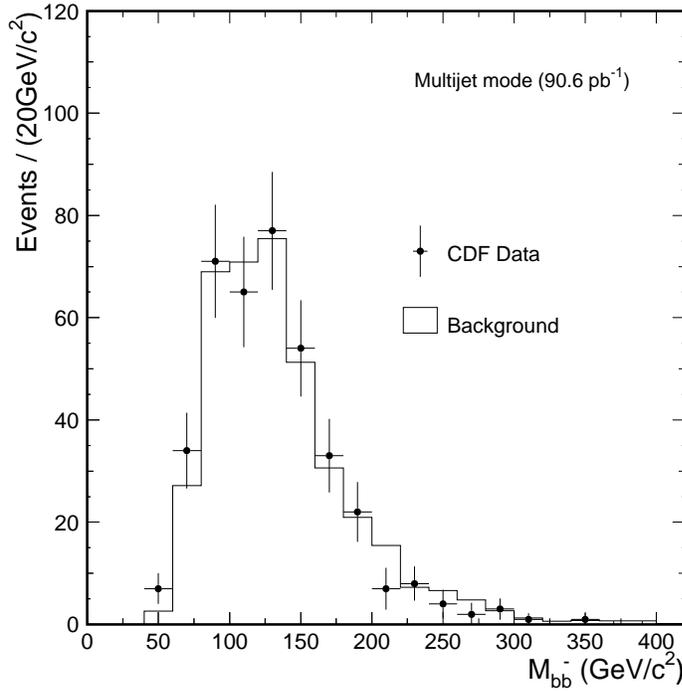
El mejor ajuste se obtiene maximizando la ecuación 7.3 o, equivalentemente, minimizando el negativo de su logaritmo:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^* = -\ln \mathcal{L} = -\ln \left( \left( \prod_i \right) \mathcal{P}_i \cdot \mathcal{G}(\gamma, \bar{\gamma}, \sigma_\gamma) \cdot \mathcal{G}(\omega, \bar{\omega}, \sigma_\omega) \cdot \mathcal{G}(\epsilon, \bar{\epsilon}, \sigma_\epsilon) \right) = \\ -\ln \left( \prod_i \right) \mathcal{P}_i + \frac{(\gamma - \gamma_0)^2}{2\Delta\gamma^2} + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\Delta\omega^2} + \frac{(\epsilon - \epsilon_0)^2}{2\Delta\epsilon^2} \end{aligned} \quad (7.4)$$

Como ya se indicó, la minimización se interpreta en función de la cantidad de sucesos QCD y de la sección eficaz de producción de señal. Para la minimización utilizaremos el programa MINUIT [110]. Una vez encontrado el mejor ajuste, la normalización del fondo queda fijada y estudiamos la ecuación 7.3 en función de la sección eficaz de producción de la señal,  $\sigma_{signal}$ .

A priori, no se espera ninguna contribución significativa de sucesos de señal, debido al buen acuerdo existente entre las distribuciones de los datos y el fondo esperado, como se ve en la Figura 7.1, para la distribución de  $M(bb)$ . Por lo que únicamente obtendremos límites superiores de producción de los procesos estudiados.

El límite en la sección eficaz de producción del nuevo proceso, al 95% de nivel de confianza, se define como el valor de  $\sigma_{signal}$  para el cual el 95% del área de la función 7.3 está comprendido



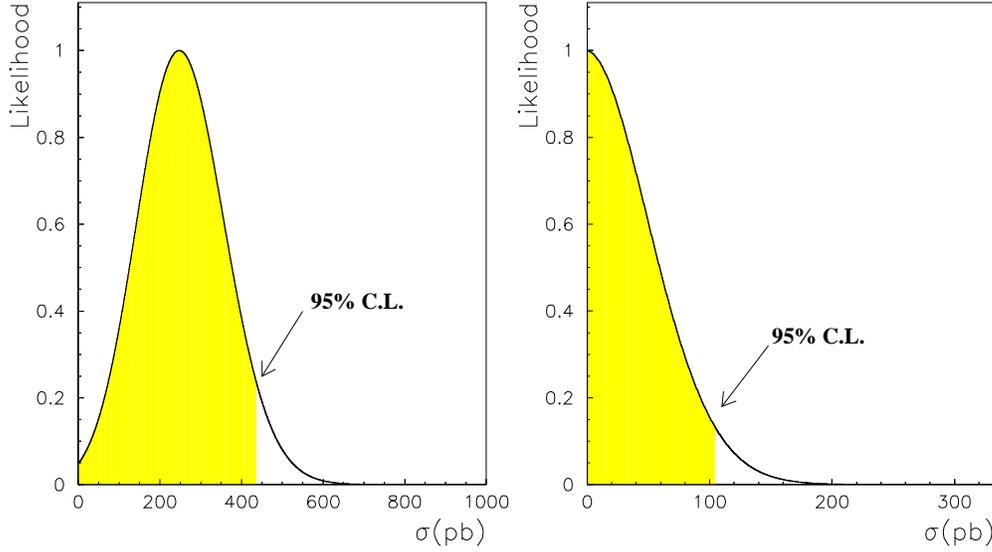
**Figura 7.1:** Distribución de masa invariante,  $M(b\bar{b})$ , para los datos (puntos), seleccionados usando los criterios del *Technicolor*, y el fondo (histograma).

entre 0 y  $\sigma_{signal}$ , es decir, habrá solo un 5% de probabilidad de que se observe, en experimentos sucesivos, un valor mayor que el  $\sigma_{signal}$  así obtenido. La Figura 7.2 muestra un ejemplo (para dos combinaciones de masa dadas de partículas de *Technicolor*) de las distribuciones de las funciones de verosimilitud integradas hasta el 95% de su área.

A continuación aplicaremos este método al estudio de las señales del *Higgs* y *Technicolor* y mostraremos los **resultados preliminares**, previos a la inclusión de los errores sistemáticos.

### 7.1.1 Ajuste para la señal del *Higgs*

El número de datos seleccionados es 589 [102, 103]. Como explicamos antes  $f_i^X$  representa la forma de las distribuciones,  $M(b\bar{b})$ , de las distintas contribuciones de sucesos en los datos. La Figura 7.3 muestra las distribuciones de la masa invariante del sistema  $b\bar{b}$  en los sucesos que pasan los cortes requeridos para la selección de la muestra. Se muestran por separado la distribución de datos y las distintas contribuciones del fondo. Para evitar en lo posible fluctuaciones estadísticas, la distribución de la masa invariante del fondo de sucesos con falsos jets  $b$  se obtiene a partir de la distribución obtenida por la parametrización de los jets con etiquetas negativas, ver capítulo 5.



**Figura 7.2:** Funciones de verosimilitud para dos combinaciones de masas diferentes de la señal de Technicolor. La figura de la izquierda es para:  $M(\rho_T) = 175 \text{ GeV}/c^2$ ,  $M(\pi_T) = 83 \text{ GeV}/c^2$  donde el pico de la distribución está estimado en  $\sim 220 \text{ pb}$ , la figura de la derecha es para  $M(\rho_T) = 205 \text{ GeV}/c^2$ ,  $M(\pi_T) = 105 \text{ GeV}/c^2$ , el pico de la distribución está estimado en 0. La zona amarilla corresponde al 95% del área bajo la función de verosimilitud.

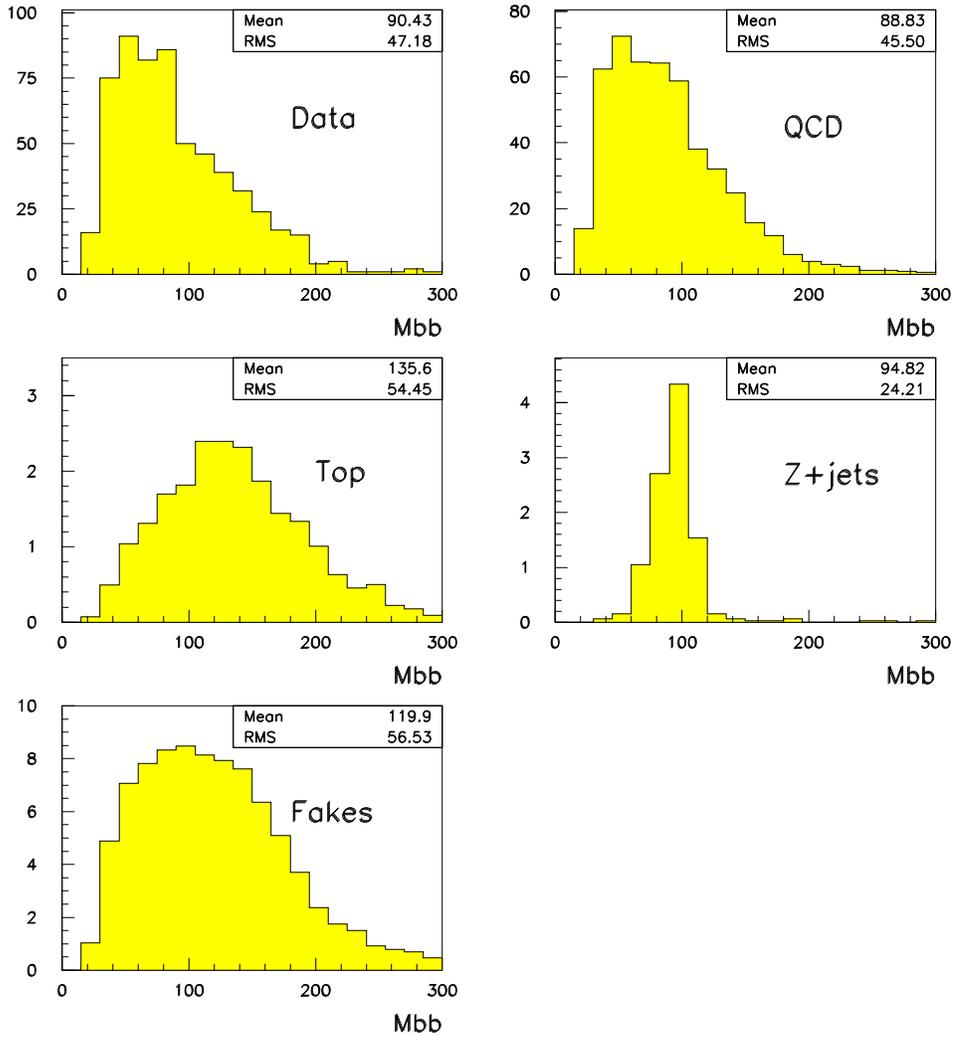
La Figura 7.4 muestra el espectro de masa invariante para este tipo de sucesos observado en la muestra de datos y el obtenido a partir dos parametrizaciones (una obtenida usando una muestra de jets genéricos y otra usando una muestra de multijets), se observa un buen acuerdo entre ellas.

La Figura 7.5 muestra el espectro de masa invariante para diferentes masas del bosón del *Higgs*. Las distribuciones tienen forma gaussiana con una anchura que viene dominada por la resolución del detector para  $M(jj)$ ,  $\sim 18\%$ . El ajuste gaussiano devuelve una anchura de  $\sim 15 \text{ GeV}/c^2$ . Las colas de estas distribuciones están dominadas por sucesos en los que el bosón  $W$  se desintegra en  $W \rightarrow c\bar{s}$  con el quark  $c$  identificado como quark pesado por el algoritmo de SECVTX, dando lugar a un par  $cb$ , con el jet  $b$  proveniente de la desintegración del *Higgs* (los detalles de este estudio se describen en el apéndice C).

Como dijimos anteriormente la fracción de fondo de QCD es un parámetro libre en el ajuste. La fracción de sucesos del resto de los procesos que contribuyen al fondo es:

$$\gamma_0 \pm \Delta\gamma = (89 \pm 11)/589 = 0.153 \pm 0.018$$

$$\omega_0 \pm \Delta\omega = (26 \pm 7)/589 = 0.044 \pm 0.011$$

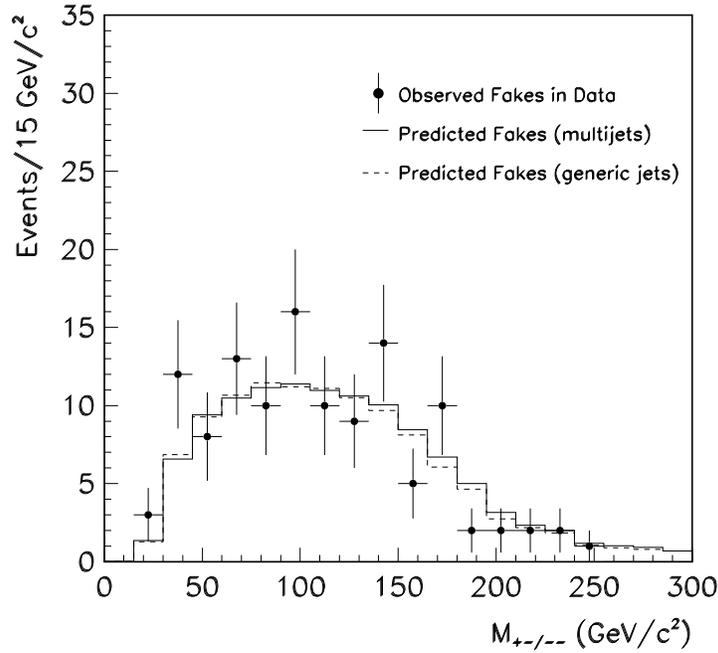


**Figura 7.3:** Distribución de  $M_{b\bar{b}}$  para las distintas contribuciones consideradas en el ajuste para extraer la señal de *Higgs*.

$$\epsilon_0 \pm \Delta\epsilon = (17 \pm 4)/589 = 0.029 \pm 0.007$$

La Figura 7.6 muestra los resultados del ajuste de máxima verosimilitud, para dos valores de masa de *Higgs*. Se muestra la distribución de  $M(b\bar{b})$  en los datos, así como las contribuciones de los distintos procesos obtenidas en el ajuste.

Se repite este ajuste para cada masa del *Higgs* estudiada. Los resultados se muestran en



**Figura 7.4:** Distribución de masa invariante de los dos jets identificados erróneamente como jets  $b$ , ( $+-$  y  $--$ ), observados en los datos (círculos negros) y la distribución predicha por la matriz de parametrización de la tasa de probabilidad (histogramas).

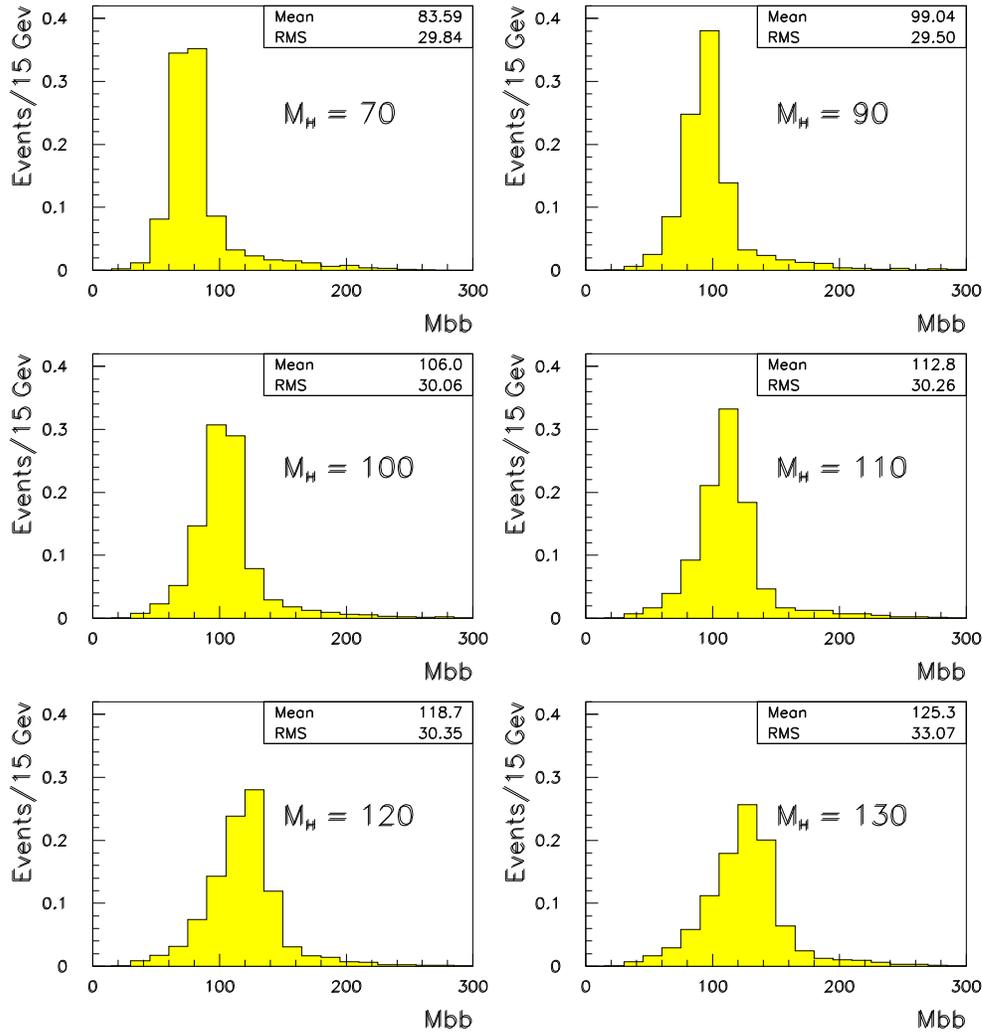
la Tabla 7.1, en ella se muestra también el límite superior encontrado para la sección eficaz de producción:  $\sigma(V + H^0) \cdot BR(H^0 \rightarrow b\bar{b})$ , al 90 % y 95% de nivel de confianza.

### 7.1.2 Ajuste para la señal del *Technicolor*

Debido a los diferentes requisitos topológicos aplicados para este estudio, la muestra de datos seleccionada en este caso consta de 389 sucesos [104, 105].

La Figura 7.7 muestra las distribuciones de masa invariante,  $M(b\bar{b})$ , para los datos y para las distintas contribuciones de fondo. La distribución de la masa invariante para el fondo de sucesos con falsos jets  $b$  identificados se obtiene de igual manera que en el caso del *Higgs*. Se observa que las distribuciones tienen, en general, una masa invariante mayor que en el caso del *Higgs* debido a que aquí el corte en  $\Delta\phi$  elimina gran parte de la contribución de producción QCD vía el proceso de gluón splitting, seleccionando en cambio el proceso de producción directa de quarks pesados que da lugar a una masa invariante del sistema de quarks más alta.

La Figura 7.8 muestra el espectro de masa invariante para diferentes combinaciones de masa de la señal de *Technicolor*. De nuevo la distribución es una gaussiana cuya anchura está dominada por la resolución del detector. La anchura de la gaussiana ajustada está entorno a  $\sim 20$  GeV

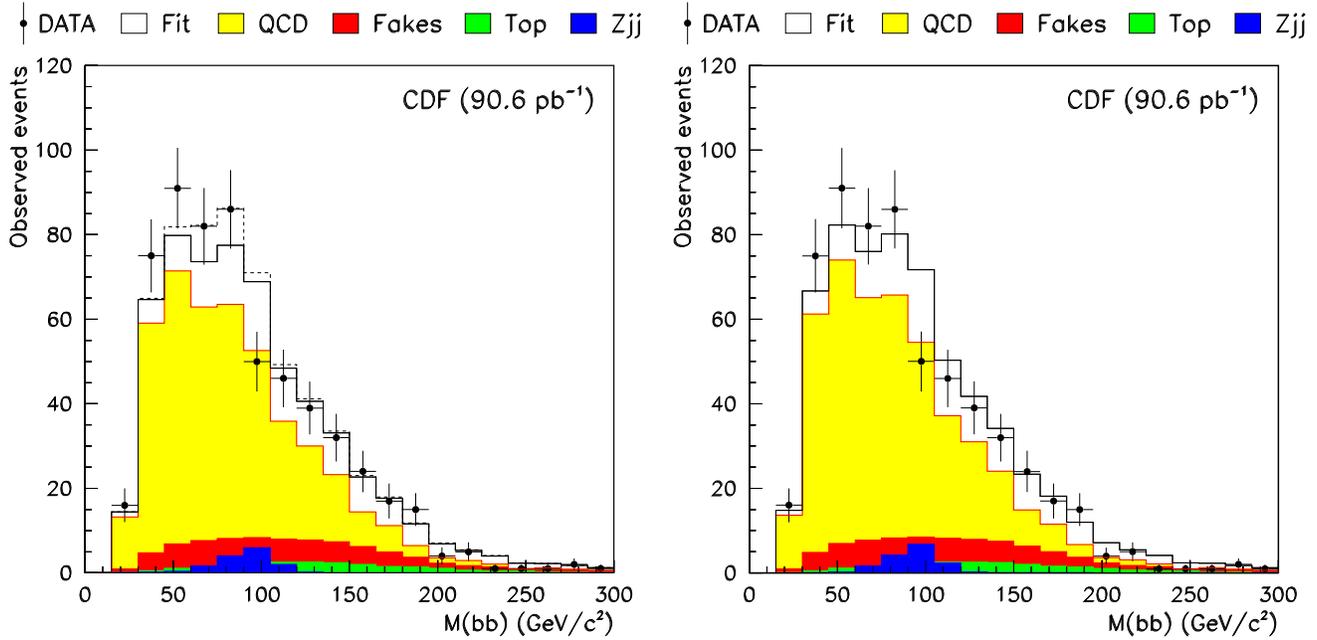


**Figura 7.5:** Distribución de la masa invariante de los dos  $b$  jets identificados en los procesos,  $W^\pm/Z + H^0$  ( $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ ), generados usando PYTHIA para diferentes masas del Higgs.

para todas las combinaciones de masa.

Para la obtención de los límites en la sección eficaz de producción procedemos como en el caso anterior, la fracción de fondo de QCD es un parámetro libre en el ajuste, mientras que la fracción de sucesos del resto de los procesos de fondo en este caso es:

$$\gamma_0 \pm \Delta\gamma = (81 \pm 10)/389 = 0.21 \pm 0.03$$



**Figura 7.6:** Distribución de masa invariante,  $M(b\bar{b})$ , para los datos (círculos). La línea sólida es la suma de QCD, sucesos con falsos jets  $b$ ,  $t\bar{t}$ ,  $Z$  + jets. La figura de la izquierda muestra el resultado del ajuste para  $M(H^0) = 70 \text{ GeV}/c^2$ , el ajuste favorece una pequeña contribución de señal. El histograma sólido es la suma, de todos los fondos y el histograma punteado es la suma de todos los fondos mas la contribución de señal. La figura de la derecha muestra el resultado del ajuste para  $M(H^0) \geq 80 \text{ GeV}/c^2$  donde el ajuste no admite contribución de la señal.

$$\omega_0 \pm \Delta\omega = (25 \pm 4)/389 = 0.06 \pm 0.02$$

$$\epsilon_0 \pm \Delta\epsilon = (8 \pm 2)/389 = 0.02 \pm 0.01$$

La Figura 7.9 muestra las distribuciones de  $M(b\bar{b})$  para los datos y para las distintas contribuciones de señal y fondo. El ajuste de estas últimas a la distribución de datos favore una contribución de señal para todas las combinaciones de masa.

Los resultados del ajuste para cada combinación de masa estudiada se muestran en la Tabla 7.2, la columna 7 en la tabla muestra el límite superior encontrado,  $\sigma_{fitting}$ , al 95% de nivel de confianza.

## 7.2 Incertidumbres sistemáticas

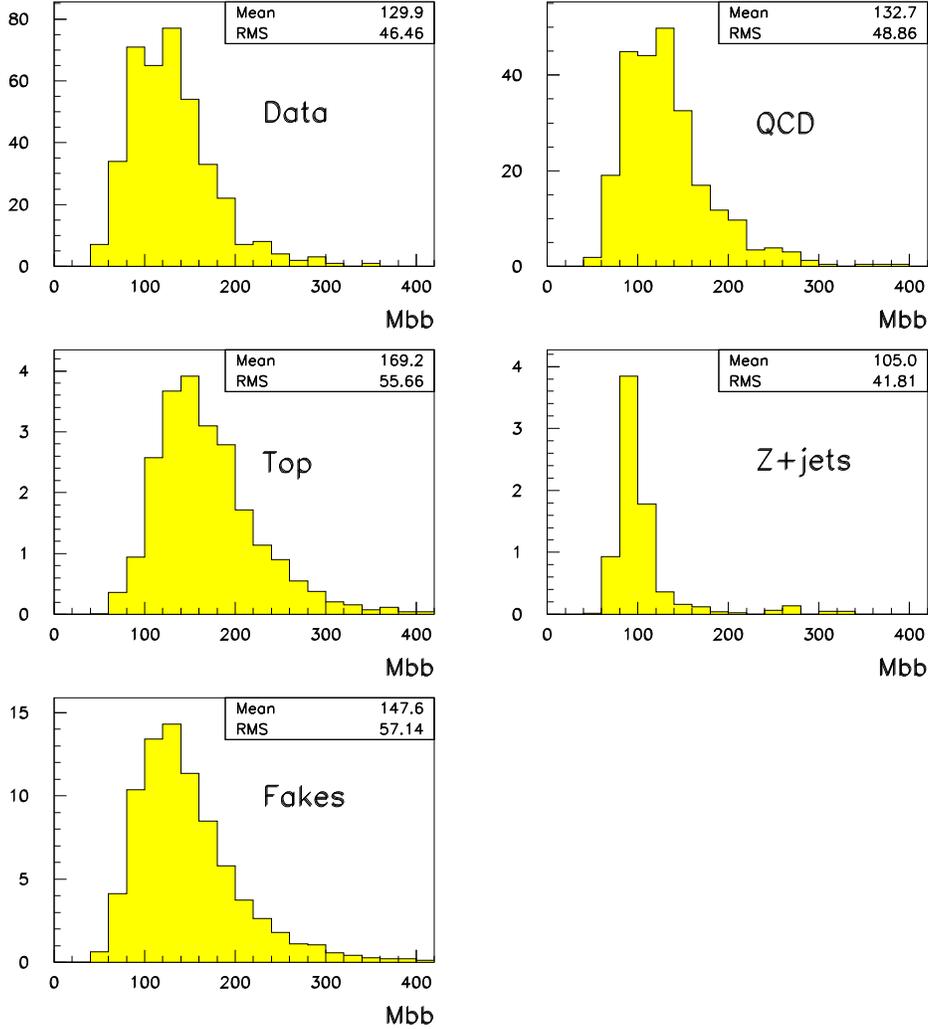
Describimos a continuación las distintas fuentes de errores sistemáticos que afectan a la medida y el método utilizado para incorporarlos en el cálculo del límite. Estas incertidumbres

Mass (GeV/c <sup>2</sup> )	$N^{signal}$ (evts)	$N^{QCD}$ (evts)	$N^{fakes}$ (evts)	$N^{top}$ (evts)	$N^{Zjj}$ (evts)	$\sigma$ (95% C.L.) (pb)	$\sigma$ (90% C.L.) (pb)	$\chi^2/dof$
70	25 ± 24	449 ± 35	83 ± 11	23 ± 7	15 ± 4	98.6	58.6	20.1/18
80	0.0 ± 18	474 ± 27	83 ± 11	22 ± 7	15 ± 4	42.1	34.6	20.8/19
90	0.0 ± 4.7	474 ± 27	83 ± 11	22 ± 7	15 ± 4	23.0	18.3	20.8/19
100	0.0 ± 4.3	474 ± 27	83 ± 11	22 ± 7	15 ± 4	18.2	14.4	20.8/19
110	0.0 ± 4.8	474 ± 27	83 ± 11	22 ± 7	15 ± 4	14.8	11.8	20.8/19
120	0.0 ± 5.7	474 ± 27	83 ± 11	22 ± 7	15 ± 4	13.6	10.9	20.8/19
130	0.0 ± 5.8	474 ± 27	83 ± 11	22 ± 7	15 ± 4	12.6	10.1	20.8/19
140	0.0 ± 7.2	474 ± 27	83 ± 11	22 ± 7	15 ± 4	11.4	9.2	20.8/19

**Tabla 7.1:** Resultado del ajuste de máxima verosimilitud para la señal del *Higgs*.  $N^{signal}$  es la número de sucesos de *Higgs* obtenido en el ajuste.  $N^{fakes}$ ,  $N^{t\bar{t}}$ ,  $N^{Zjj}$  son el número de sucesos de fondo de falsos jets *b*,  $t\bar{t}$  y *Z* + jets respectivamente. Las contribuciones de fondo se fijaron a 89 sucesos esperados para los falsos jets *b*, 26 sucesos esperados para  $t\bar{t}$  y 17 sucesos esperados para *Z* + jets. La contribución de QCD,  $N^{QCD}$ , se obtiene como resultado del ajuste. Las tres últimas columnas muestran los valores de los límites superiores a la sección eficaz de producción, encontrados al 95% y 90% de nivel de confianza y el  $\chi^2$  del ajuste. Sólo incertidumbre estadísticas son consideradas.

afectarán tanto a la tasa de sucesos de señal esperados, es decir a la eficiencia, como a las formas de las distribuciones utilizada para extraer los límites. Para obtener el valor de la incertidumbre debida a cada efecto se recalculan los límites a partir de las nuevas eficiencias y distribuciones obtenidas tras variar en  $\pm 1\sigma$  las distintas fuentes de error. El cálculo del valor de la incertidumbre debido a la luminosidad y a la identificación del jet *b* se realiza de manera diferente como se explica a continuación.

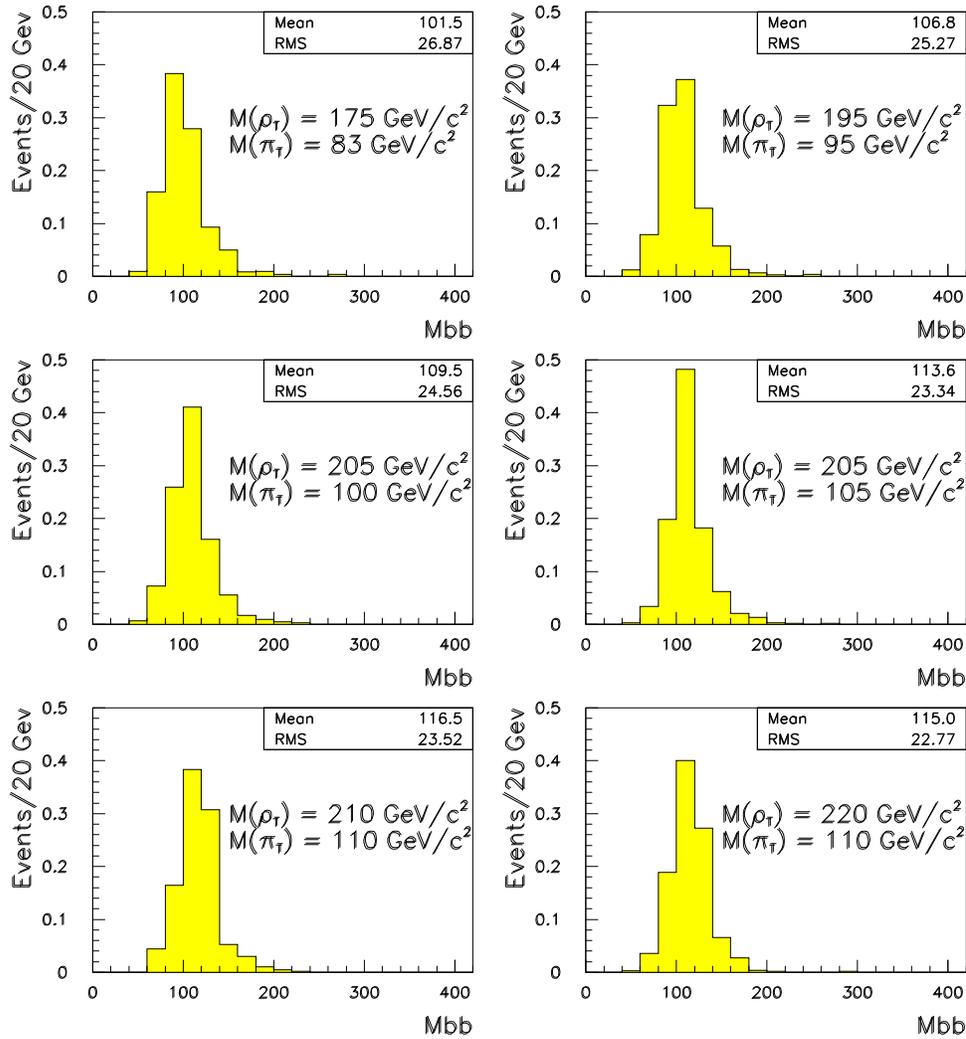
Para establecer los límites de producción del *Higgs* estimaremos el valor de las incertidumbres para cada masa independientemente. En el caso del *Technicolor* estudiamos también las incertidumbres para varias combinaciones de masas pero utilizaremos la mayor de todas ellas en el cálculo del límite para todas las masas.



**Figura 7.7:** Distribución de  $M_{b\bar{b}}$  para las diferentes contribuciones consideradas en el ajuste para extraer la señal de Technicolor.

### 7.2.1 Distintas fuentes de incertidumbre sistemática

Los efectos dominantes se deben a la incertidumbre en el modelado de la radiación de QCD en los generadores Monte Carlo actuales, la incertidumbre en la eficiencia de identificación de jets  $b$  y finalmente la incertidumbre en la forma de modelar las distribuciones cinemáticas de sucesos QCD.

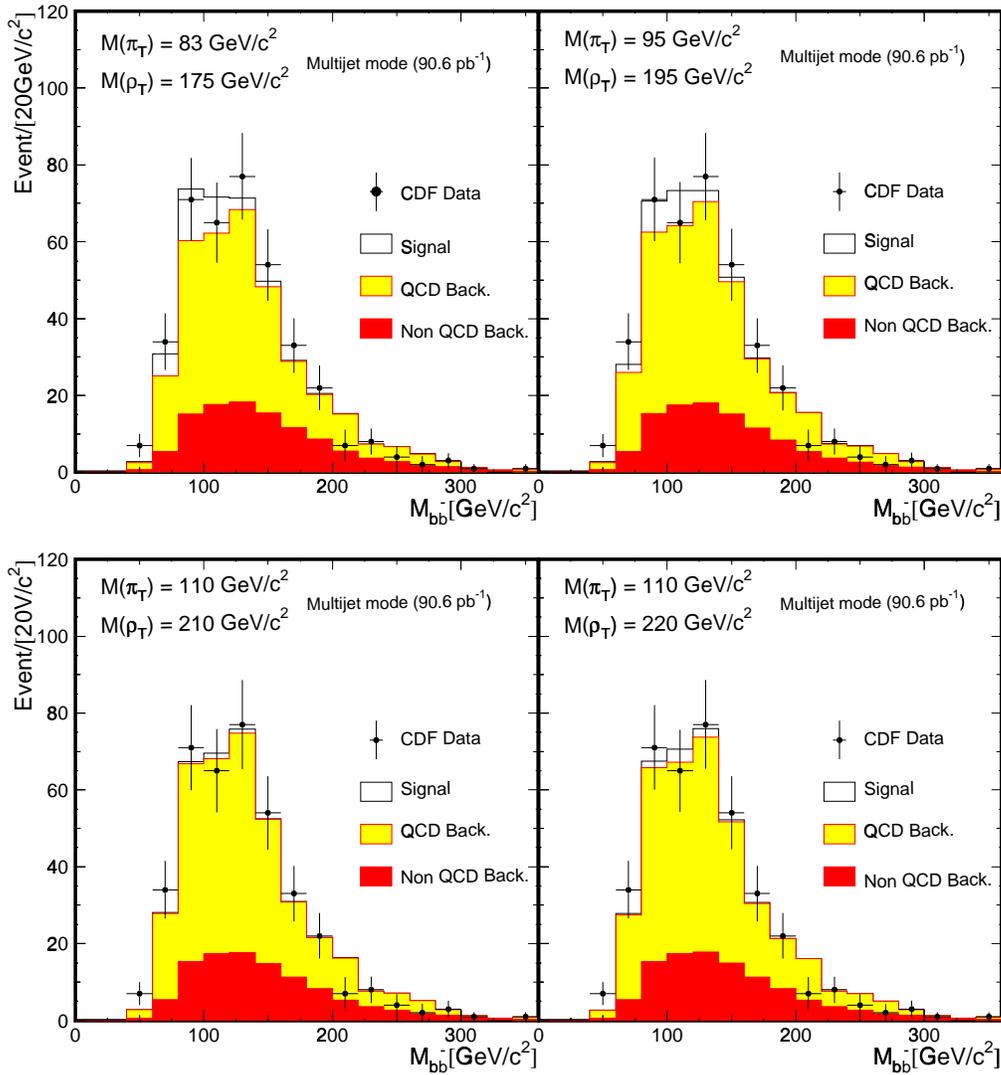


**Figura 7.8:** Distribuciones de masa invariante  $M(b\bar{b})$  para diferentes combinaciones de masa del  $\rho_T$  y  $\pi_T$  del Technicolor

Las Tablas 7.3 y 7.4 resumen los resultados del estudio de las incertidumbres sistemáticas, que pasamos a describir a continuación, para el caso del *Higgs* y del *Technicolor* respectivamente.

### Modelado de la radiación de gluones

La radiación de gluones afecta al número de jets en el estado final y a la energía de los mismos. Por tanto, afectarán tanto a la eficiencia de selección como a la forma de las distribuciones



**Figura 7.9:** Resultado del ajuste de la distribución de masa invariante  $M(b\bar{b})$  para la búsqueda de Technicolor en el canal hadrónico. Las figuras de arriba muestran el resultado para combinaciones  $M(\pi_T)=83(95) \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\rho_T)=175(195) \text{ GeV}/c^2$  izquierda(derecha). Las figuras de abajo son para la combinación  $M(\pi_T)=110 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\rho_T)=210(220) \text{ GeV}/c^2$  respectivamente. Los histogramas muestran de forma acumulativa las distintas contribuciones de fondo y de la señal. El  $\chi^2/\text{dof}$  del ajuste es  $\sim 0.78$

$M_{\pi_T}/M_{\rho_T}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$N^{TC}$ (evts)	$N^{qcd}$ (evts)	$N^{fakes}$ (evts)	$N^{top}$ (evts)	$N^{Zjj}$ (evts)	$\sigma_{fitting}^{limit}$ (pb)	$\chi^2/Dof$
83/175	34 ± 42	246 ± 36	81 ± 10	23 ± 6	8 ± 2	436	10.2/14
95/195	23 ± 31	258 ± 38	80 ± 10	22 ± 6	8 ± 2	171	10.8/14
100/205	7 ± 27	266 ± 39	79 ± 10	21 ± 6	8 ± 2	109	10.8/14
105/205	0.3 ± 5.8	284 ± 35	79 ± 10	20 ± 6	9 ± 2	105	10.9/14
110/210	3 ± 16	281 ± 39	79 ± 10	21 ± 6	9 ± 2	104	10.9/14
110/220	7 ± 20	275 ± 39	79 ± 10	21 ± 6	8 ± 2	78	10.9/14

**Tabla 7.2:** Resultado del ajuste usando una función de máxima verosimilitud.  $N^{TC}$  y  $N^{QCD}$  son el número de sucesos de señal y de fondo QCD obtenidos en el ajuste. Las últimas dos columnas muestran el límite en la sección eficaz,  $\sigma_{fitting}$ , al 95% de nivel de confianza y  $\chi^2$  del ajuste, respectivamente. Sólo incertidumbre estadísticas son tenidas en cuenta.

de masa invariante del sistema  $b\bar{b}$ . Para estimar el error asociado debido a este efecto, generamos muestras de sucesos Monte Carlo con y sin radiación para las distintas masas y procesos (*Higgs* y *Technicolor*). Con estas dos muestras se calculan las eficiencias, se obtienen las nuevas distribuciones de masa invariante y se calculan los límites usando el ajuste de máxima verosimilitud. La magnitud de este efecto,  $\Delta_{rad}$ , se define como la semidiferencia de los resultados obtenidos:

$$\Delta_{rad} = \frac{\sigma_{95\%C.L.}^{rad} - \sigma_{95\%C.L.}^{nrad}}{2 \cdot \sigma_{95\%C.L.}^{rad}}$$

$\Delta_{rad}$  varía entre  $\sim 10\%$  y  $\sim 20\%$  para las distintas masas del *Higgs*, ver Tabla 7.3. Para los procesos de *Technicolor*  $\Delta_{rad}$  es  $\sim 8\%$  para combinaciones de masas bajas, mientras que para el resto es de  $\sim 22\%$ , ver Tabla 7.4.

### Identificación de jets $b$

La incertidumbre debido a la eficiencia del etiquetado de jets  $b$  es debida principalmente a la incertidumbre en el código de degradación (ó factor de escala) como se explicó en la sección 6.3. El error estimado es de  $\sim 18\%$  y es independiente del proceso estudiado y de las masas consideradas.

### La escala de energía de los jets

La incertidumbre en la escala de energía fué discutida en detalle en el capítulo 4, ver Figura 4.4. Para cuantificar su efecto en nuestro estudio, se varió la energía de los jets en  $\pm 1\sigma$  ( $\pm 10\% E_T^{jet}$ ) [111]. Tras rehacer los ajustes definimos la incertidumbre asociada a la escala de energía de los jets como:

$$\Delta_{energy} = \frac{\sigma_{95\%C.L.}^{\pm\sigma} - \sigma_{95\%C.L.}^{\pm\sigma}}{\sigma_{95\%C.L.}}$$

Las Tablas 7.3 y 7.4 muestran el resultado para el caso del *Higgs* y de *Technicolor* respectivamente.

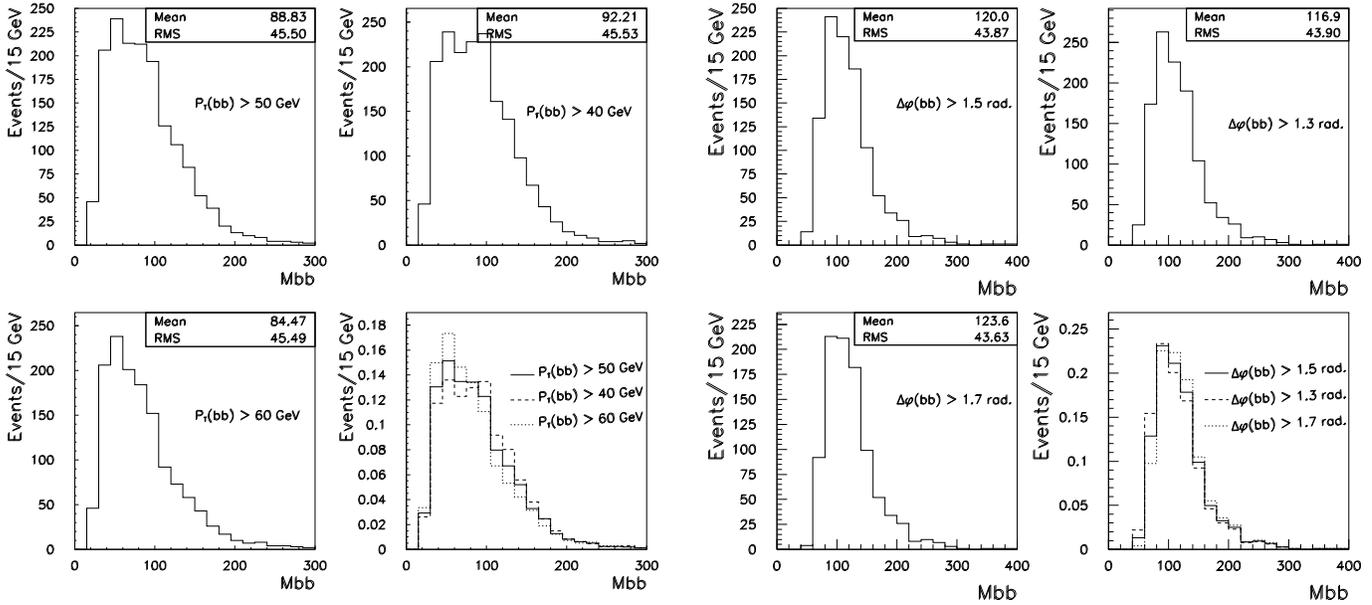
### Forma de las distribuciones cinemáticas de QCD

Como hemos visto, los actuales generadores Monte Carlo de producción de quarks pesados en QCD no reproducen adecuadamente la proporción relativa de los diferentes procesos (producción directa, excitación de sabores y *gluon splitting*). Existe sólo un acuerdo cualitativo con los datos del Tevatron. Estudiaremos el efecto de variar la cantidad relativa de estas componentes y tomaremos la diferencia entre los límites obtenidos como el valor de la incertidumbre sistemática asociada a este hecho. Una forma de modificar la abundancia relativa de cada componente en QCD es variando el criterio de selección,  $P_T(b\bar{b})$  y/o  $\Delta\phi(b\bar{b})$ , que está estrechamente ligado a la selección/rechazo de las distintas componentes de QCD. La Figura 7.10 muestra como varían las distribuciones de la masa invariante del sistema  $b\bar{b}$  cuando variamos el valor del corte topológico. Se obtienen masas ligeramente más altas o más bajas, indicando un mayor contenido de producción directa o *gluon splitting* respectivamente, dependiendo del valor del corte aplicado.

Esta incertidumbre varía entre 4% y 16% dependiendo de las masas del *Higgs*, ver Tabla 7.3. Para el caso del *Technicolor* también varía con las distintas combinaciones de masa entre 5% y 10%, ver Tabla 7.4.

### Luminosidad

La luminosidad en CDF está monitorizada por un conjunto de 16 centelleadores, BBC. Los contadores BBC se saturan para una luminosidad del Tevatron de  $5 \times 10^{30} cm^{-2} s^{-1}$ . Además se necesitan correcciones para tener en cuenta las interacciones múltiples que ocurren en el acelerador. Controles adicionales de la luminosidad indican que estas correcciones dan como resultado una luminosidad integrada que es 3-7% más baja que el valor real, por tanto para el Run 1B se asigna una incertidumbre de 7%.



**Figura 7.10:** Distribuciones de  $M_{b\bar{b}}$  para sucesos de QCD cuando se varía el valor de los cortes topológicos para el Higgs (figuras de la izquierda) y para el Technicolor (figuras de la derecha).

### Estadística finita del Monte Carlo

Este efecto tiene en cuenta las fluctuaciones en el número de sucesos de cada intervalo de las distribuciones de masa invariante para cada templete de masa, debido a la estadística de la muestra Monte Carlo utilizada. Para el cálculo del error, rehicimos los ajustes usando una función de máxima verosimilitud que incluye los efectos de la estadística limitada del Monte Carlo [112] para el fondo y la señal.

$$\mathcal{L}^* = -\ln \mathcal{L} = -\ln(\mathcal{L}^{data} \mathcal{L}^{QCD} \mathcal{L}^{signal} \mathcal{L}^{fakes} \mathcal{L}^{t\bar{t}})$$

donde  $\mathcal{L}^x$  representa el término de Poisson correspondiente al número de sucesos Monte Carlo generados. Las incertidumbres típicas están entorno a 5%.

### Normalización de los diferentes procesos de fondo

Hemos variado el valor medio estimado de sucesos de fondo en  $\pm\sigma$  y rehecho los ajustes. La incertidumbre encontrada es del orden de  $\sim 2\%$ .

### Eficiencia del *trigger*

Una vez estimada la incertidumbre en la eficiencia del *trigger* tal y como se explicó en el

Sistemática	$M_{H^0}$ (GeV/c <sup>2</sup> )							
	70	80	90	100	110	120	130	140
Luminosidad	7.3 %	7.3 %	7.3 %	7.3 %	7.3 %	7.3%	7.3 %	7.3 %
Energía de Jet	8 %	14.6 %	8.7 %	5.2 %	3.9 %	1.5%	0.9 %	2.5 %
B-tagging	17.5 %	17.5 %	17.5 %	17.5 %	17.5 %	17.5%	17.5 %	17.5 %
Radiación de gluones	5.9 %	17.8 %	16.9 %	16.5 %	13.3 %	10.6%	12.7 %	10.2 %
Estadística del MC	14.8%	4.4 %	1.7 %	3.1 %	3.9 %	4.2%	4.5 %	4.9 %
Fondo	2.4%	2.0 %	0.5 %	1.2 %	1.9 %	2.8%	3.1 %	4.0 %
Forma del fondo	5.7%	3.9 %	4.5 %	6.8 %	13.6 %	16.2%	16.4 %	16.2 %
TOTAL	26.3 %	30.1 %	27.0 %	26.4 %	27.1 %	27.2%	28.2 %	27.2 %

**Tabla 7.3:** Valor de las incertidumbres sistemáticas en función de la masa del *Higgs* para las distintas fuentes de incertidumbre (canal hadrónico).

capítulo 6, rehacemos los ajustes con estas nuevas eficiencias y obtenemos el límite al 95% de nivel de confianza. Para el caso del *Higgs* esta incertidumbre es despreciable para masas altas, mientras que para los procesos de *Technicolor* es  $\sim 5\%$ .

### 7.2.2 Inclusión de las incertidumbres sistemáticas en el límite

Para incorporar las incertidumbres sistemáticas en el cálculo del límite estudiamos dos métodos. Ambos dan un resultado similar.

- Primer método:

Se convoluciona la función de verosimilitud con una función gaussiana que tiene una desviación estándar  $\sigma = \Delta\alpha$

$$\mathcal{L}(\alpha) = \int_0^\infty \mathcal{L}(\alpha') \mathcal{G}(\alpha - \alpha', \Delta\alpha) d\alpha' \quad (7.5)$$

siendo  $\alpha$  la sección eficaz de producción de la señal que estamos buscando.

La Figura 7.11 muestra la función de verosimilitud antes y después de la convolución con la función gaussiana para los dos tipos de señal. El límite al 95% de nivel de confianza incluyendo los errores sistemáticos se obtiene de la forma ya explicada.

Sistemática	
Luminosidad	4 %
Energía del jet	14 %
$b$ -tagging	17%
Radiación de gluones	22%
Estadística del MC	5%
Fondo	2%
Eficiencia de <i>trigger</i>	5%
Forma del fondo	10%
TOTAL	34 %

**Tabla 7.4:** Valor de la incertidumbre sistemática para las distintas contribuciones a la misma, en el caso de *Technicolor*. Usaremos el valor de 34% para todas las combinaciones de masa (canal hadrónico).

- Segundo Método:

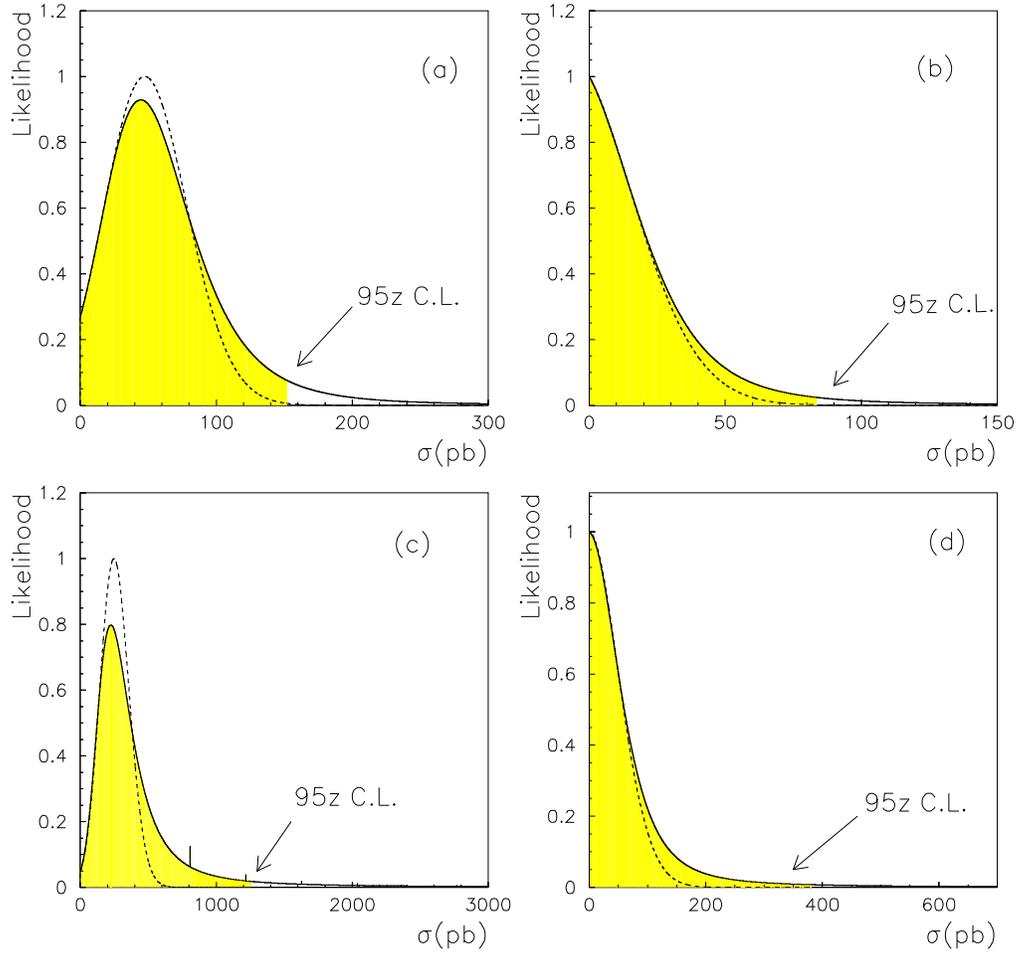
Se incorporan separadamente las incertidumbres que afectan a la normalización y las que afectan a la forma de las distribuciones. El efecto de cada incertidumbre sistemática,  $\beta$ , puede ser introducido en la función de verosimilitud de la siguiente manera:

$$\mathcal{L}^*(\sigma) = \int \mathcal{L}(\sigma, \beta) \mathcal{G}(\beta) d\beta \quad (7.6)$$

siendo  $\sigma$  la sección eficaz para los sucesos de señal.  $\mathcal{L}(\sigma, \beta)$  contiene toda la información estadística para una asunción dada en  $\beta$ , y  $\mathcal{G}(\beta)$  es una función gaussiana centrada en cero y de anchura igual a  $\beta$ . Integrando en función de  $\beta$ , la función  $\mathcal{L}^*$  es una función de  $\sigma$  y puede ser usada para obtener el límite al 95% de nivel de confianza.

Cuando las incertidumbres sistemáticas afectan únicamente a la normalización, podemos escribir el efecto de cada incertidumbre de la siguiente manera:

$$\beta = \left( \frac{s - s_0}{\sigma_s} \right)$$



**Figura 7.11:** Funciones de verosimilitud (línea punteada) convolucionadas con la incertidumbre sistemática (línea sólida). (a) para  $M(H^0) = 70 \text{ GeV}/c^2$ , (b) para  $M(H^0) = 80 \text{ GeV}/c^2$ , (c) para una combinación de masa del Technicolor  $M(\rho_T) = 175 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\pi_T) = 83 \text{ GeV}/c^2$ , y (d) para  $M(\rho_T) = 205 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\pi_T) = 105 \text{ GeV}/c^2$ . El área amarilla es el 95% del área total bajo la curva.

donde  $s$  es la incertidumbre sistemática. Si además suponemos que  $\mathcal{L}(\sigma, s) = \mathcal{L}(\sigma \cdot s)$  podemos escribir:

$$\mathcal{L}^*(\sigma) = \int \mathcal{L}(\sigma \cdot \beta) \mathcal{G}\left(\frac{s - s_0}{\sigma_s}\right) \frac{ds}{\sigma_s} \quad (7.7)$$

cambiando la variable de integración:

$$\sigma_0 = \frac{\sigma \cdot s}{s_0}$$

obtenemos una expresión más familiar de la ecuación 7.5

$$\mathcal{L}^*(\sigma) = \int_0^\infty \mathcal{L}(\sigma_0 \cdot s_0) \mathcal{G} \left( \frac{\sigma - \sigma_0}{\frac{\sigma \cdot \sigma_s}{s_0}} \right) \frac{d\sigma_0}{\frac{\sigma \cdot \sigma_s}{s_0}} \quad (7.8)$$

Para el caso de las incertidumbres que afectan a la forma de la distribución esta aproximación no es del todo justificable, por lo que habría que utilizar la ecuación 7.6. Para calcular esta integral se necesita primero obtener la función  $\mathcal{L}(\sigma, \beta)$ . Esto es muy laborioso puesto que hay que hacer la integral sobre todos los valores de  $\beta$ , por ejemplo, para el caso de la incertidumbre debida a la radiación de QCD, no solo habría que tener muestras de señal con y sin radiación sino que también necesitaríamos muestras para  $1/2, 3/4, 52/17$ , etc. veces lo que uno considera una  $\sigma_{rad.}$ , lo que resulta imposible desde un punto de vista práctico. Lo que hacemos es calcular el valor de la incertidumbre sistemática en tres puntos de la función de verosimilitud:  $\mathcal{L}_0 \equiv \mathcal{L}(\sigma, \beta = 0)$  y  $\mathcal{L}_{\pm 1} \equiv \mathcal{L}(\sigma, \beta = \pm 1)$ . Con estos tres puntos representaremos la función total mediante una parábola que pase a través de ellos, es decir:

$$\mathcal{L}(\sigma, \beta) = \mathcal{L}_t + \left( \frac{\mathcal{L}_{+1} - \mathcal{L}_{-1}}{2} \right) \beta + \left( \frac{\mathcal{L}_{+1} - \mathcal{L}_{-1}}{2} - \mathcal{L}_0 \right) \beta^2 \quad (7.9)$$

Esta función la usamos en la ecuación 7.6. Tras integrar, obtenemos:

$$\mathcal{L}^*(\sigma) = \int \mathcal{L}(\sigma, \beta) G(\beta) d\beta = \mathcal{L}_t + \left( \frac{\mathcal{L}_{+1} - \mathcal{L}_{-1}}{2} - \mathcal{L}_0 \right) \quad (7.10)$$

Si esto lo generalizamos para  $n$  fuentes de incertidumbre la expresión 7.10 se convierte en:

$$\mathcal{L}^* = \mathcal{L}^0 + \sum_{i=1}^n \left( \frac{\mathcal{L}_{+1} - \mathcal{L}_{-1}}{2} - \mathcal{L}_0 \right) \quad (7.11)$$

Como dijimos, los dos métodos dan un resultado similar: la diferencia es del orden de  $\mathcal{O}(1-2)$  pb. Hemos utilizado los resultados obtenidos con el último método, ligeramente más

Mass (GeV/ $c^2$ )	$\sigma^{signal}$ (pb)	$N^{QCD}$ (events)	$N^{fakes}$ (events)	$N^{top}$ (events)	$N^{Zjj}$ (events)	$\sigma$ (95% C.L.) (pb)	$\sigma$ (90% C.L.) (pb)	$\chi^2/dof$
70	$44 \pm 42$	$449 \pm 35$	$83 \pm 11$	$23 \pm 7$	$15 \pm 4$	117.3	102.9	20.1/18
80	$0.0 \pm 25$	$474 \pm 27$	$83 \pm 11$	$22 \pm 7$	$15 \pm 4$	53.2	44.1	20.8/19
90	$0.0 \pm 5.4$	$474 \pm 27$	$83 \pm 11$	$22 \pm 7$	$15 \pm 4$	28.9	22.9	20.8/19
100	$0.0 \pm 4.2$	$474 \pm 27$	$83 \pm 11$	$22 \pm 7$	$15 \pm 4$	22.8	18.0	20.8/19
110	$0.0 \pm 3.6$	$474 \pm 27$	$83 \pm 11$	$22 \pm 7$	$15 \pm 4$	18.7	14.9	20.8/19
120	$0.0 \pm 3.7$	$474 \pm 27$	$83 \pm 11$	$22 \pm 7$	$15 \pm 4$	17.6	14.1	20.8/19
130	$0.0 \pm 3.5$	$474 \pm 27$	$83 \pm 11$	$22 \pm 7$	$15 \pm 4$	16.7	13.5	20.8/19
140	$0.0 \pm 3.8$	$474 \pm 27$	$83 \pm 11$	$22 \pm 7$	$15 \pm 4$	15.3	12.5	20.8/19

**Tabla 7.5:** Resultado del ajuste usando el método de máxima verosimilitud. Las ultimas tres columnas muestran el límite obtenido para la sección eficaz de producción del *Higgs* al 95% y 90% de nivel de confianza una vez incluidas las incertidumbre sistemáticas y el  $\chi^2$  del ajuste (canal hadrónico).

conservador, para establecer los límites de producción del *Higgs*. Para el caso del *Technicolor* la diferencia entre ambos resultados es totalmente despreciable.

Los límites superiores en las secciones eficaces de producción obtenidos una vez incluida la incertidumbre sistemática, se muestran en la Tabla 7.5 para la señal de *Higgs* y en la Tabla 7.6 para la señal de *Technicolor*. En las tablas volvemos a mostrar los resultados del ajuste, que como se observa no cambian al incluir las incertidumbres sistemáticas. La Figura 7.12 muestra el límite al 95% de nivel de confianza obtenido para la señal del *Higgs*. Se muestra también el límite obtenido en el canal leptónico y el resultado de la combinación de ambos canales, de los cuales hablaremos seguidamente.

Los resultados obtenidos en la sección eficaz para los dos procesos estudiados son más altos que las predicciones teóricas, con lo que no podemos acotar ninguno de los dos modelos en masa.

$M_{\pi T}/M_{\rho T}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$\sigma_{fitting}^{experimental}$ (pb)	$N_{qcd}$	$N_{fakes}$	$N^{top}$	$N^{Zjj}$	$\sigma_{fitting}^{limit}$ (pb)	$\sigma_{fitting}^{theory}$ (pb)	$\chi^2/Dof$
83/175	233 ± 288	246 ± 36	81 ± 10	23 ± 6	8 ± 2	1214	22.4	10.2/14
95/195	74 ± 101	258 ± 38	80 ± 10	22 ± 6	8 ± 2	613	12.3	10.8/14
100/205	17 ± 64	266 ± 39	79 ± 10	21 ± 6	8 ± 2	257	9.8	10.8/14
105/205	0.87 ± 53	284 ± 35	79 ± 10	20 ± 6	9 ± 2	375	8.2	10.9/14
110/210	10 ± 54	281 ± 39	79 ± 10	21 ± 6	9 ± 2	388	7.3	10.9/14
110/220	17 ± 44	275 ± 39	79 ± 10	21 ± 6	8 ± 2	362	6.6	10.9/14

**Tabla 7.6:** Resultado del ajuste usando el método de máxima verosimilitud. Las últimas tres columnas son el límite superior al 95% de nivel de confianza obtenido para la sección eficaz de producción de *Technimesons* una vez incluidas las incertidumbre sistemáticas, la predicción teórica y el  $\chi^2$  del ajuste.

### 7.3 Límites para el canal de Lepton + jets

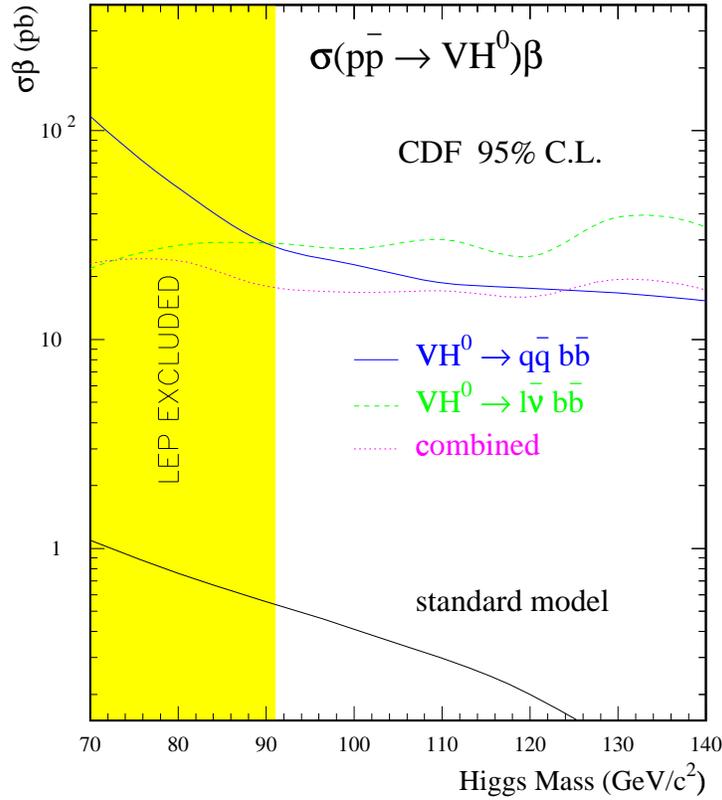
En esta sección describiremos brevemente la forma de calcular el límite en este canal para cada una de las dos señales buscadas, y mostraremos los resultados obtenidos.

#### 7.3.1 Límites para el *Higgs*

Para extraer el límite en función de la masa del *Higgs* [113, 114] se utilizará una función de verosimilitud para ajustar la masa invariante de los dos jets de más alto momento reconstruidos. Se supone que la muestra de datos seleccionada está formada por sucesos QCD ( $Wb\bar{b}$ ,  $Wc\bar{c}$ ,  $Wc$ , falsos jets identificados como  $b$  y otras contribuciones pequeñas), top ( $t\bar{t}$  y  $t\bar{b}$ ) y sucesos de señal  $WH^0$ . Este tipo de ajuste se aplica a las dos selecciones estudiadas: sucesos con un sólo jet  $b$  y sucesos con dos jets  $b$  identificados. El número de sucesos en cada intervalo de la distribución de masa invariante es:

$$\mu = f_{QCD} \cdot N_{QCD} + f_{top} \cdot N_{top} + f_{H^0} \cdot (\varepsilon \cdot L \cdot \sigma_{WH^0}) \quad (7.12)$$

donde  $f_{QCD}$ ,  $f_{top}$ ,  $f_{H^0}$  son las fracciones de sucesos esperadas en ese intervalo de masa predichas por el Monte Carlo.  $N^{QCD}$ ,  $N^{top}$  son el número de sucesos esperados de QCD y top.  $\varepsilon$ ,  $L$



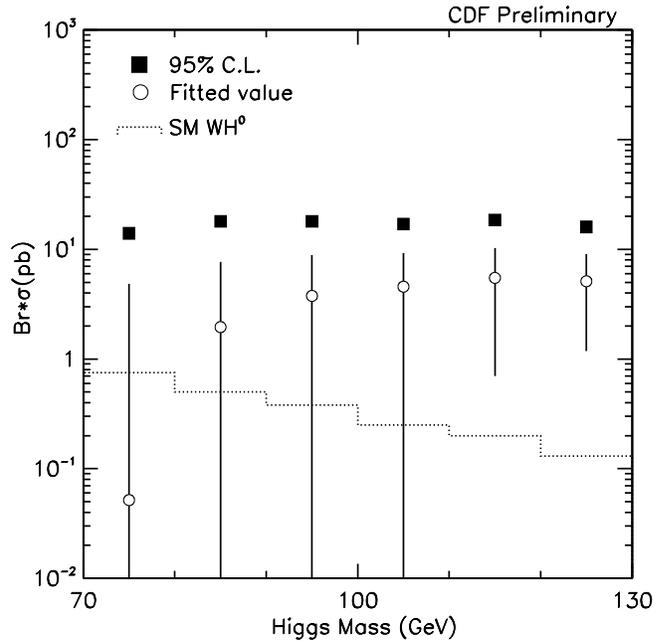
**Figura 7.12:** Límite superior al 95% de nivel de confianza para  $\sigma(\bar{p}p \rightarrow VH) \cdot \beta$  donde  $\beta = \mathcal{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$ . La figura muestra también el límite obtenido para el canal leptónico y la combinación de ambos.

y  $\sigma_{WH^0}$  son: la eficiencia, la luminosidad y la sección eficaz de producción para el  $WH^0$ . La expresión de la función de verosimilitud es:

$$T = \mathcal{G}(L, \bar{L}, \sigma_L) \cdot \mathcal{G}(N^{QCD}, \overline{N^{QCD}}, \sigma_{QCD}) \cdot \mathcal{G}(N^{top}, \overline{N^{top}}, \sigma_{top}) \cdot \mathcal{G}(\varepsilon, \bar{\varepsilon}, \sigma_\varepsilon) \cdot T_{single} \cdot T_{double} \quad (7.13)$$

donde cada función de verosimilitud es de la forma  $T = \prod P(\mu, N_i)$ ,  $P(\mu, n)$  es la probabilidad de Poisson para observar  $n$  sucesos con un valor esperado de  $\mu$ .  $\mathcal{G}(x, \bar{x}, \sigma)$  representa una función gaussiana en  $x$ , con valor medio  $\bar{x}$  y anchura  $\sigma$ .

La función de verosimilitud incluye las incertidumbres sistemáticas, debidas a las eficiencias de selección de la señal y al cálculo del fondo esperado, a través de las funciones gaussianas. Las principales fuentes de incertidumbre son la radiación del estado final e inicial ( $\pm 20\%$ ), la escala



**Figura 7.13:** Resultado del ajuste para la sección eficaz de producción del *Higgs* (círculos blancos) y el límite al 95% de nivel de confianza (cuadrados negros) en función de la masa del *Higgs*. Estos resultados corresponden al canal leptónico. También se muestra en la figura la sección eficaz teórica de producción del modelo estándar para la producción del *Higgs* en asociación con el *W*.

de energía del jet ( $\pm 10\%$ ), la eficiencia de identificación del jet *b* (9%), la eficiencia del *trigger*, en este caso se tomó el promedio pesado de la eficiencia del *trigger* de electrones y de muones, ( $\pm 5\%$ ) y efectos de resolución del detector ( $\pm 5\%$ ). Además, se estudiaron otras fuentes de error como las debidas a las correcciones de energía en los jets *b* identificados, la forma de la distribución de la masa invariante de los dos jets para sucesos de QCD, sucesos  $t\bar{t}$ , etc.. que resultaron tener un efecto despreciable en el resultado final.

Se establecen límites superiores al 95% de nivel de confianza casi independientes de la masa del *Higgs* considerada, entorno a 15 pb, similares a los del canal hadrónico, ver Figura 7.13. Al igual que para el canal hadrónico, el límite encontrado es 2 órdenes de magnitud mayor que la predicción teórica.

### 7.3.2 Límites para el *Technicolor*

Para calcular los límites de producción de esta señal [71, 105] usaremos la fórmula:

$$\sigma_{95\% C.L. limit} = \frac{N_{95\% C.L.}}{L \cdot \varepsilon_{total} \cdot BR(W \rightarrow l\nu)} \quad (7.14)$$

Utilizando la estadística de Poisson se obtiene el número de sucesos esperados de señal al 95% de nivel de confianza,  $N_{95\% C.L.}$ . El número de sucesos esperado de fondo y señal,  $N_{fondo}$ ,  $N_{signal}$  se obtiene a partir de muestras de sucesos Monte Carlo escogiendo un número al azar a partir de una función de Poisson con valor medio  $N_{fondo}$ ,  $N_{signal}$ . Se incluyen las incertidumbres sistemáticas mediante distribuciones gaussianas. El nivel de confianza, en la determinación del límite, se define como la fracción de veces que se obtiene un número total de sucesos ( $N_{fondo} + N_{signal}$ ) que exceden el número total de sucesos observados. Para obtener el 95% de nivel de confianza se varia el valor de  $N_{sigma}$  hasta alcanzar esta fracción.

Las incertidumbres consideradas en este análisis se muestran en la Tabla 7.7 donde se listan las diferentes fuentes de incertidumbre y el efecto de éstas para 4 combinaciones de masa diferentes.

La Tabla 7.8 muestra el número de sucesos de señal y de fondo estimados, el número de sucesos observados en los datos así como el límite al 95% C.L. del número de sucesos de señal. La tabla muestra también la sección eficaz de producción teórica junto con el límite al 95% de nivel de confianza de la sección eficaz de producción.

En este análisis, se excluye (al 95% de nivel de confianza) una zona del espacio de fases de este modelo de *Technicolor*. Los límites obtenidos para cada combinación de masa se representan en un plano  $M(\rho_T)$ ,  $M(\pi_T)$  para obtener la región excluida, como se muestra en la Figura 7.14. La región excluida está entorno a la zona en que la sección eficaz de producción predicha por el modelo, para  $\rho \rightarrow W\pi_T$  es  $\sim 10$  pb.

## 7.4 Combinación de los resultados en los dos canales

El objetivo de esta sección es obtener un límite combinado de todos los canales de desintegración descritos para cada señal considerada. Describiremos a continuación el procedimiento desarrollado para combinar los resultados de los diferentes análisis.

### 7.4.1 Combinación para el caso del *Higgs*

Para combinar el análisis del canal leptónico con los resultados obtenidos en el canal hadrónico necesitamos hacer unos ligeros cambios en el primero: a) extender el análisis para cubrir toda la región de masa considerada en el canal hadrónico, es decir obtener los resultados

Fuente	$M_{\pi_T}, M_{\rho_T}$ 85,170	$M_{\pi_T}, M_{\rho_T}$ 90,180	$M_{\pi_T}, M_{\rho_T}$ 100,200	$M_{\pi_T}, M_{\rho_T}$ 110,200
Radiación del estado inicial	9 %	10 %	11 %	11 %
Radiación del estado final	15 %	19 %	17 %	15 %
PDFLIB	8 %	6 %	4 %	4 %
Energía del jet	5 %	4 %	1 %	2 %
Eficiencia de <i>trigger</i>	5 %	5 %	5 %	5 %
ID leptón	5 %	5 %	5 %	5 %
b-tagging	9 %	9 %	9 %	9 %
Luminosidad	4 %	4 %	4 %	4 %
Estadística del MC	6 %	6 %	5 %	5 %
TOTAL	25 %	27 %	25 %	24 %

**Tabla 7.7:** Incertidumbre sistemática para la muestra de lepton más jets y para cuatro combinaciones de masa del Technicolor diferentes. La mayor incertidumbre encontrada es un 27%, este valor es el usado para obtener el límite en la sección eficaz de producción al 95% de nivel de confianza.

parciales para las masas  $M_{H^0} = 130 \text{ GeV}/c^2$  y  $M_{H^0} = 140 \text{ GeV}/c^2$ , y (b) transformar los resultados obtenidos para  $WH$  a resultados para  $VH$  donde  $V$  representa los bosones vectoriales  $W^\pm$  y  $Z^0$ .

Para esta transformación necesitaremos evaluar las cantidades siguientes:

$$S = \frac{\sigma(ZH)}{\sigma(WH)}; R = \frac{\varepsilon(ZH)}{\varepsilon(WH)} \quad (7.15)$$

Incluyendo el proceso  $ZH$ , la sección eficaz se escribirá de la siguiente forma:

$$(\sigma(WH) + \sigma(ZH)) \cdot BR(H \rightarrow b\bar{b}) = \frac{N}{\varepsilon_{total} \cdot L \cdot BR(V \rightarrow l\nu)} \quad (7.16)$$

y la eficiencia total será

$$\varepsilon = \frac{N^{after}}{N^{gen}}$$

$M_{(\pi_T, \rho_T)}$ [GeV/c <sup>2</sup> ]	$\sigma_{counting}^{theory}$ [pb]	$\epsilon_{tot.}$ [%]	$N_{exp.}$	$N_{B.G.}$	$N_{obs.}$	$N_{lim.}$	$\sigma_{counting}^{lim.}$ [pb]
80,170	3.7	0.64	2.6	5.4±0.7	5	7.3	10.5
85,170	14.1	0.66	10.2	3.8±0.5	5	8.4	11.7
90,180	15.7	0.69	11.8	5.7±0.8	5	7.1	9.5
95,185	13.0	0.88	12.5	6.4±0.9	6	7.9	8.1
100,190	10.9	0.92	10.9	6.5±0.9	6	7.8	7.8
105,200	9.3	0.94	9.5	7.4±1.0	8	9.5	9.2
110,210	7.4	0.97	7.9	9.8±1.3	13	13.8	13.0
115,210	6.9	1.02	7.7	8.4±1.2	10	11.2	10.0

**Tabla 7.8:** Resumen del resultado obtenido para el modo  $\ell+2j$  para varias combinaciones de masa del  $\pi_T$  y  $\rho_T$ .  $\sigma_{counting}^{theory}$  es la predicción teórica para  $\sigma_{counting}$ .  $\epsilon_{tot.}$  es la eficiencia total,  $N_{exp.}$  es el número esperado de sucesos de señal y  $N_{B.G.}$  es la estimación del número de sucesos de fondo,  $N_{obs.}$  es el número de sucesos observado, y  $N_{lim.}$  y  $\sigma_{counting}^{lim.}$  son los límites al 95% de nivel de confianza obtenidos teniendo en cuenta las incertidumbres sistemáticas.

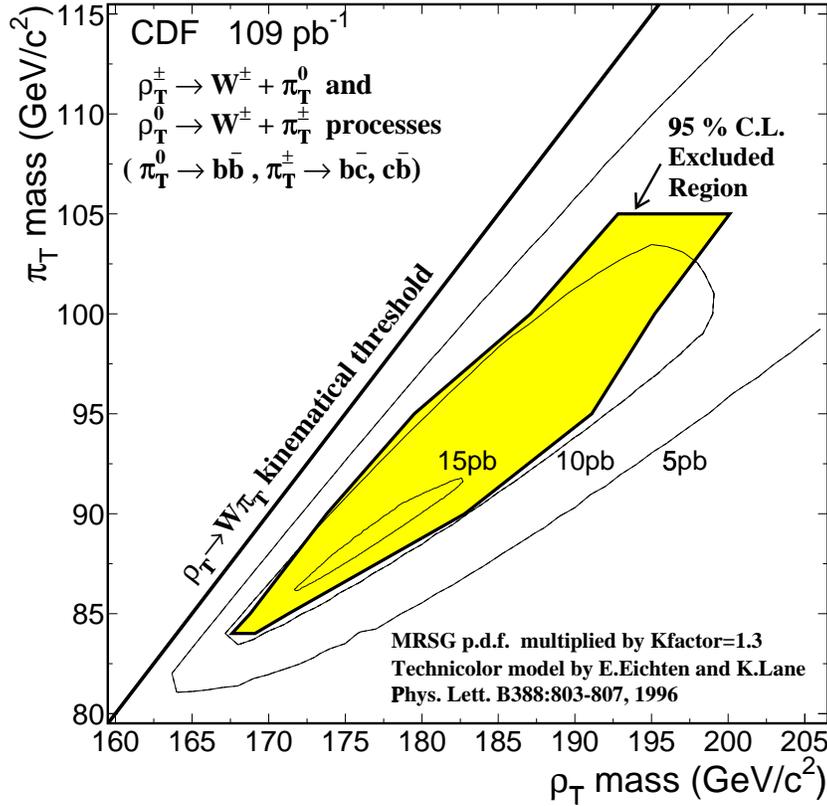
donde  $N^{after}$  es el número de sucesos seleccionados tras aplicar todos los requisitos y  $N^{gen}$  es el número de sucesos generados. Siendo  $N^{gen} = N_{WH}^{gen} + N_{ZH}^{gen}$ , y  $N^{after} = N_{WH}^{after} + N_{ZH}^{after}$  podemos expresar  $\epsilon_{total}$  de la forma siguiente:

$$\epsilon_{total} = \frac{(\sigma_{WH} \cdot \epsilon_{WH} + \sigma_{ZH} \cdot \epsilon_{ZH})L}{(\sigma_{WH} + \sigma_{ZH})L} = \frac{\sigma_{WH} \cdot \epsilon_{WH} \cdot L(1 + R \cdot S)}{\sigma_{WH} \cdot L(1 + S)} = \epsilon_{WH} \cdot \frac{1 + R \cdot S}{1 + S} \quad (7.17)$$

Utilizando esta expresión para la eficiencia total, la sección eficaz se puede escribir:

$$(\sigma_{WH} + \sigma_{ZH}) \cdot BR(H \rightarrow b\bar{b}) = \frac{N}{\epsilon_{WH} \cdot \frac{1+RS}{1+S} \cdot L \cdot BR(V \rightarrow l\nu)} \quad (7.18)$$

Para calcular los nuevos límites cambiamos en la función de verosimilitud el factor  $f_H(\epsilon \cdot \sigma_{WH} \cdot L)$  (ecuación 7.12) por  $f_H(\epsilon \cdot \sigma_{WH}(1 + R \cdot S)/(1 + R) \cdot L)$  y rehacemos los cálculos. Para ello, necesitamos conocer las cantidades  $R$  y  $S$ . La razón entre las secciones eficaces  $ZH$  y  $WH$ ,  $S$ , se calculó a partir de muestras de sucesos Monte Carlo para distintas masas del *Higgs*. Los resultados se muestran en la Tabla 7.9. Para el cálculo de  $R$  se generaron 20000 sucesos  $ZH$ , con un valor de masa del *Higgs* de 110 GeV/c<sup>2</sup>, usando el generador PYTHIA junto con el paquete CLEO para la desintegración del  $b$ . Para agilizar el proceso, se seleccionaron los sucesos con



**Figura 7.14:** La región amarilla muestra la región excluida a un 95% de nivel de confianza en el plano  $M(\pi_T)$ ,  $M(\rho_T)$ . Se muestran también tres contornos de  $\sigma_{counting}^{theory}$  (5, 10, and 15 pb).

un leptón ( $P_T \geq 15$  GeV/c) y se procesó sobre ellos la simulación del detector. Requiriendo la misma selección que para el caso  $WH$  y  $ZH$  encontramos que la eficiencia relativa es  $R = 10 \pm 2\%$  [115]. Se comprobó que para otras masas del *Higgs*, y distintas funciones de estructura los resultados obtenidos eran perfectamente compatibles, lo que nos permitió utilizar una única razón de eficiencias para todas las masas del *Higgs* consideradas. La Figura 7.15 muestra el nuevo resultado para la producción de  $VH$ .

Una vez realizadas estas modificaciones podemos combinar los resultados de ambos canales. Para ello ajustaremos los datos leptón más jets requiriendo un(dos) jet  $b$  identificados y la muestra de datos de multijets con al menos dos jets  $b$  identificados a una combinación de fondo más señal. La nueva función de verosimilitud es:

$$\mathcal{L}^{comb} = T_{single}^{l+j} \cdot T_{double}^{l+j} \cdot T_{double}^{mj}$$

Mass (GeV/c <sup>2</sup> )	$\sigma_{ZH}/\sigma_{WH}$
70	0.60 ± 0.02
80	0.61 ± 0.02
90	0.61 ± 0.02
100	0.63 ± 0.02
110	0.64 ± 0.02
120	0.66 ± 0.02
130	0.66 ± 0.02
140	0.69 ± 0.02

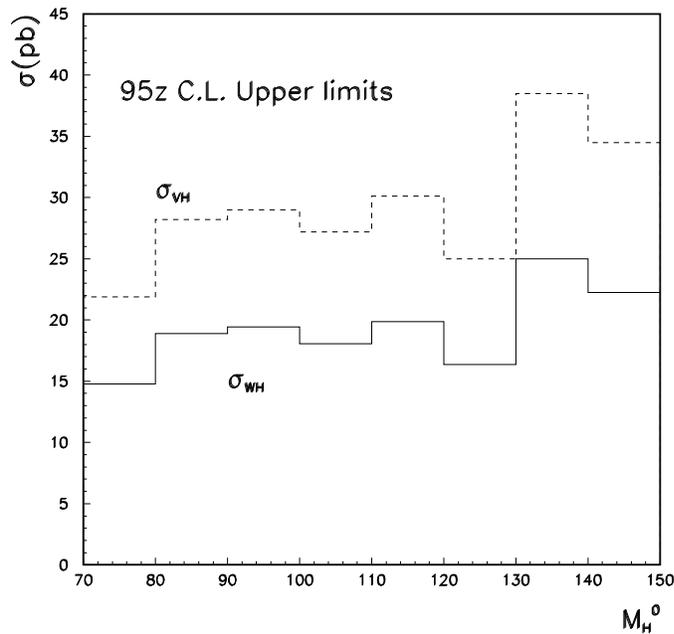
**Tabla 7.9:** La razón entre  $\sigma_{ZH}/\sigma_{WH}$ , obtenida usando el Monte Carlo PYTHIA.

$$\begin{aligned}
& \mathcal{G}(L; \bar{L}, \sigma_L) \cdot \mathcal{G}(\varepsilon_{single}^{l+j}; \bar{\varepsilon}_{single}^{l+j}, \sigma_{\varepsilon_{single}^{l+j}}) \mathcal{G}(\varepsilon^{mj}; \bar{\varepsilon}^{mj}, \sigma_{\varepsilon^{mj}}) \cdot \\
& \mathcal{G}(N_{QCD}^{l+j}; \bar{N}_{QCD}^{l+j}, \sigma_{N_{QCD}^{l+j}}) \cdot \mathcal{G}(N_{t\bar{t}}^{l+j}; \bar{N}_{t\bar{t}}^{l+j}, \sigma_{N_{t\bar{t}}^{l+j}}) \cdot \\
& \mathcal{G}(N_{fakes}^{mj}; \bar{N}_{fakes}^{mj}, \sigma_{N_{fakes}^{mj}}) \cdot \mathcal{G}(N_{t\bar{t}}^{mj}; \bar{N}_{t\bar{t}}^{mj}, \sigma_{N_{t\bar{t}}^{mj}}) \cdot \\
& \mathcal{G}(N_{Zjj}^{mj}; \bar{N}_{Zjj}^{mj}, \sigma_{N_{Zjj}^{mj}})
\end{aligned}$$

donde  $T$  son la funciones de verosimilitud para cada muestra, y  $\mathcal{G}$  son funciones gaussianas que dan cuenta de las incertidumbres sistemáticas en la eficiencia y la normalización de los sucesos de fondo. Los límites combinados se obtienen a partir de la expresión:

$$\mathcal{L}_{tot} = \mathcal{L}^{comb} \times \left( \frac{\mathcal{L}(shape + norm)}{\mathcal{L}(norm)} \right) \quad (7.19)$$

El factor  $\left( \frac{\mathcal{L}(shape + norm)}{\mathcal{L}(norm)} \right)$  corrige la función de verosimilitud combinada incluyendo las incertidumbres en la forma de la distribución presentes sólo en el canal de multijet.  $\mathcal{L}(shapes + norm)$  es la función de verosimilitud, para este canal, que tiene en cuenta las incertidumbres en la forma de la distribución y en la normalización.  $\mathcal{L}(norm)$  incluye sólo la incertidumbre en la normalización. Para calcular el límite al 95% de nivel de confianza tenemos en cuenta las incertidumbres sistemáticas correlacionadas (luminosidad, identificación de jets y radiación de gluones) en ambos canales de desintegración y sin correlacionar (formas de las distribuciones, fondos, etc).



**Figura 7.15:** Límites superiores en la sección eficaz de producción del Higgs,  $\sigma_{WH}$  (línea sólida) y  $\sigma_{VH}$  (línea punteada), al 95% de nivel de confianza usando la muestra de leptón mas jets .

La Tabla 7.10 muestra los resultados obtenidos para cada canal y su combinación. En el resultado obtenido combinando todos los datos disponibles la sección eficaz es casi independiente de la masa del Higgs considerada. Al igual que para los límites individuales el resultado de la combinación no acota el modelo, pero mejora el límite para todas las masas excepto para 130  $\text{GeV}/c^2$  y 140  $\text{GeV}/c^2$ . Esto es debido a fluctuaciones estadísticas (el ligero exceso de sucesos) en los datos del canal leptónico que favorecen la presencia de señal empeorando el resultado.

#### 7.4.2 Combinación para el caso del *Technicolor*

De nuevo, para combinar los resultados obtenidos, en la búsqueda de partículas de *Technicolor* en el canal hadrónico y en el canal leptónico tendremos que modificar el análisis en este último canal. Recordemos que el análisis con la muestra de sucesos leptón más jets es sólo sensible al canal de desintegración  $\rho_T \rightarrow W\pi_T$ , mientras que con la muestra de multijets se es sensible a varios modos de desintegración del  $\rho_T$ , entre ellos los más importantes son  $W\pi_T$  y  $\pi_T\pi_T$ . Además, las combinaciones de masa estudiadas en el análisis de multijets fueron elegidas fuera de la región de sensibilidad del canal leptónico, a fin de ampliar la región de búsqueda en el espacio de parámetros de este modelo.

Así pues, en primer lugar, se extiende el análisis para los datos de leptón más jets a esta

Masa (GeV/c <sup>2</sup> )	$\sigma_{VH}^{lep} \cdot BR(H \rightarrow b\bar{b})$ (pb)	$\sigma_{VH}^{had} \cdot BR(H \rightarrow b\bar{b})$ (pb)	$\sigma_{VH}^{comb} \cdot BR(H \rightarrow b\bar{b})$ (pb)
70	21.9	117.3	23.1
80	28.2	53.2	23.8
90	29.0	28.9	18.0
100	27.2	22.8	16.8
110	30.1	18.6	16.0
120	25.0	17.6	16.0
130	38.5	16.7	19.7
140	34.5	15.3	17.2

**Tabla 7.10:** Límite superior al 95% de nivel de confianza para la sección eficaz de producción de  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow VH)BR(H \rightarrow b\bar{b})$ , para el canal leptónico, el hadrónico y para la combinación de ambos.

nueva región del espacio. Además, para asegurar la compatibilidad de los resultados y extraer los límites de producción usaremos el mismo método que el utilizado en el estudio del canal hadrónico: se ajustará el espectro de masa invariante de los dos jets del suceso a una combinación de fondo más señal vía maximización de la función de verosimilitud. La diferencia con respecto al canal hadrónico es que en este caso el ajuste constará de un único parámetro libre: la sección eficaz de la señal. La normalización de todos los procesos de fondo está bien determinada en esta muestra.

Para este nuevo análisis basado en las distribuciones cinemáticas, la muestra de sucesos utilizada corresponde a la selección de  $W + 2$  jets, sin requerir cortes adicionales, ya que éstos reducen significativamente la estadística de la muestra empeorando la fiabilidad de los ajustes de las distribuciones cinemáticas. Con la selección de  $W + 2$  jets tenemos 42 sucesos observados y  $31.6 \pm 4.3$  sucesos esperados de fondo. La fracción de cada tipo de sucesos de fondo es:

$$\text{Mistag: } \gamma_0 \pm \Delta\gamma = (5.1 \pm 2.0)/42 = 0.12 \pm 0.05$$

$$Wb\bar{b}, Wc\bar{c}: \omega_0 \pm \Delta\omega = (9.4 \pm 2.5)/42 = 0.22 \pm 0.07$$

$$Z + h.f: \epsilon_0 \pm \Delta\epsilon = (1.4 \pm 0.5)/42 = 0.03 \pm 0.01$$

$$Wc: \delta_0 \pm \Delta\delta = (4.6 \pm 1.5)/42 = 0.11 \pm 0.04$$

$$WW, WZ, Z\tau\tau: \psi_0 \pm \Delta\psi = (1.5 \pm 0.5)/42 = 0.04 \pm 0.01$$

$M_{\pi_T}/M_{\rho_T}$ $GeV/c^2$	$\sigma_{theo}$ pb	$\sigma(95\% \text{ C.L.})$ pb
83/175	0.7	50.8
95/195	1.6	15.0
100/205	1.5	13.17
105/205	2.1	8.12
110/210	1.8	7.8
110/220	1.52	9.1

**Tabla 7.11:** Límite superior en la sección eficaz de producción, al 95% de nivel de confianza para  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \rho_T \rightarrow W\pi_T \rightarrow l\nu + 2jets)$ , usando el método de máxima verosimilitud.

$$non - W: v_0 \pm \Delta v = (2.1 \pm 1.3)/42 = -0.05 \pm 0.03$$

$$t\bar{t}: \beta_0 \pm \Delta\beta = (5.1 \pm 1.9)/42 = 0.12 \pm 0.05$$

$$t\bar{b}: \mu_0 \pm \Delta\mu = (2.4 \pm 0.8)/42 = 0.06 \pm 0.02$$

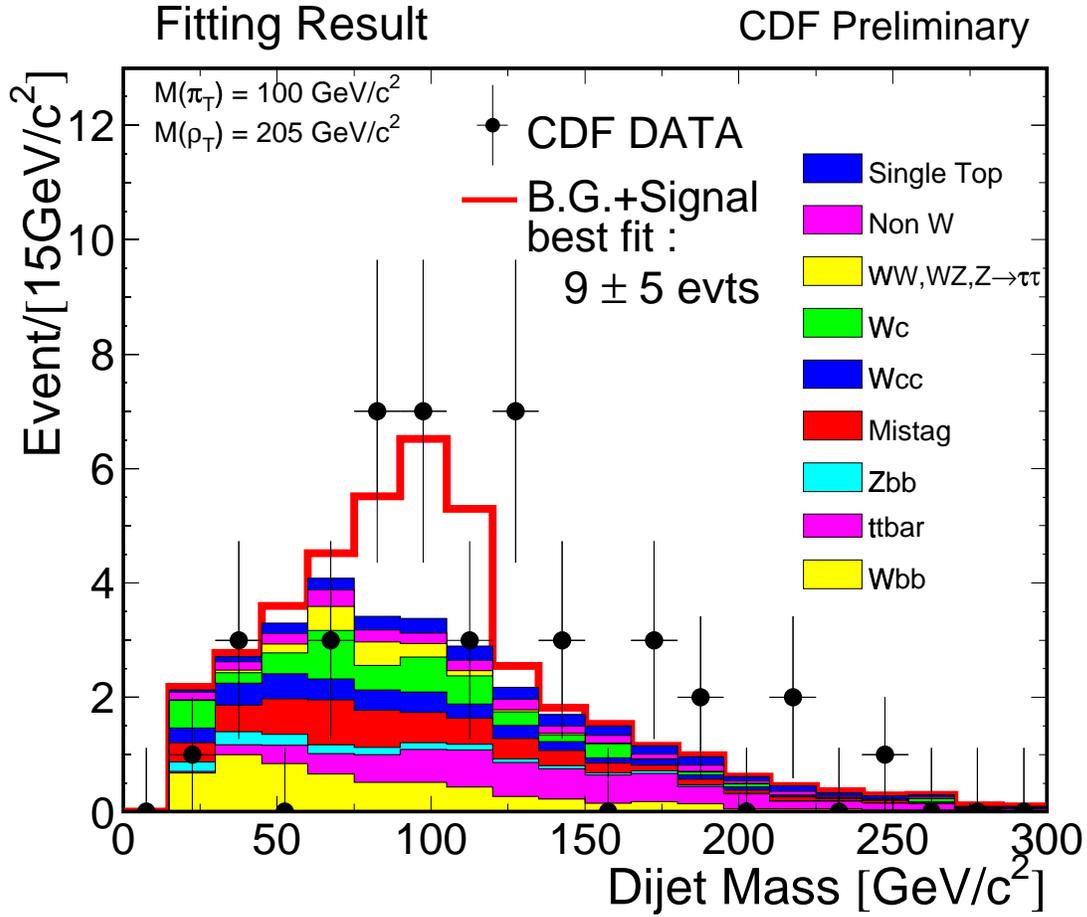
La Figura 7.16 muestra el resultado del ajuste en el canal leptónico. Como puede observarse, el ajuste a los datos admite la presencia de sucesos de señal para todas las combinaciones de masa. Este exceso de la señal sobre el fondo es  $\sim 1.5 \sigma$ .

Calcularemos los límites al 95% de nivel de confianza de la misma manera en que se realizó el análisis del canal hadrónico. La función de verosimilitud se convoluciona con una función gaussiana cuya anchura corresponde a la incertidumbre sistemática que en este caso es  $\sim 27\%$ . El resultado se muestra en la Tabla 7.11.

Por similitud al análisis previo, este nuevo resultado se obtuvo considerando sólo el canal de desintegración  $\rho_T \rightarrow W\pi_T$ , por tanto el límite en la sección eficaz en este caso es:

$$\sigma_{counting} \equiv \sigma(\rho_T^0) \cdot BR(\rho_T^0 \rightarrow W^\pm \pi_T^\mp) \cdot BR(\pi_T^\pm \rightarrow bc) + \sigma(\rho_T^\pm) \cdot BR(\rho_T^\pm \rightarrow W^\pm \pi_T^0) \cdot BR(\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b})$$

Así como para el caso del *Higgs*, hay que hacer una transformación de este límite al obtenido en el estudio del canal hadrónico,  $\sigma_{fitting}$ . Asumiremos que el canal leptónico es sólo sensible al modo de desintegración  $\rho_T \rightarrow W\pi_T$  y no tiene sensibilidad a otras formas de desintegración del  $\rho_T$  como:  $\pi_T\pi_T$ ,  $WW$ ,  $WZ$  y  $Z\pi_T$ . Esta asunción está justificada por el hecho de que la selección de la muestra requiere la presencia de al menos un leptón en el suceso, energía faltante y dos y sólo dos jets en el estado final. Además, asumir la eficiencia de detección cero para estos otros canales proporcionará un resultado más conservador para el cálculo del límite.



**Figura 7.16:** Distribución de masa invariante  $M_{bj}$  de los datos (círculos) comparados con la predicción del ajuste (histograma sólido) para la muestra de leptón + 2 jets. La línea sólida muestra el resultado del ajuste que es la suma de todas las contribuciones del fondo más la señal. Para todas las combinaciones de masa estudiadas el ajuste favorece una pequeña contribución de señal. Esta figura muestra la combinación  $M_{\pi_T} = 100 \text{ GeV}/c^2$  y  $M_{\rho_T} = 205 \text{ GeV}/c^2$ .

Usando sucesos generados con PYTHIA, obtendremos la razón ( $R$ ) de  $\sigma_{counting} \times Br(W \rightarrow jj)$  a  $\sigma_{fitting}$  para varias combinaciones de masa ( $\rho_T$  y  $\pi_T$ ). Notemos que, por definición,  $\sigma_{counting}$  no incluye ninguna fracción de desintegración particular del bosón  $W$ , mientras que  $\sigma_{fitting}$  incluye,  $Br(W \rightarrow jj)$ . Con estas definiciones, la nueva sensibilidad ( $\varepsilon_{fitting}$ ) asociada a  $\sigma_{fitting}$  y la eficiencia ( $\varepsilon_{counting}$ ) asociada a  $\sigma_{counting}$  se relacionan mediante la expresión:

$$\varepsilon_{fitting} = \frac{\varepsilon_{counting} \times R}{BR(W \rightarrow jj)}.$$

Finalmente, la relación entre las secciones eficaces es:

$$\sigma_{fitting} = \frac{\sigma_{counting} \times Br(W \rightarrow jj)}{R}.$$

Una vez obtenido el valor de  $\sigma_{fitting}$  para el canal leptónico, combinamos los resultados con los obtenidos en el canal hadrónico. Usaremos, en este caso, una estrategia simple en tres pasos:

1. Se convolucionan la función de verosimilitud de cada canal con una función gaussiana cuya anchura corresponde a las incertidumbres sistemáticas de cada canal que no estén correlacionadas.
2. Se multiplican estas dos funciones de verosimilitud y la función resultante se convolucionan con otra función gaussiana de anchura igual a la incertidumbre sistemática correlacionada.
3. Se integra el área de esta última función hasta el 95% del área total para obtener el límite al 95% de nivel de confianza.

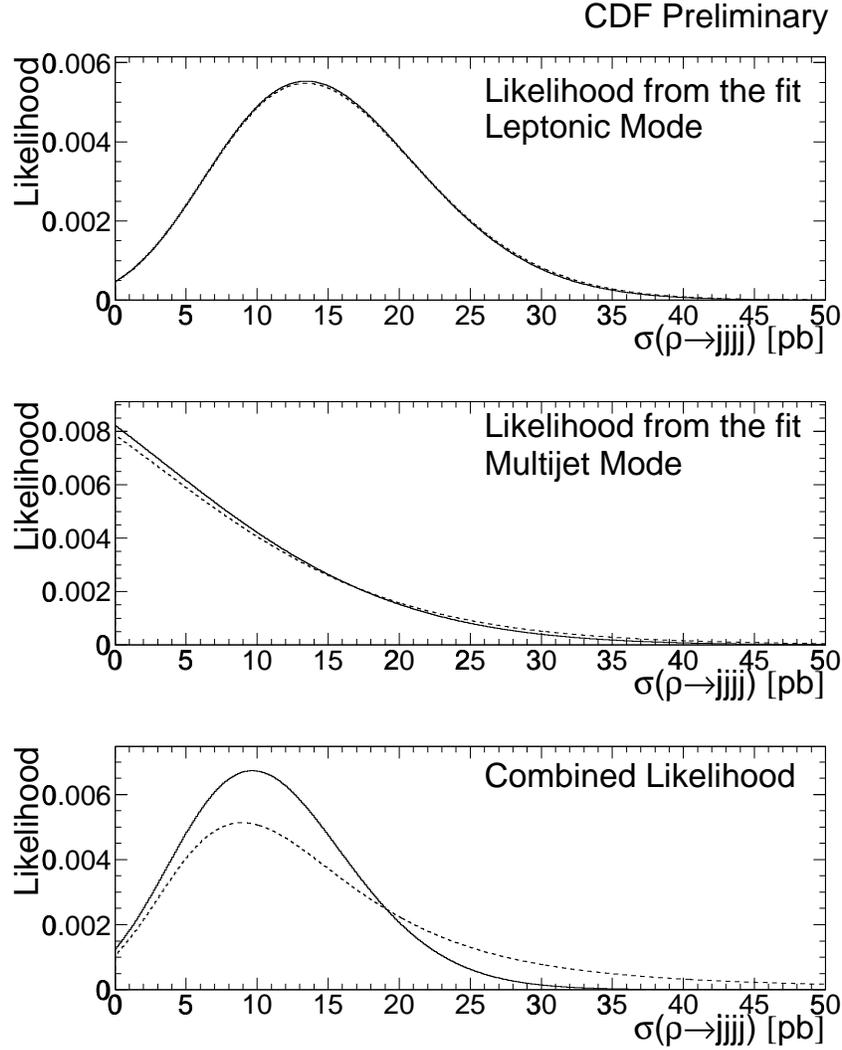
Las incertidumbres sistemáticas de cada canal individual han sido descritas anteriormente en este capítulo. La Tabla 7.12 las resume, indicando las fuentes que están correlacionadas para cada canal y las que no. Para aquellas, si el valor de los dos canales difiere, tomaremos el valor mayor de los dos.

La Figura 7.17 muestra las funciones de verosimilitud para los dos canales por separado convolucionadas con las incertidumbres sistemáticas sin correlacionar y la función combinada convolucionada con los errores correlacionados. La figura muestra un ejemplo para la combinación de masa  $M_{\rho_T} = 205 \text{ GeV}/c^2$  y  $M_{\pi_T} = 100 \text{ GeV}/c^2$ .

El resultado final se muestra en la Tabla 7.13. La integral de la función de verosimilitud teniendo en cuenta las incertidumbres sistemáticas nos dan el límite combinado. Este límite no es mejor que el obtenido independientemente a partir de los datos de leptón más jets (aunque sí mucho mejor que el obtenido a partir del canal hadrónico), ya que los ajustes a las distribuciones cinemáticas para ambos canales favorecen la contribución de la señal. Con lo que al admitir una contribución de señal y con una incertidumbre sistemática mayor que el canal individual, el límite no mejora.

## 7.5 Discusión de los resultados

Tras el estudio de diversas distribuciones cinemáticas concluimos que en la muestra de multijets no se observa ninguna desviación respecto al fondo esperado. Ajustando la distribución de masa invariante,  $M(b\bar{b})$  de los datos a una combinación de señal más fondo establecemos un límite superior, al 95% de nivel de confianza, en la sección eficaz de producción del *Higgs* y de partículas de *Technicolor*. Los resultados se muestran en la Tabla 7.5 para la señal de *Higgs* y



**Figura 7.17:** Figura superior: función de verosimilitud para el canal leptón + 2 jets. La línea sólida es la función sin incertidumbre sistemática y la línea punteada es la función convolucionada con un 6% de incertidumbre sin correlacionar. La siguiente figura representa la función de verosimilitud para el canal de multijets. La línea sólida es la función sin incertidumbre sistemática y la línea punteada es la función convolucionada con un 19% de incertidumbre sin correlacionar. En la figura inferior: función de verosimilitud para la combinación de los dos canales. La línea sólida es la función sin incertidumbre sistemática y la línea punteada es la función convolucionada con un 33% de incertidumbre correlacionada. La combinación de masa estudiada en esta figura es  $M_{\rho_T} = 205 \text{ GeV}/c^2$  y  $M_{\pi_T} = 100 \text{ GeV}/c^2$ .

Fuente	Leptónico Individual	Hadrónico Individual	Común
Radiación de gluones			22.0 %
pdfib			6 %
Energía del jet			14.6 %
Trigger	5 %	5.0 %	
Lepton ID	5 %		
b-tag			17.5 %
Luminosidad			7.3 %
Estadística del MC	4 %	5.0 %	
Forma del fondo		10.0 %	
Contenido en fakes		1.5 %	
Contenido en $t\bar{t}$		1.3 %	
TOTAL	8 %	12 %	33 %

**Tabla 7.12:** Incertidumbres sistemáticas para la combinación de canales en el análisis de *Technicolor*. La primera columna muestra las incertidumbres sin correlacionar para el canal leptónico, la segunda columna muestra las mismas para el canal de multijets. La última columna muestra las incertidumbres correlacionadas para los dos canales.

en la Tabla 7.6 para la señal de *Technicolor*. La Figura 7.12 muestra el límite superior al 95% de nivel de confianza obtenido para la señal del *Higgs*.

Los límites obtenidos en la sección eficaz para los dos procesos estudiados son más altos que las predicciones teóricas de los modelos utilizados, con lo que no podemos acotar ninguno de los modelos en masa. La sensibilidad a este tipo de procesos es pequeña, el límite superior de la sección eficaz de producción medida es  $\sim 2$  órdenes de magnitud mayor que la sección eficaz predicha.

Aun así, los resultados son interesantes, ya que en el caso de la búsqueda de partículas de *Technicolor*,  $\rho_T$ ,  $\pi_T$ , este análisis proporciona los primeros resultados experimentales de que se disponen sobre este tipo de modelos. Además el análisis muestra la sensibilidad de CDF a este tipo de firmas, sirviendo como guía para las próximas tomas de datos, donde además de tener más estadística habrá una mejora notable del detector. La mejora de la capacidad de identificación de jets *b*, junto con un *trigger* más eficiente de multijets mejorará significativamente

Combinación de masa $M(\pi_T), M(\rho_T)$ [GeV/ $c^2$ ]	$\sigma_{fitting}$ Teoría [pb]	Límite al 95% Hadrónico [pb]	95% nivel de Leptónico [pb]	confianza en $\sigma_{fitting}$ Combinado [pb]
95,195	12.3	613	50.1	160
100,205	9.8	257	44.2	109
105,205	8.2	375	31.1	82
110,210	7.3	388	31.5	83
110,220	6.6	362	32.0	89

**Tabla 7.13:** Límites al 95% de nivel de confianza para  $\sigma_{fitting}$ . La primera columna indica las masas de las distintas combinaciones de masa estudiadas, la segunda la predicción teórica, el resto de las columnas son el límite superior al 95% de nivel de confianza para los canales  $4j$ ,  $\ell+2j$  y la combinación de ambos.

la sensibilidad a estos procesos.

Hemos descrito también en este capítulo búsquedas similares realizadas en CDF, utilizando el canal de desintegración leptónico. Como en el caso anterior, se establecieron límites superiores de producción de estas partículas al 95% de nivel de confianza. Para el caso del *Higgs*, el límite superior obtenido es casi independientes de la masa del *Higgs* estudiada, entorno a 15 pb. Resultado similar al obtenido en el canal hadrónico. Para el caso del *Technicolor* se excluye una zona del espacio de fases del modelo al 95% de nivel de confianza. Los límites obtenidos para cada combinación de masa se representan en un plano  $M(\rho_T)$ ,  $M(\pi_T)$  para la región excluida al 95% de nivel de confianza, como se muestra en la Figura 7.14. Esta región está entorno a la zona en que la sección eficaz de producción predicha para el proceso  $\rho \rightarrow W\pi_T$  es  $\sim 10$  pb.

Una vez estudiado cada canal por separado, combinamos los resultados con el fin de mejorar la sensibilidad a la posible producción del SM *Higgs* y extender, si es posible, la región de masa a la que ya somos sensibles en el caso del *Technicolor*.

Para el caso del *Higgs*, la combinación de los resultados proporciona un límite superior a la sección eficaz de producción prácticamente independiente de la masa del *Higgs*. Al igual que para los límites individuales el resultado de la combinación no acota la masa, pero se consigue mejorar el límite para todas ellas excepto para 130 GeV/ $c^2$  y 140 GeV/ $c^2$ . Esto es debido a fluctuaciones estadísticas en los datos del canal leptónico que favorecen la presencia de señal, lo que hace que el límite empeore. Esta mejora del resultado es relevante dado el interés de esta búsqueda en próximas tomas de datos. La combinación (con resultado positivo) del canal leptónico, considerado como el canal óptimo para este estudio, con otros canales de

desintegración puede proporcionar un aumento de sensibilidad importante para la búsqueda de *Higgs* en el Tevatron.

Para el caso del *Technicolor*, el resultado obtenido en base al estudio de las distribuciones cinemáticas combinando los dos canales de desintegración mejora sensiblemente el obtenido con la muestra de multijets, aunque no llega a ser competitivo con el obtenido de manera independiente en el canal leptónico, de forma que la región de masas excluída permanece tal y como fué establecida por el último análisis. Los resultados del análisis combinado se muestran en la Tabla 7.13. En todos los casos el límite superior en la sección eficaz de producción obtenido es siempre mayor a las predicciones del modelo. Esto se debe a que los ajustes a las distribuciones cinemáticas para ambos canales favorecen una contribución de la señal, ya que la magnitud de la incertidumbre estadística de los datos, en cada intervalo, es significativamente mayor que el número esperado de señal en el correspondiente intervalo. Este hecho unido a que en la combinación, la magnitud de la incertidumbre sistemática es superior o igual a la de los canales independientes, impide que el resultado combinado mejore. El resultado para el canal leptónico es sólo un factor  $\sim 3$  mayor que las secciones eficaces predichas por la teoría, lo que indica que en próximas tomas de datos podremos ser sensibles a esta nueva región del espacio de fases.

---

## Capítulo 8

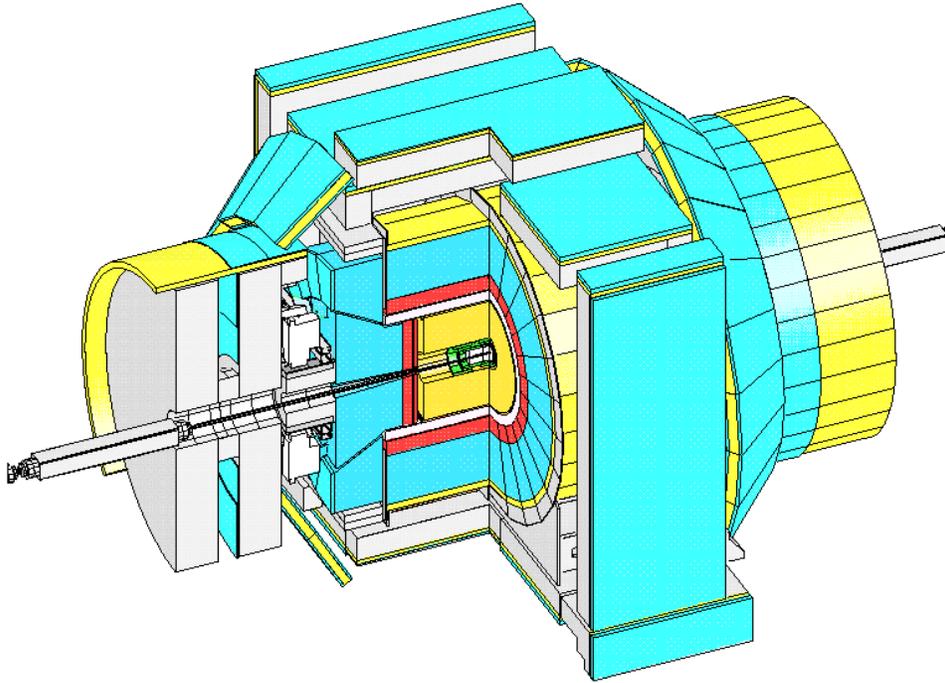
---

# Perspectivas para el Run II

En este capítulo resumiremos el potencial de física en el próximo run del Tevatron, que empezará a comienzos del año 2001 y con el que se pretende acumular una luminosidad integrada de  $30 fb^{-1}$ . Repasaremos brevemente los cambios que se realizarán en el detector y como éstos mejorarán los análisis.

Durante el próximo run, cuyo comienzo se prevé a comienzos del 2001, el Tevatron alcanzará una luminosidad instantánea del orden de  $10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ . En una primera fase se espera recoger una estadística total de  $2 fb^{-1}$ ,  $\sim 20$  veces superior a la acumulada hasta la fecha por CDF, tras una mínima parada técnica se prevé que el colisionador siga funcionando hasta poder alcanzar una estadística de  $\sim 30 fb^{-1}$ . La energía aumentará de 1.8 TeV a 2.0 TeV incrementando la sección eficaz de los procesos de interés. El aumento de luminosidad, y sobre todo la reducción del tiempo entre cada cruce de haces son las razones esenciales que exigen la actualización del detector, para adaptarse a las nuevas condiciones de trabajo [117]. Algunos de los subdetectores se repararán, otros serán completamente reemplazados y se añadirán algunos nuevos. En concreto, se cambian todos los detectores de trazas (SVX' y CTC), se añade un detector de tiempo de vuelo, TOF, como identificador de partículas, y se actualizan el sistema de muones y los calorímetros. La Figura 8.1 muestra una vista tridimensional del detector CDF para el Run II.

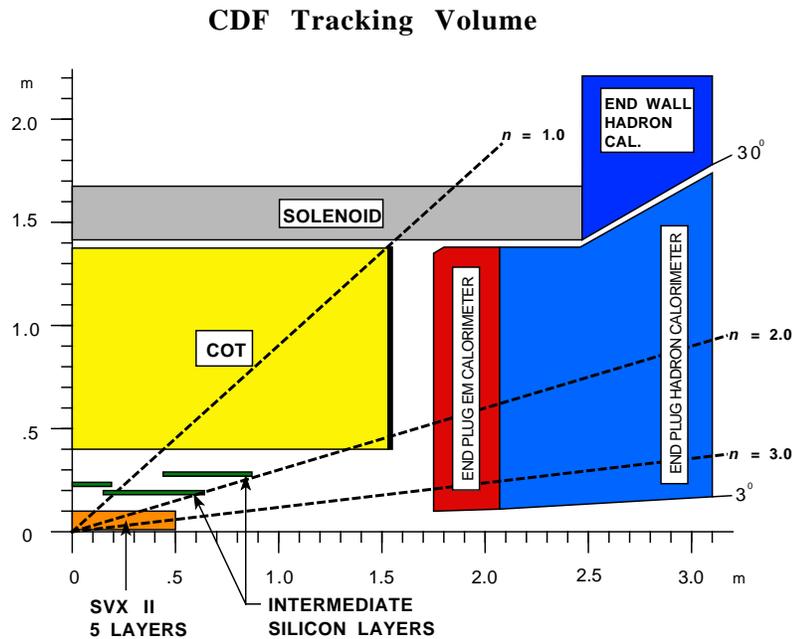
El nuevo detector, CDF II, tendrá un nuevo sistema de detección de trazas cargadas, ver



**Figura 8.1:** Vista longitudinal del detector CDF II.

Figura 8.2. Para radios grandes, la nueva cámara de deriva, COT, cubre la funcionalidad de la CTC, en la misma región de pseudorapidez. Se adapta a la nueva luminosidad usando cámaras de deriva más pequeñas y un gas más rápido para limitar los tiempos de deriva a menos de 100 ns. En la parte más interna del detector, dentro del cilindro interior de la COT, se colocarán tres sistemas de silicio: a) un detector de micro-vértices a un radio de 2.44 cm: el SVX II, que sustituye la funcionalidad del actual SVX'. Este nuevo detector consistirá en tres barriles con una longitud total de 96 cm y de 5 capas de silicio con sensores en la dos caras, tres de las cuales combinarán medidas  $r - \phi$  en una cara con medidas a  $90^\circ$  en la otra cara, y las otras dos capas estarán orientadas con un ángulo estéreo pequeño, de  $1.2^\circ$ , en la otra cara. Con ésto se intenta mejorar la resolución y la eficiencia de identificación de jets  $b$  y además permitirá la posibilidad de utilizar un *trigger* de segundo nivel para la identificación de jets  $b$ , b) dos capas adicionales de silicio, también con sensores por los dos lados y el ángulo estéreo pequeño en la otra cara, a un radio intermedio de 20 cm que proporcionará una buena resolución en  $P_T$  y extenderá la posibilidad de identificación de vértices secundarios a la región  $1.0 \leq |\eta| \leq 2.0.$ , y c) inclusión de una capa de silicio delgada, pegada al tubo del haz (Layer 00), que mejorará sensiblemente la resolución del parámetro de impacto y la pureza de las trazas reconstruidas y por tanto la eficiencia de la identificación de los jets  $b$  [118].

Inmediatamente después de la COT y antes del imán superconductor se colocará un detector



**Figura 8.2:** Vista longitudinal del sistema de trazas de CDF II.

completamente nuevo en CDF, el TOF (Time Of Flight) [119]. Este detector consiste de 216 centelleadores de tres metros de largo cada uno, con tubos fotomultiplicadores (tipo *fine mesh*) en cada extremo. Su función es ayudar en la identificación de las partículas, aumentando así la capacidad del detector para las medidas de violación CP y *B-mixing*.

Después del imán, se sitúan los calorímetros centrales los cuales requieren cambios en la electrónica de lectura para atender al menor intervalo de cruce entre haces. Los calorímetros hacia adelante de gas se reemplazan por nuevos detectores compuestos por centelleadores con fibras y material absorbente (acero para la parte electromagnética y hierro para la parte hadrónica).

Tras los calorímetros se encuentra el sistema de muones. Para el Run II, se añadirán nuevas cámaras en los sistemas CMP y CMX con el fin de mejorar el recubrimiento azimutal. En la parte central, CMU, el sistema alternante de celdas será sustituido por un sistema de celdas adjuntas, para mejorar la granularidad a nivel de *trigger*. En la parte hacia adelante, el actual FMU, será reemplazado por un nuevo sistema, IMU, que con una granularidad fina cubrirá la región  $1.0 \leq |\eta| \leq 1.5$ . Para valores altos de pseudorapidez entre  $\eta = 1.5$  y  $\eta = 2.0$  permitirá la identificación de trazas aisladas de alto  $P_T$  (muones o hadrones). El IMU consiste en un barril de cámaras de deriva y centelleadores alrededor del toroide de hierro que perteneció al antiguo sistema de muones hacia adelante. Las cámaras del sistema IMU son iguales a las ya existentes y usarán la misma electrónica.

El sistema de electrónica de lectura de los detectores y la arquitectura de adquisición de

datos cambiarán para adaptarse a la luminosidad y a la reducción del tiempo de cruce entre haces. Es decir, tendrán que acomodar un intervalo de cruce de 132 ns y un tiempo de decisión de 4  $\mu$ s para el primer nivel de *trigger*. El nuevo sistema de electrónica de lectura almacena la información de hasta 42 cruces de haces. Una vez el suceso ha sido aceptado por el nivel 1, el nivel 2 de *trigger* toma una decisión en  $\sim 20 \mu$ s. Los datos son almacenados en el DAQ por medio de una memoria intermedia y transferidos al nodo de CPUs del nivel 3 que decidirá si el suceso es finalmente almacenado o no. Esta configuración elimina los tiempos muertos en el sistema de *trigger* diseñado para el Run II.

En resumen, la estrategia de detección y los objetivos a alcanzar por el detector CDF II son los siguientes:

- Reconstrucción de trazas de partículas cargadas con una eficiencia mayor del 95% sobre todo el rango de  $|\eta| \leq 2.0$
- Medida del momento de partículas cargadas con una precisión de  $\Delta P_T/P_T^2 = 0.1\%$  para todo el rango  $|\eta| \leq 1.0$ , y con una precisión en el momento de los leptones de  $\Delta P_T/P_T^2 \sim 0.4\%$  para el rango  $1.0 \leq |\eta| \leq 2.0$ .
- *Trigger* e identificación de electrones y fotones con una eficiencia alta hasta  $|\eta| \leq 2.0$ .
- Identificación de vértices secundarios con la mayor eficiencia posible para  $|\eta| \leq 2.0$  y sobre toda la región de interacción. Capacidad para seleccionar sucesos a nivel de *trigger* con parámetros de impacto desplazados sobre el rango de pseudorapidez más ancho posible:  $|\eta| = 2.0$ .
- *Trigger* y reconstrucción de jets en  $|\eta| \leq 3.0$ . Medida de la energía de los jets con resoluciones de  $\sigma_{E_T} = 10\% \cdot E_T + 1 \text{ GeV}$  y con una precisión en la escala de energía absoluta mejor que un 2.5%.
- Identificación de partículas usando la información  $dE/dx$  del detector de trazas cargadas y del detector de tiempo de vuelo en la región  $|\eta| \leq 1.0$ .

## 8.1 Impacto de la actualización del detector en la búsqueda de nueva física

Para los futuros análisis de búsquedas, como los que son objeto de este trabajo, aparte del deseable aumento de estadística previsto gracias a las mejoras en el colisionador Tevatron, los elementos más importantes desde el punto de vista del funcionamiento del detector CDF, son: a) la adecuación y correcto funcionamiento del *trigger*, b) la mejora en la eficiencia de identificación de jets *b* y c) la mejora de la resolución en energía de los jets para mejorar así la reconstrucción de masas.

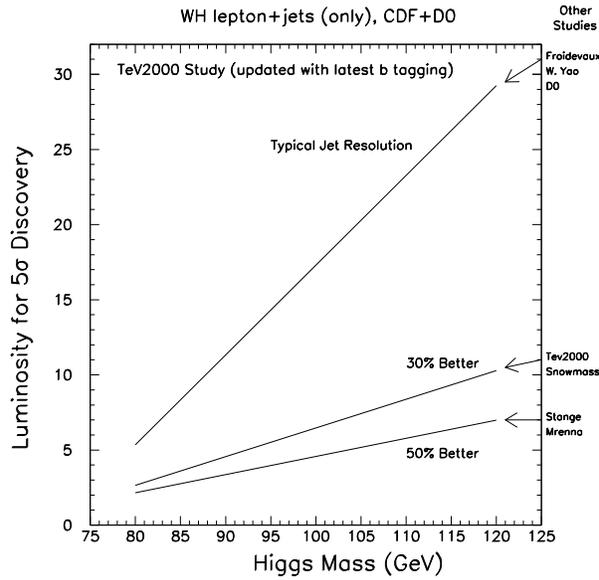
Como vimos en capítulos anteriores el *trigger* de multijets utilizado durante la toma de datos del Run I no es el más óptimo para estos análisis. Hemos realizado estudios de simulación usando sucesos Monte Carlo de producción asociada de bosones de Higgs con el fin de optimizar la selección de sucesos. Los resultados indican que utilizando la posibilidad de identificar trazas desplazadas (es decir, de identificar jets  $b$ ) a nivel de *trigger* y relajando los requisitos en las variables del calorímetro, sobre todo el requisito en  $\Sigma E_T^{clus}$ , se puede mejorar la eficiencia manteniendo la frecuencia de selección a un nivel razonable. Por ejemplo, se podría requerir, en una primera selección los siguientes requisitos: a) tres *clusters* con energía transversa diferente (20 GeV, 20 GeV y el mínimo 5 GeV), b)  $\Sigma E_T^{clus} \geq 70$  GeV reduciendo así el umbral de 125 GeV que como vimos es el menos eficiente del análisis, c) al menos tres trazas desplazadas del vértice primario con un parámetro de impacto de  $\sim 150 \mu m$  y d) a nivel 3 de *trigger*, al menos dos jets  $b$  identificados usando el algoritmo de SECVTX.

Con estos requisitos se obtendrían unas eficiencias para la señal del  $\sim 10\%$ , sin comprometer la frecuencia del *trigger* [120]. Este *trigger* ha sido estudiado con la simulación y recursos del Run I y están bajo estudio las eficiencias del mismo usando la simulación de CDF II. Además se estudia el uso de otro algoritmo de identificación de jets  $b$  que sea menos restrictivo, SLT u otro método de identificación basado en una variable continua, así como la optimización de todos los requisitos para obtener la máxima eficiencia de señal y de la relación señal/fondo.

El incremento de la longitud del detector de silicio, de 52 cm a 96 cm, extenderá la contención de los jets  $b$  dentro del detector. Con 10 medidas en dos vistas para cualquier traza dada, será posible establecer criterios de calidad más estrictos, reduciendo así el nivel de falsos jets  $b$ , a la vez que se mejorará la eficiencia total de reconstrucción de trazas. El disponer de información en las tres dimensiones mejorará la eficiencia, haciendo posible seleccionar vértices secundarios cuyo desplazamiento esté predominantemente a lo largo de la dirección  $z$ . Además el vértice 3D es único con dos trazas, con lo que se reducirá el fondo mientras se incrementará la eficiencia relativa de los algoritmos de identificación. Teniendo en cuenta todos estos factores, se puede anticipar que el SVXII mejorará en un 62% la eficiencia obtenida en el Run I para identificar al menos un jet  $b$ , y en un 200% para la identificación de al menos dos jets  $b$  [121].

La mejora en la resolución de la energía de los jets, conlleva una mejora en la reconstrucción de la masa invariante del sistema de los dos jets y por tanto a una mejora en la significancia de señales resonantes, como las estudiadas en este trabajo. CDF está trabajando en un nuevo algoritmo de jets que incluye información de las trazas y de los máximos de las cascadas, por lo que se puede esperar una mejoría en la resolución de hasta  $\sim 100\%/\sqrt{M} + 3\%$ . Si la resolución de la masa se varía de un modo consistente, el efecto de la luminosidad requerida para un descubrimiento,  $5\sigma$ , puede ser de un factor 3 o incluso superior. Ver Figura 8.3

Teniendo en cuenta el aumento en la luminosidad y las eficiencias totales podemos estimar, de una manera sencilla, el resultado esperado para el Run II. Los límites en la sección eficaz de producción del *Higgs* mejorarán en al menos un factor  $1/\epsilon\sqrt{L}$ , aún suponiendo que  $S/\sqrt{B}$



**Figura 8.3:** Luminosidad necesaria en función de la masa del *Higgs*, para diferentes resoluciones.

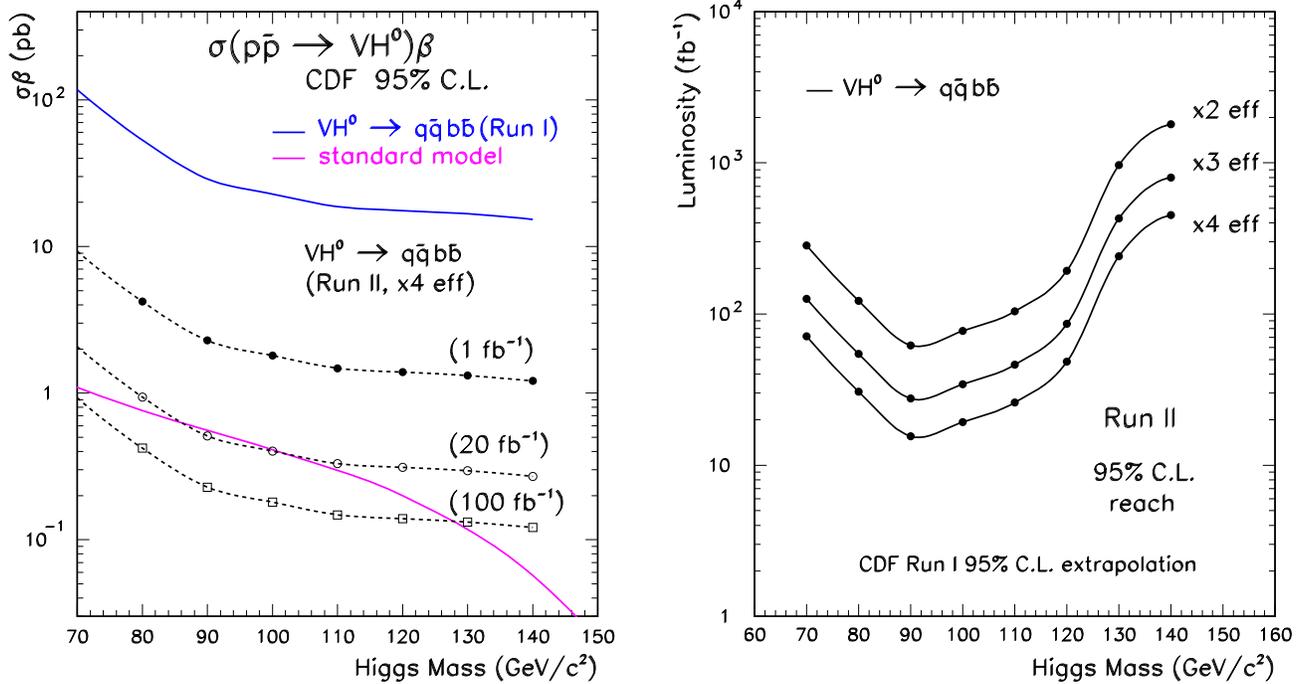
sea igual en el próximos run.  $\varepsilon$  y  $L$  representan la eficiencia total y el factor de luminosidad aumentado con respecto al Run I, respectivamente.

## 8.2 Potencial de observabilidad del boson de *Higgs* en el Tevatron

Para comparar con los resultados obtenidos en el Run I, realizamos un estudio para el caso del *Higgs* usando el canal hadrónico [122]. Consideramos tres posibles escenarios para los próximos periodos de toma de datos: luminosidades de 1, 20 y  $100 \text{ fb}^{-1}$ . Además, consideramos las mejoras en detección de la señal ya expuestas: un aumento en la identificación del jet *b* así como una mejora en la eficiencia de *trigger*. No tenemos en cuenta aquí la posible mejora en la resolución de la masa invariante de los dos jets. El resultado se resume en la Figura 8.4.

Se han realizado otros estudios más detallados usando un simulador del detector <sup>1</sup> para el Run II, SHW [123], que permitiera obtener eficiencias de detección de la señal ajustadas a las nuevas condiciones. En este análisis [124] se obtuvieron conclusiones muy similares a las previamente discutidas.

<sup>1</sup>Esta simulación del detector considera una media entre las mejoras hechas en CDF y D0 para el Run II. Fue desarrollado para el Workshop ‘Physics at Run II – Supersymmetry/Higgs’ realizado en Fermilab de mayo a noviembre de 1998.



**Figura 8.4:** La figura de la izquierda muestra el límite de CDF en el Run I para  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow VH) \cdot \beta$  donde  $\beta = BR(H \rightarrow b\bar{b})$ . Se muestra también la extrapolación para 3 diferentes luminosidades, asumimos que las eficiencias para el Run II va a ser un factor 4 mejor que en el Run I. La figura de la izquierda muestra la luminosidad necesaria para obtener un límite, al 95% de nivel de confianza, en función de la masa del Higgs.

Se ha examinado también las perspectivas para la búsqueda del *Higgs* en el canal leptónico. Como se esperaba, este canal será el óptimo, en el próximo run, para separar una posible señal de *Higgs* sobre el fondo. Se beneficiará mucho del aumento de la eficiencia de identificación de jets *b* y de la mejora de la resolución en la masa de los dos jets. Se han realizado varios análisis para establecer la posible observabilidad del *Higgs* en un futuro próximo. En un primer análisis se utilizó la simulación del detector actual, QFL; un segundo tipo de análisis usó la simulación del detector para el Run II, SHW. Por último, se hizo un tercer tipo de análisis usando la técnica de redes neuronales. El primer [125] y segundo [126] análisis muestran un buen acuerdo entre ellos. El tercero [127] muestra como usando esta técnica se puede mejorar bastante la sensibilidad en este canal. A continuación describiremos brevemente los detalles de los estudios de simulación realizados.

Como indicamos, el primer análisis, usa la simulación actual de CDF, QFL, que permite una simulación realista de la calorimetría (dado que esta no cambia esencialmente), y una probada y

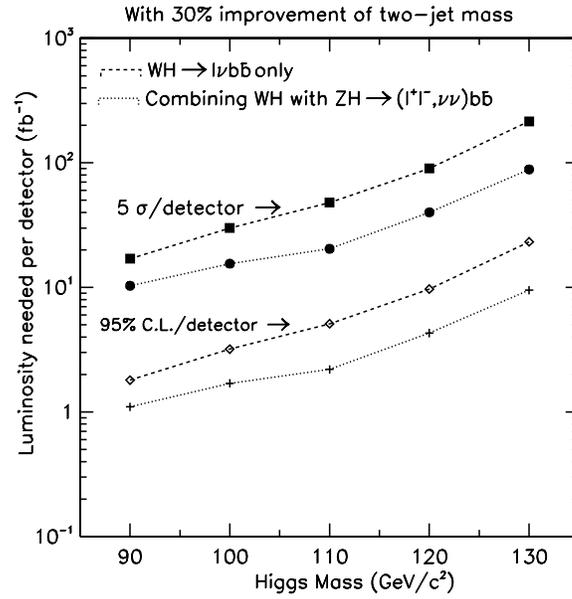
buena simulación de leptones centrales. Para ampliar la simulación a la región de pseudorapidez  $1 \leq |\eta| \leq 2$  (esta región está fuera de la aceptación del Run I, pero estará instrumentada en el Run II) se reescaló, a nivel de generación, el número de leptones centrales identificados por la razón de leptones encontrados entre la región central y esta nueva región. Los criterios de selección varían ligeramente de los utilizados durante el análisis de los datos actuales. Se requiere que los sucesos pasen el siguiente *trigger*: un leptón inclusivo de alto  $P_T$  y una energía faltante,  $\cancel{E}_T \geq 20$  GeV. Para reducir el fondo de sucesos se impone una selección basada en la optimización de la razón  $S/\sqrt{B}$ , los requisitos más importantes son los siguientes:

- Leptón aislado con  $P_T \geq 20$  GeV/ $c$ . Se incluye también trazas aisladas provenientes del  $\tau$  ( $P_T \geq 15$  GeV/ $c$ ,  $\Sigma P_T \leq 1.0$  GeV/ $c$ ) en un cono  $\Delta R \leq 0.4$ .
- $\cancel{E}_T \geq 20$  GeV.
- Dos jets  $E_T \geq 10$  GeV,  $|\eta| \leq 2.0$  reconstruidos con un cono  $\Delta R \leq 0.4$ , e identificados como  $b$ . Uno de ellos tiene que ser identificado por el algoritmo SECVTX, y el otro puede ser identificado por cualquier algoritmo de CDF (SECVTX, SLT, JPB). Se rechazan sucesos con un tercer jet con  $E_T \geq 20$  GeV y  $|\eta| \leq 2.4$ . Se asumen las mismas eficiencias y pureza por jet que en el Run I.
- Uno de los jets  $b$  deberá tener  $E_T \geq 25$  GeV.
- No haya ningún jet extra con  $E_T \geq 20$  GeV y  $|\eta| \leq 2.4$ .
- Los sucesos con dos trazas aisladas con  $P_T \geq 10$  GeV y  $|\eta| \leq 2.0$  son eliminados.
- Se requiere que la masa reconstruída del sistema  $b\bar{b}$  este cerca de la masa del Higgs que estemos estudiando.

Para aumentar la sensibilidad de la búsqueda, el análisis se basa en el estudio de posibles resonancias en el espectro de la masa invariante de los dos jets. En el análisis se incorpora la mejora en la resolución de masa invariante, de hasta  $\sim 30\%$ , reescalando por este factor la resolución obtenida en la simulación. Recordemos que con el detector actual, tenemos una resolución de  $\sim 16$  GeV/ $c^2$  para un Higgs de  $M(H^0) = 110$  GeV/ $c^2$ .

La eficiencia total de detección, incluyendo  $BR(H \rightarrow b\bar{b})$  y los cortes en la masa invariante, varía de 2.0% a 2.3%. La Figura 8.5 muestra la luminosidad requerida para descubrir el *Higgs* con un exceso  $S/\sqrt{B} = 5 \sigma$ , así como para establecer un límite superior de producción al 95% de nivel de confianza.

Los resultados obtenidos en el segundo análisis realizado, usando el nuevo simulador SHW, son similares.



**Figura 8.5:** Luminosidad requerida para alcanzar un límite al 95% de nivel de confianza en la sección eficaz de producción del Higgs o para observar el Higgs con una significancia de  $5\sigma$  en función de la masa del Higgs.

Estos estudios se completaron con la inclusión de otros modos de desintegración de los bosones vectoriales, tales como  $ZH \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$  y  $ZH \rightarrow l\bar{l} b\bar{b}$  [128, 129, 130]. El posible éxito en la búsqueda del Higgs, en producción asociada de bosones débiles, para el próximo run se basa en la capacidad de combinar la información de todos los canales, aunque como dijimos antes el canal óptimo es el canal leptónico que acabamos de ver.

El análisis del canal  $\nu\nu b\bar{b}$  consigue su sensibilidad gracias a una selección muy estricta que permite reducir el fondo a valores relativamente bajos. La muestra se selecciona con los siguientes criterios:  $\cancel{E}_T \geq 35$  GeV, al menos dos jets con  $E_T \geq 15$  GeV y  $|\eta| \leq 2.0$  identificados como  $b$ , un corte angular  $\Delta\phi_{min} \geq 0.5$  entre  $\cancel{E}_T$  y la no existencia de jets extra con un  $E_T \geq 8$  GeV y  $|\eta| \leq 2.4$ , y por último se exige que no haya trazas aisladas con un  $P_T \geq 10$  GeV en el suceso.

El resumen de los resultados para cada uno de estos canales se muestra en las Tablas 8.1 y 8.2. En la zona de baja masa del Higgs, los canales  $l\nu b\bar{b}$  y  $\nu\bar{\nu} b\bar{b}$  tienen la mayor sensibilidad. El canal dileptónico añade algo a la sensibilidad de la búsqueda mientras que los canales hadrónicos contribuirán poco a la mejora del resultado. Los diferentes análisis hechos para cada canal muestran que las técnicas de redes neuronales mejora bastante la sensibilidad (20-30%) para algunos canales.

channel	rate	Higgs mass ( $\text{GeV}/c^2$ )				
		90	100	110	120	130
$\ell\nu b\bar{b}$ (CDF)	$S$	8.4	6.6	5.0	3.7	2.2
	$B$	48	52	48	49	42
	$S/\sqrt{B}$	1.2	0.9	0.7	0.5	0.3
$\ell\nu b\bar{b}$ (SHW)	$S$	10	8	5	4	3
	$B$	75	68	57	58	52
	$S/\sqrt{B}$	1.1	1.0	0.7	0.5	0.4
$\ell\nu b\bar{b}$ (NN)	$S$	8.7	9.0	4.8	4.4	3.7
	$B$	28	39	19	26	46
	$S/\sqrt{B}$	1.6	1.4	1.1	0.9	0.5
$\nu\bar{\nu} b\bar{b}$ (CDF)	$S$	2.5	2.2	1.9	1.2	0.6
	$B$	10.0	9.3	8.0	6.5	4.8
	$S/\sqrt{B}$	0.8	0.7	0.7	0.5	0.3
$\nu\bar{\nu} b\bar{b}$ (SHW)	$S$	8.9	6.7	4.6	3.2	2.1
	$B$	56	52	48	45	41
	$S/\sqrt{B}$	1.2	0.9	0.7	0.5	0.3
$\nu\bar{\nu} b\bar{b}$ (NN)	$S$	11	7	5.3	3.7	2.6
	$B$	54	30	24	20	21
	$S/\sqrt{B}$	1.5	1.3	1.1	0.8	0.6
$\ell^+\ell^- b\bar{b}$ (CDF)	$S$	1.0	0.9	0.8	0.5	0.3
	$B$	3.6	3.1	2.5	1.8	1.1
	$S/\sqrt{B}$	0.5	0.5	0.5	0.4	0.3
$\ell^+\ell^- b\bar{b}$ (SHW)	$S$	1.5	1.2	0.9	0.6	0.4
	$B$	4.9	4.3	3.2	2.3	1.9
	$S/\sqrt{B}$	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3
$\ell^+\ell^- b\bar{b}$ (NN)	$S$	1.2	0.8	0.5	0.5	0.3
	$B$	4.2	2.7	2.3	2.0	1.9
	$S/\sqrt{B}$	0.6	0.5	0.3	0.3	0.2
$q\bar{q} b\bar{b}$ (SHW)	$S$	8.1	5.6	3.5	2.5	1.3
	$B$	6800	3600	2800	2300	2000
	$S/\sqrt{B}$	0.10	0.09	0.07	0.05	0.03

**Tabla 8.1:** Resumen de la sensibilidad alcanzada en cada canal para la zona de bajas masas en el *Higgs*, usando la estadística combinada de CDF y  $D\emptyset$  para los cálculos. Los valores de  $S$  y  $B$  están expresados en número de sucesos por  $\text{fb}^{-1}$ . Se asume que la resolución de  $M(b\bar{b})$  se mejora para el Run II. SHW indica que el análisis está basado en la simulación SHW, NN indica que el análisis usa redes neuronales con la simulación SHW, CDF indica que se usó la simulación actual de CDF, QFL, y se hacen extrapolaciones de las condiciones del Run I al Run II.

### 8.2.1 Combinación de los distintos estados finales

Una vez revisados los principales estados finales del *Higgs* se concluye que la única posibilidad de maximizar la sensibilidad en la búsqueda del *Higgs* es combinando todos los canales y los dos experimentos, CDF y  $D\emptyset$ . Para ello, se trata el resultado de cada canal como un experimento independiente. Para combinar todos los canales de los dos detectores, se construye una función de verosimilitud conjunta que no es más que el producto de las probabilidades de Poisson de cada resultado independiente. Esta función se puede expresar en función de la sección eficaz de señal del *Higgs*, y se utilizará para poner el límite superior al 95% de nivel de confianza o las significancias de un descubrimiento. Para tener en cuenta todos los posibles resultados

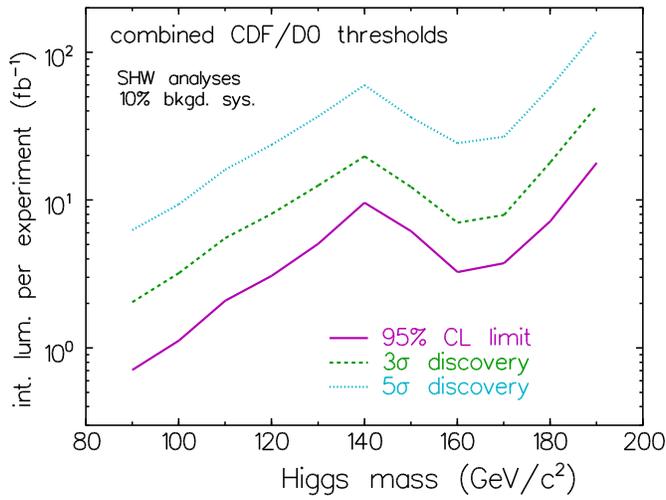
channel	rate	Higgs mass (GeV/c <sup>2</sup> )						
		120	130	140	150	160	170	180
$\ell^\pm \ell'^\pm \ell'^\mp$	$S$	0.011	0.025	0.039	0.050	0.057	0.033	0.033
	$B$	0.025	0.025	0.025	0.025	0.025	0.025	0.025
	$S/\sqrt{B}$	0.07	0.16	0.25	0.32	0.36	0.21	0.21
$\ell^+ \ell^- \nu \bar{\nu}$	$S$	-	-	2.6	2.8	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	0.51
$\ell^\pm \ell^\pm jj$	$S$	0.08	0.15	0.29	0.36	0.41	0.38	0.26
	$B$	0.58	0.58	0.58	0.58	0.58	0.58	0.58
	$S/\sqrt{B}$	0.11	0.20	0.38	0.47	0.54	0.50	0.34

**Tabla 8.2:** Resumen para la zona de altas masas del *Higgs*, usando la estadística combinada de CDF y DØ para los cálculos. Todos los resultados se obtuvieron con el paquete de simulación SHW.

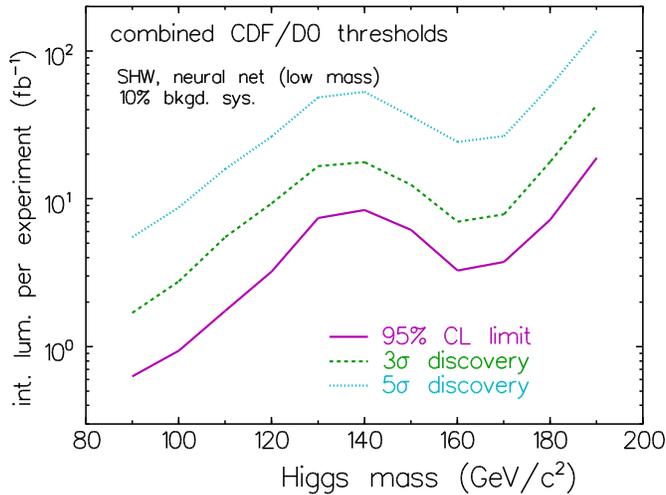
experimentales, el umbral de luminosidad integrada necesaria, del que hablaremos mas adelante, representa el valor para el cual el umbral de estadística deseada representa el 50% de todos los canales. Se asume que usando los dos detectores, CDF y DØ, doblaremos los resultados obtenidos en la simulación de cada canal; se generaron diferentes pseudoexperimentos para cada canal en cada detector, y se combinaron todos los resultados en una función de verosimilitud final.

Para tener en cuenta las incertidumbres sistemáticas, se incorpora en la función de verosimilitud una incertidumbre relativa a la normalización del fondo en cada canal, de magnitud  $\leq 10\%$  del fondo esperado o  $1/\sqrt{LB}$ , donde L es la luminosidad integrada y B es el número de sucesos de fondo esperados en  $1 fb^{-1}$ , y que representa el nivel típico de incertidumbre experimental estimada en la búsqueda de nuevas partículas en los colisionadores hadrónicos. En el experimento real, cuando la luminosidad aumenta se puede obtener un mejor control sobre las incertidumbre sistemáticas, permitiendo endurecer los criterios de selección para obtener mayor sensibilidad.

Las Figuras 8.6 y 8.7 muestran la luminosidad total integrada requerida para excluir el SM *Higgs* at 95% nivel de confianza o descubrirlo con una significancia de  $3\sigma$  ó  $5\sigma$ , en función de la masa del *Higgs*(para los análisis hechos usando el paquete de simulación SHW) con y sin redes neuronales respectivamente. La luminosidad en estas figuras es la conseguida en cada uno de los experimentos, pero el resultado es la combinación de ambos. Los umbrales necesarios para cada experimento son, por tanto, aproximadamente un factor dos más altos. La luminosidad requerida crece rapidamente con la masa del *Higgs*. En la primera fase de toma de datos del próximo run (con  $\sim 2 fb^{-1}$ ) se puede lograr extender ligeramente el límite inferior de masa que se espera obtener tras el análisis de todos los datos de LEP-II. Con una estadística de  $\sim 10 fb^{-1}$ , el *Higgs* del modelo estandar podrá ser excluido hasta masas de  $\sim 180 GeV/c^2$ , mientras que se necesitarán  $\sim 20$  ( $30$ )  $fb^{-1}$  para su observabilidad con una significancia estadística de  $3\sigma$  ( $5\sigma$ ).



**Figura 8.6:** Luminosidad necesaria por experimento para excluir el Higgs con un 95% de nivel de confianza o descubrirlo con  $3\sigma$  ó  $5\sigma$  en función de la masas del Higgs. Este resultado está basado en los estudios realizados usando el paquete de simulación SHW, combinando la capacidad de ambos experimentos.



**Figura 8.7:** Luminosidad necesaria por experimento para excluir el Higgs con un 95% de nivel de confianza o descubrirlo con  $3\sigma$  ó  $5\sigma$  en función de la masas del Higgs. Este resultado está basado en los estudios realizados usando técnicas de redes neuronales, y combinando la capacidad de ambos experimentos.

---

## Capítulo 9

---

# Resumen y Conclusiones

En este trabajo hemos analizado una muestra de datos, de colisiones  $p\bar{p}$  a una energía centro de masas de  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. Esta muestra fue recogida con el detector CDF de Fermilab durante los años 92-96 y corresponde a una luminosidad integrada de  $\sim 109 \text{ pb}^{-1}$ . El objetivo es estudiar, con los datos actualmente disponibles, el fenómeno de ruptura de simetría tanto en el contexto del Modelo Estándar de física de partículas (SM), como en marcos teóricos alternativos de ruptura dinámica de simetría, como son los modelos compuestos o teorías de Technicolor (*Walking Technicolor*).

En el SM el mecanismo de ruptura de simetría o mecanismo de Higgs conlleva la existencia de bosones escalares neutros o bosones de Higgs. Se ha realizado una búsqueda de estos bosones producidos en asociación con bosones vectoriales, en procesos del tipo  $p\bar{p} \rightarrow HW/Z$ . Hemos estudiado los estados finales correspondientes a los canales de desintegración hadrónica:  $H \rightarrow b\bar{b}$ , y  $W/Z \rightarrow jj$ .

Las teorías de *Technicolor* requieren la existencia de un gran número de *Technimesons*, su observación experimental permitiría establecer la validez de las mismas. En este estudio hemos buscado singletes de color,  $\rho_T$  y  $\pi_T$ . El  $\rho_T$  se produce a través de un proceso de Drell-Yan, y se desintegra en un gran número de canales:  $\rho \rightarrow \pi_T\pi_T, \pi_TW, \pi_TZ, WW, WZ$ . En nuestra búsqueda se usan todos aquellos canales que dan lugar a un estado final de al menos cuatro jets. Asumimos que el  $\pi_T$  se desintegra, en el 100% de los casos, en pares de quarks pesados:  $b\bar{b}$  o  $b\bar{c}$ , dependiendo de que el *Technipion* sea neutro o cargado, respectivamente. El bosón débil se desintegra a jets. El estado final es muy parecido al caso anterior, cuatro jets con al menos dos

jets  $b$  en la mayor parte de los sucesos.

Hemos descrito en esta memoria los análisis realizados en CDF utilizando los canales de desintegración leptónicos, tanto para la búsqueda del *Higgs* como para la de partículas de *Technicolor*. Se estudiaron los procesos  $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  y  $p\bar{p} \rightarrow \rho_T \rightarrow W\pi_T$  con  $W \rightarrow l\nu$ , cuyos resultados utilizamos aquí para obtener límites de producción globales combinando toda la estadística disponible.

### La muestra de datos

Dada la similar signatura experimental de los procesos de producción del *Higgs* y de *Technicolor*, hemos usado la misma muestra de datos para el estudio de estados finales conteniendo hadrones. La muestra de datos (muestra de multijets) fue recogida con un *trigger* de multijet que requiere al menos cuatro jets en el estado final y gran actividad,  $\Sigma E_T$ , en el suceso ( $\Sigma E_T \geq 125$  GeV). Para establecer los criterios de selección, comprender la composición de la muestra de datos y determinar la sensibilidad de la misma a los procesos estudiados, se utilizaron diferentes muestras de sucesos generados por Monte Carlo.

Las muestras de sucesos Monte Carlo se procesaron con una simulación del detector seguida de una simulación del *trigger* de selección. La correcta simulación del *trigger* ha requerido un detallado estudio de comparación con diferentes muestras de datos disponibles en CDF.

Para optimizar la relación señal/fondo en la muestra de datos, manteniendo a la vez la mayor aceptación posible para sucesos de señal, se aplicaron los requisitos topológicos apropiados para cada proceso. En ambos casos, la muestra de datos seleccionada está constituida principalmente por sucesos QCD de producción de quarks pesados, de los que se desconoce la sección eficaz total de producción en el Tevatron. Hemos estudiado las características de estos sucesos utilizando las propiedades cinemáticas de los jets provenientes del quark  $b$ . Observamos que si bien las características cinemáticas de los diferentes procesos responsables de la producción QCD (producción directa, *gluón splitting* y excitación de sabores) están bien modeladas en los generadores Monte Carlo actuales, la abundancia relativa de los distintos subprocesos no corresponde con la observada en nuestra muestra de datos.

El desconocimiento de la proporción relativa de sucesos QCD en los datos impide realizar un análisis estadístico estandar (mediante un sustracción del fondo a la muestra seleccionada) para establecer la posible existencia de señal. En su lugar, utilizamos la forma de las distribuciones cinemáticas para determinar, mediante un ajuste de máxima verosimilitud, la contribución de sucesos de fondo (QCD) y posibles sucesos de señal (*Higgs* o partículas de *Technicolor*) presentes en nuestros datos. Este tipo de análisis requiere una muy buena comprensión de la composición de la muestra de datos que sólo es posible si se elige, aplicando los criterios de selección más adecuados para cada señal estudiada, alguna de las componentes de QCD antes mencionadas. Para el estudio del Higgs, la muestra seleccionada está compuesta fundamentalmente por sucesos

QCD producidos vía procesos de *gluon splitting*, mientras que para el análisis de *Technicolor* la componente dominante en los datos proviene de procesos de producción directa de sabores pesados.

Para el estudio del canal leptónico, la signatura experimental se caracteriza por la presencia de un leptón de alto  $p_T$  y energía faltante, productos de desintegración del bosón  $W$ , y de al menos dos jets en el suceso. La muestra de datos utilizada corresponde a la selección de sucesos  $W + 2\text{jets}$ , para la que se puede determinar de forma precisa la contribución de los diferentes procesos esperados. Así pues, con esta muestra se realizaron análisis estadísticos para establecer el posible exceso de señal en los datos.

### Estudio de la eficiencia de selección

A partir de muestras Monte Carlo hemos determinado la eficiencia de la selección para las señales consideradas. Para la muestra de multijets, debido principalmente a los sesgos introducidos por los criterios del *trigger* de selección y a la necesidad de requerir la identificación de dos jets  $b$  por suceso, las eficiencias de selección obtenidas son en general pequeñas:

- La eficiencia para el bosón de *Higgs*, en el rango de masas considerado, varía entre 0.62% y 2.23%.
- La eficiencia para las distintas combinaciones de masa de los *Technimesons* varía entre 0.16% y 0.53%.

Se observa que las eficiencias son dependientes de la masa estudiada (o combinación de masas para el caso del *Technicolor*). Esta dependencia es debida al *trigger* de multijets y también, aunque en menor medida, a los requisitos topológicos,  $P_{b\bar{b}}$  o  $\Delta\Phi(b\bar{b})$ , aplicados.

Con los valores umbrales utilizados en el *trigger* el requisito en  $\Sigma E_T^{L2clus}$  es crítico para el caso del *Technicolor*, ya que la región de baja masa del  $\rho_T$  (que corresponde a la región estudiada, donde la sección eficaz del proceso  $\rho_T \rightarrow \pi_T \pi_T$  es razonablemente alta) corresponde al mínimo de eficiencia del *trigger*. Además se observa que esta eficiencia es mucho más baja para masas del  $\pi_T$  similares o incluso superiores a las del bosón de *Higgs*. Esto es debido a los diferentes mecanismos de producción de ambos procesos. La producción de  $\pi_T$  es vía el estado resonante del *Technirho* cuya masa fija el umbral  $\Sigma E_T$  del suceso. A pesar de su baja eficiencia, este es el *trigger* más adecuado para el estado final estudiado. En próximas tomas de datos, CDF prevé introducir un nuevo *trigger* específico para este tipo de búsquedas, relajando considerablemente los criterios empleados.

La baja eficiencia de la identificación doble de jets  $b$  se debe a la limitada aceptación del detector SVX'. La eficiencia de identificar al menos un jet  $b$  en el suceso es de  $\sim 45\%$ , por tanto se esperaría que la eficiencia de identificar al menos dos fuera  $\geq 20\%$ , sin embargo, para el caso del *Higgs* encontramos valores entorno al 14%. Esta diferencia sólo puede explicarse en base a

posibles correlaciones entre los dos jets  $b$  del suceso y a la aceptación geométrica del detector. Para los procesos de *Technicolor* las eficiencias son ligeramente más bajas,  $\sim 12\text{-}13\%$ , para las combinaciones de masa donde el canal de desintegración  $\pi_T\pi_T$  domina, ya que, en general, en estos procesos los jets tienen un menor momento. Para las otras combinaciones de masa en las que el canal dominante es el  $W\pi_T$ , sólo el  $\sim 60\%$  de los sucesos tendrán dos jets  $b$  en el estado final, lo que explica la reducción de eficiencia a  $\sim 7\text{-}8\%$ .

Para la muestra de leptón + jets las eficiencias de selección son:

- La eficiencia para el bosón de *Higgs*, en el rango de masas  $70\text{-}130 \text{ GeV}/c^2$ , varía entre  $0.7\%$  y  $1.1\%$ .
- La eficiencia para las distintas combinaciones de masa de los *Technimesons* varía entre  $0.64\%$  y  $1.02\%$ .

### Límites superiores para la sección eficaz de producción del Higgs

Tras el estudio de diversas distribuciones cinemáticas concluimos que en la muestra de datos de multijets no se observa ninguna desviación respecto al fondo esperado. Ajustando la distribución de masa invariante,  $M(b\bar{b})$ , de los datos a una combinación de señal más fondo establecemos un límite superior, al  $95\%$  de nivel de confianza, en la sección eficaz de producción de *Higgs* y de partículas de *Technicolor*.

La sensibilidad de la muestra de datos no permite establecer un límite inferior de masa del *Higgs*. Como resultado del ajuste obtenemos límites superiores, al  $90\%$  y  $95\%$  de nivel de confianza, para el producto  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W/ZH) \times Br(H \rightarrow b\bar{b})$ :

- Al  $95\%$  de nivel de confianza, este límite varía entre  $18.0 \text{ pb}$  y  $12.5 \text{ pb}$  para masas de *Higgs* de  $100 \text{ GeV}/c^2$  y  $140 \text{ GeV}/c^2$ , respectivamente.

En el correspondiente análisis, utilizando la muestra de datos de leptón + jets se obtuvieron resultados similares a los descritos para el canal hadrónico. Tras incluir los procesos  $p\bar{p} \rightarrow ZH$ , con  $Z \rightarrow ll$  y extender el rango de masas al cubierto en el canal hadrónico, se combinaron los resultados de ambos estudios. Se obtiene un límite superior al  $95\%$  de nivel de confianza en la sección eficaz de producción del *Higgs* ligeramente inferior al obtenido en los dos canales por separado, excepto para  $M(H^0) = 130 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(H^0) = 140 \text{ GeV}/c^2$  debido a fluctuaciones estadísticas hacia valores altos en la muestra de datos de leptón + jets. El resultado del límite superior de producción del *Higgs*, al  $95\%$  de nivel de confianza, combinando todos los datos disponibles en CDF es:

- $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W/ZH) \times Br(H \rightarrow b\bar{b}) = 16.8 \text{ pb}$  y  $17.2 \text{ pb}$  para masas de *Higgs* de  $100 \text{ GeV}/c^2$  y  $140 \text{ GeV}/c^2$ , respectivamente.

Los límites obtenidos son prácticamente independientes de la masa del Higgs. Son siempre más altos que las predicciones teóricas por lo que no podemos acotar en masa el modelo. La sensibilidad a este tipo de procesos está limitada por estadística a  $\sim 2$  órdenes de magnitud mayor que la sección eficaz predicha por el SM.

Es relevante destacar la mejora del resultado combinado con respecto al obtenido independientemente a partir de cada canal de desintegración. Dado el interés de esta búsqueda, en próximas tomas de datos, la combinación (con resultado positivo) del canal leptónico, considerado como el canal óptimo para este estudio, con otros canales de desintegración, puede proporcionar un aumento de sensibilidad importante para el estudio del *Higgs* en el Tevatron.

### Límites en la sección eficaz de producción de partículas de *Technicolor*

El análisis del proceso  $p\bar{p} \rightarrow \rho_T \rightarrow W\pi_T$  con  $W \rightarrow l\nu$  permite excluir, al 95% de nivel de confianza, una zona del espacio de fases del modelo del modelo *Multiscale and Topcolor-Assisted Walking Technicolor*. Las secciones eficaces medidas, para combinaciones de masa comprendidas entre:  $M(\pi_T) = 85 \text{ GeV}/c^2$ ,  $M(\rho_T) = 170 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\pi_T) = 105 \text{ GeV}/c^2$ ,  $M(\rho_T) = 200 \text{ GeV}/c^2$ , son  $\leq 10 \text{ pb}$ , mientras que las predicciones del modelo se sitúan en valores superiores a los 10 pb.

Con la muestra de multijets se ha pretendido extender el estudio a regiones de masa de los *Technimesons* que corresponden a secciones eficaces de producción predichas entre 5 y 10 pb. Con esta muestra de datos se exploran muchos más canales de desintegración del  $\rho_T$ , como  $\rho \rightarrow \pi_T\pi_T, \pi_TW, \pi_TZ, WW, WZ$ . Desgraciadamente la baja eficiencia de selección de sucesos de señal junto con la enorme cantidad de sucesos de fondo de QCD, hace que las incertidumbres estadísticas en los datos sean comparables a la señal buscada. En este caso, los límites superiores de producción obtenidos son  $\sim 50$  veces superiores a los predichos en la teoría. Con objeto de mejorar este resultado hemos aplicado este tipo de análisis, basado en el estudio de las distribuciones cinemáticas, para las nuevas combinaciones de masa, a la muestra de leptón + jets. El resultado obtenido combinando los dos canales de desintegración mejora sensiblemente el obtenido con la muestra de multijets, aunque no llega a ser competitivo con el resultado visto anteriormente, de forma que la región de masas excluida permanece inalterada. Para todas las combinaciones de masa el límite superior a la sección eficaz de producción es siempre superior a las predicciones del modelo. El resultado para el canal leptónico es sólo un factor 3 mayor que las secciones eficaces predichas por la teoría, lo que indica que en próximas tomas de datos podríamos ser sensibles a esta nueva región del espacio de fases. Este análisis ha proporcionado los primeros resultados experimentales para este tipo de modelos de *Multiscale Topcolor Assisted Walking Technicolor*

### Prespectivas para el Run II

Se ha realizado un estudio exhaustivo de simulación para establecer las potencialidades para la observación del *Higgs* en el próximo período de funcionamiento del Tevatron, el Run II. Los paquetes de simulación utilizados incorporan, en la medida de lo posible, las mejoras previstas en los detectores CDF y DØ, con ellos se han estudiado los principales estados finales del Higgs. De estos estudios se concluye que si bien el canal óptimo es el  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ , para maximizar la sensibilidad en la búsqueda del Higgs se requiere la combinación de todos los canales y de los resultados de los dos experimentos. Bajo estas condiciones, en la primera fase de toma de datos, con una luminosidad acumulada de  $\sim 2 \text{ fb}^{-1}$ , se podrá extender ligeramente el límite inferior de masa que se espera obtener tras el análisis de todos los datos de LEP-II. Con una estadística de  $\sim 10 \text{ fb}^{-1}$  el *Higgs* del modelo estandar podrá ser excluido hasta masas de  $\sim 180 \text{ GeV}/c^2$ , mientras que se necesitarán  $\sim 20$  (30)  $\text{fb}^{-1}$  para su observabilidad con una significancia estadística de  $3\sigma$  ( $5\sigma$ ).

---

## Apéndice A

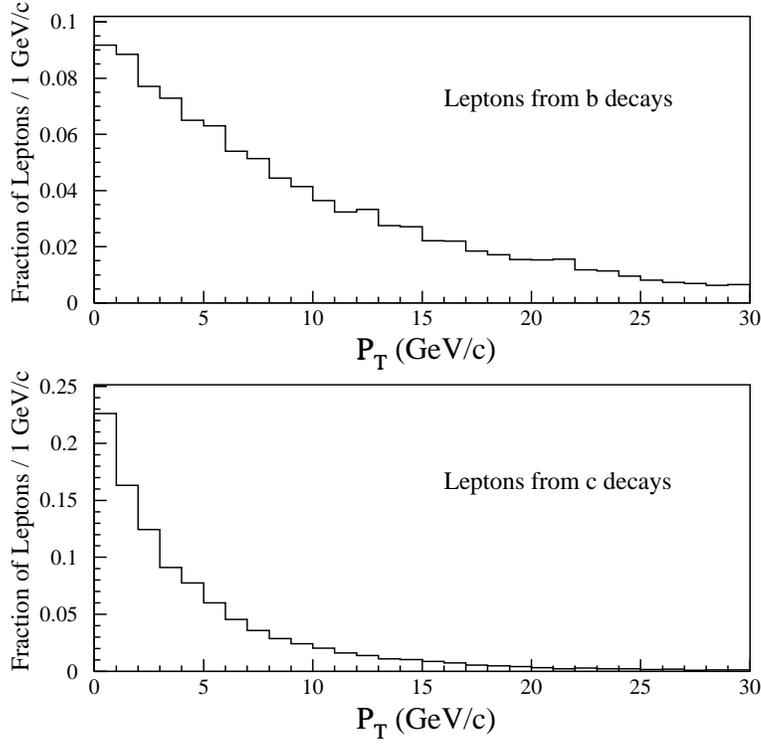
---

# Identificación de jets $b$ usando los productos de su desintegración semileptónica (SLT)

Además del algoritmo de reconstrucción del vértice secundario, existen otros algoritmos para la identificación del jet  $b$ , uno de ellos es identificarlo mediante la detección de leptones provenientes de su desintegración semileptónica,  $b \rightarrow cl\nu$  o  $b \rightarrow sl\nu$  (algoritmo de *soft lepton tagging* SLT). La fracción de desintegración semileptónica del  $b$  y  $c$  es aproximadamente 10% para cada tipo de leptón.

Los leptones producto de este tipo de desintegraciones son difíciles de identificar (en comparación con los leptones que vienen de  $W/Z$ ) por varias causas: (a) tienen un  $P_T$  pequeño, ver Figura A.1, (b) estos leptones están próximos a los jets formados por la fragmentación y productos de desintegración del mesón  $b$  y  $c$ , y consecuentemente están menos aislados que el otro tipo de leptones.

Al igual que el SECVTX, el SLT está basado en un algoritmo de trazas (la identificación de muones en CDF está basada sólo en trazas mientras que la de electrones está basada en trazas y *cluster* de energía en el calorímetro). El algoritmo de formación de *clusters* para los electrones incluye implícitamente requisitos referidos al aislamiento del electrón, haciendo que la eficiencia



**Figura A.1:** Distribución de  $P_T$ , a nivel de generación, del leptón proveniente de: (a) un jet  $b$  y (b) del jet  $c$ , en sucesos Monte Carlo de  $t\bar{t}$  ( $M_{top} = 170$  GeV/c ) generados con el Monte Carlo PYTHIA.

para este tipo de electrones sea pequeña.

## A.1 Descripción del algoritmo SLT

Este algoritmo considera sólo trazas con un momento transversal  $P_T \geq 2$  GeV/c, para rechazar las trazas provenientes de los jets genéricos, que tienen un espectro de energía mucho más suave. Este requisito mínimo para las trazas también se impone a los muones ya que las trazas con  $P_T \leq 1.4(2.0)$  GeV/c no alcanzan los detectores de muones CMU(CMP).

Las trazas que cumplen estos requisitos y que apuntan a las regiones fiduciales del CES (cámara central de hilos, colocada dentro del calorímetro electromagnético) y del CPR (Prerradiador central) son consideradas como candidatas a “electrón suave”. Las que apuntan a las regiones fiduciales de las cámaras de muones son consideradas candidatas a “muón suave”. La búsqueda de las trazas de estos leptones se restringe a la región fiducial de  $|\eta| \leq 1$  debido a que la reconstrucción de las trazas para  $1 \leq |\eta| \leq 1.6$  es ineficiente. Una vez que se encuentra una traza fiducial, se la declara como un candidato a “leptón suave”, posteriormente se comprueba su consistencia con los requisitos de identificación.

Los requisitos para “electrón suave” fueron estudiados con una muestra de electrones con bajo  $P_T$  procedentes de la conversión de fotones y para los “muones suaves” se usó una muestra de sucesos  $J/\psi$ . El objetivo de estos requisitos es mantener una eficiencia alta para la identificación de los jets  $b$  a la vez que la cantidad de falsos leptones proveniente de trazas en jets genéricos de QCD se mantiene por debajo del 1%.

### A.1.1 Identificación de electrones

El algoritmo trata de asociar la traza a un *cluster* encontrado en el CES con un tamaño y forma compatibles con los de una cascada de electrón. Con el fin de discriminar entre un electrón real y uno falso, el algoritmo usa la información de la carga ( $Q_{CPR}$ ) encontrada en la CPR, y de la cantidad de ionización,  $dE/dx$ , medida usando la carga asociada con los impactos de la CTC ( $Q_{CTC}$ ) utilizados en la reconstrucción de la traza.

La fracción de electrones falsos encontrados es del orden de un 2.5% por traza. Para reducir más esta fracción, se usa cierta información del calorímetro: las razones  $E_{had}/E_{em}$  y  $E/P$ . Este algoritmo de identificación de “electrón suave” se optimiza, modificando el algoritmo de formación de *clusters* usado para la identificación de electrones primarios. El algoritmo del SLT sólo usa la energía de la torre asociada a la traza, en vez de las tres torres que usa el algoritmo normal. En caso de que la traza esté a una distancia inferior a 2 cm de la frontera entre dos torres, entonces se usan las dos torres en el *cluster*.

La Tabla A.1 resume los diferentes requisitos utilizados por el algoritmo.

### A.1.2 Identificación de muones

Para identificar los muones de las desintegraciones de los mesones  $b$  y  $c$ , los segmentos de traza reconstruidos en las cámaras de muones deben ser asociados con las trazas de la CTC, que tienen que apuntar a las cámaras de muones. El procedimiento de extrapolación de la traza calcula la distancia de ésta al borde más cercano de cada detector y la desviación estimada de la misma debido a la difusión múltiple. Los muones se clasifican en cuatro categorías dependiendo del detector usado para la detección del segmento del muón. La primera categoría, CMUP, incluye impactos reconstruidos en CMU y CMP. Para los candidatos se requiere que la traza tenga un  $P_T \geq 3$  GeV/ $c$ . La segunda categoría, CMP, incluye sólo impactos reconstruidos en la CMP y se requiere que las trazas tengan  $P_T \geq 3$  GeV/ $c$ . Esta categoría incluye los muones que no pueden ser incluidos en CMUP porque no hay información del CMU o porque, a pesar de ser un buen segmento en la CMU, la traza de la CTC no se puede extrapolar a la región fiducial del CMU. Otra categoría es CMU, para la que se pueden hacer consideraciones similares; esta categoría incluye sólo muones que tienen un segmento en CMU y tienen una traza con un  $P_T \geq 2$  GeV/ $c$ . La última categoría incluye muones con segmentos reconstruidos en el CMX.

La Tabla A.2 muestra los diferentes requisitos para cada categoría.

Requisitos de selección de electrones	
Requisitos Fiduciales	
Posición $x$ en la CES $ X_{CES}  \leq 22$ cm	
Posición $z$ en la CES $6.22$ cm $\leq  Z_{CES}  \leq 237.45$ cm	
Se excluye la Región de la chimenea	
Posición $x$ en CPR $ X_{CPR}  \leq 17.78$ cm	
Posición $z$ en CPR $9.0$ cm $\leq  Z_{CPR}  \leq 235.26$ cm	
Requisitos CES	
$(E_{s_5}/P, E_{w_5}/P) \geq 0.24 + 0.03P$	si $P \leq 12$ GeV/ $c$
$(E_{s_5}/P, E_{w_5}/P) \geq 0.6 - (P - 12) \cdot 0.0125P$	si $12$ GeV/ $c \leq P \leq 20$ GeV/ $c$
$(E_{s_5}/P, E_{w_5}/P) \geq 0.5$	si $P \geq 20$ GeV/ $c$
$ \Delta x  \leq \text{Max}(0.7 \text{ cm}, 1.82 \text{ cm} - 0.1867P)$	
$ \Delta z  \leq 2$ cm	
$(\chi_{wire}^2/6, \chi_{strip}^2/6) \leq 16$	
Otros requisitos	
$Q_{CPR} \geq 4744 - 11592(P/P_T) + 7923(P/P_T)^2$	
$Q_{CTC} \geq 29.15 + e^{1.671-0.08P}$	para $P \leq 15$ GeV/ $c$
$0.7 \leq E/P \leq 1.5$	
$E_{had}/E_{em} \leq 0.1$	

**Tabla A.1:** Requisitos de selección de “electron suave”.  $P$  es el momento de la traza en GeV/ $c$ . Las coordenadas de CPR y CES tienen  $z = 0$  en  $\eta = 0$  y  $x = 0$  en el centro del calorímetro.

Para mantener una eficiencia alta en la reconstrucción de los muones no aislados, el requisito en la ionización mínima se relaja con respecto al requerido para los leptones primarios. Se requiere que  $E_{had}$ , medido en el compartimento de la torre por donde el muón ha pasado, cumpla el siguiente requisito:  $E_{had} \leq \sum_P^{0.2} + 6$  GeV, donde  $\sum_P^{0.2}$  es la suma escalar del momento de todas las trazas en un cono de  $\Delta R = 0.2$  alrededor del muón candidato. Este requisito se aplica sólo a muones con un  $P_T \geq 6$  GeV/ $c$  debido a que la información del calorímetro no es eficaz para rechazar hadrones que vienen del *punch through* por debajo de este momento.

Cuando tratamos con sucesos de Monte Carlo, el algoritmo se implementa asociando candidatos a “leptones suaves” a los provenientes de las desintegraciones semileptónicas del  $b$  o  $c$ , o a leptones del  $W$ ,  $Z$ , o  $\tau$ . Por tanto para los sucesos de Monte Carlo estos leptones siempre son reales.

Requisitos de selección de muones	
Categoría CMUP	
Número de impactos TDC en la CMU $\geq 3$	
Número de impactos ADC en la CMU $\geq 3$	
$ \Delta z _{CMU} < \text{Max}(3\sigma, 8 \text{ cm})$	
$ \Delta x _{CMU} < \text{Max}(3\sigma, 2 \text{ cm})$	
$E_{had} - \Sigma_p^{0.2} < 6 \text{ GeV}$	si $P_T \geq 6 \text{ GeV}/c$
Categoría CMU	
Número de impactos TDC en la CMU $\geq 3$	
Número de impactos ADC en la CMU $\geq 3$	
$ \Delta z _{CMU} \geq \text{Max}(3\sigma, 8 \text{ cm})$	
CMCCLUS $\leq 5$	
$\chi_{\Delta\phi, \Delta x, CMU}^2 < 10$	si $P_T \leq 20 \text{ GeV}/c$
$ \Delta x _{CMU} < \text{Max}(3\sigma, 2 \text{ cm})$	si $P_T \geq 20 \text{ GeV}/c$
$E_{had} - \Sigma_p^{0.2} < 6 \text{ GeV}$	si $P_T \geq 6 \text{ GeV}/c$
Categoría CMP	
$\chi_{\Delta\phi, \Delta x, CMU}^2 < 10$	si $P_T \leq 10 \text{ GeV}/c$
$ \Delta x _{CMU} < \text{Max}(3\sigma, 5 \text{ cm})$	si $P_T \geq 10 \text{ GeV}/c$
$ \Delta\phi _{CMP} < 0.1$	si $P_T \geq 10 \text{ GeV}/c$
$E_{had} - \Sigma_p^{0.2} < 0.6 \text{ GeV}$	si $P_T \geq 6 \text{ GeV}/c$
Categoría CMX	
$\chi_{\Delta x CMX}^2 < 9$	
$\chi_{\Delta x CMX}^2 < 9$	
$\chi_{\Delta\phi, \Delta x CMX}^2 < 9$	si $P_T \leq 5 \text{ GeV}/c$
$ \Delta\phi _{CMX} < 9$	si $P_T > 5 \text{ GeV}/c$

**Tabla A.2:** Criterios de selección para el “muón suave”.

Como los leptones provenientes de las desintegraciones semileptónicas de  $b$  o  $c$  están contenidos en un cono  $\Delta R \leq 0.4$  alrededor del jet, la definición de un jet identificado como jet  $b$  por este algoritmo está restringida sólo a “leptones suaves” que estén contenidos dentro de un cono de radio 0.4 alrededor del eje del jet con una  $E_T \geq 15 \text{ GeV}$ . El jet se identifica como  $b$  si contienen trazas con  $P_T \geq 2 \text{ GeV}/c$  identificadas como “leptón suave” por el algoritmo.



---

## Apéndice B

---

# La parametrización de jets $b$ identificados erróneamente (*mistag*)

La tasa de identificación de jets  $b$ ,  $R$ , se define como el número de jets identificados ( $N_{tag}$ ) positivamente(negativamente) <sup>1</sup> dividido por el número de jets “candidatos” ( $N_{cand}$ ), es decir, la probabilidad de que los jets “candidatos” sean efectivamente identificados. Esta tasa puede ser positiva,  $R^+$  o negativa,  $R^-$ . La tasa positiva se usará para calcular el número de jets provenientes de quarks pesados, mientras que la negativa indica el número de jets identificados erróneamente como  $b$ .  $R$  se parametriza en función de varias variables,  $x_1, x_2, \dots, x_n$  (usando un tamaño finito de intervalo para cada uno de los parámetros). Por lo tanto,  $R$  se puede escribir para el intervalo  $i_1^{\text{iésimo}}$  en la variable  $x_1$ , para el intervalo  $i_2^{\text{iésimo}}$  en la variable  $x_2$  etc...por la siguiente expresión:

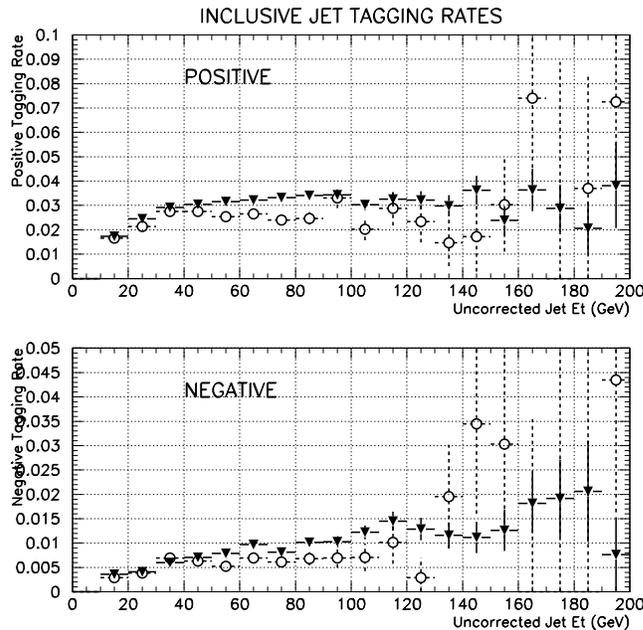
$$R = \frac{N_{tag}(i_1, i_2, i_3 \dots i_n)}{N_{cand}(i_1, i_2, i_3 \dots i_n)} \quad (\text{B.1})$$

La construcción de las matrices de la tasa de identificación de jets  $b$ ,  $R(R_{i_1, i_2, \dots})$  predice la magnitud y la distribución de los jets  $b$  identificados.

La habilidad de reconstruir vértices secundarios depende del número de trazas en el suceso, de la energía del jet y existe también una ligera dependencia con la energía transversa total del suceso,  $\Sigma E_T$ . Debido a estas dependencias, estas variables son buenas para parametrizar  $R$ . En principio se puede usar tantas como se quiera pero se observa que algunas variables tienen una

---

<sup>1</sup>El signo corresponde al signo asignado a la longitud transversa,  $L_{xy}$ .



**Figura B.1:** Tasas de identificación de jets  $b$  positivas y negativas en función de la energía sin corregir del jet para la muestra de multijets (triángulos). También se muestran las tasas obtenidas usando jets genéricos círculos.

dependencia más fuerte que el resto. Las variables utilizadas son: número de trazas, energía transversa de los jets,  $\Sigma E_T$  del suceso.

La Figura B.1 muestra las tasas positiva y negativa de los jets en función de  $E_T$  del jet sin corregir. El resultado ha sido obtenido usando dos parametrizaciones distintas calculadas con dos muestras de datos diferentes: una muestra de jets genéricos (una muestra que se requiere al menos un jet con  $E_T \geq 50$  GeV) y una muestra de multijets (sólo 4 jets). La tasa observada en la muestra de multijets es ligeramente superior a la observada en la muestra de jets genéricos.

Las tasas positivas y negativas pueden ser aplicadas en forma de matrices a la muestra bajo estudio para calcular el número de jets  $b$  identificados en el suceso. Para saber el número de jets esperados que son identificados como jets provenientes de un quark  $b$  en función de una variable cualquiera  $A$ , se calculará:

$$N_{tag}(\alpha) = \sum_{ijk} N_{tag}(\alpha, i, j, k) = \sum_{ijk} N_{able}(\alpha; i, j, k) R_{ijk}(\alpha) \quad (\text{B.2})$$

donde  $N_{tag}(\alpha)$  es el número de sucesos esperados en el intervalo  $\alpha$  de la variable  $A$  y  $R_{ijk}(\alpha)$  es la tasa de identificar un jet como  $b$  para un jet que está en el  $i^{\text{iésimo}}$  intervalo de  $E_T$ , en el  $j^{\text{iésimo}}$  intervalo de  $N_{trk}$ , en el  $k^{\text{iésimo}}$  intervalo de  $\Sigma E_T$  y en el intervalo  $\alpha$  de la variable  $A$ .

Las matrices calculadas con la muestra de jets genéricos tienen 8 intervalos de  $N_{trk}$ , 9 intervalos de  $E_T$  sin corregir y 3 intervalos de  $\Sigma E_T$  sin corregir. Las matrices calculadas con la muestra de multijets tienen 12 intervalos en  $N_{trk}$ , 12 intervalos de la  $E_T$  corregida y 3 intervalos de  $\Sigma E_T$ . Estas matrices son diferentes para jets  $b$  identificados negativamente o positivamente.



---

# Apéndice C

---

## Distribuciones de masa invariante

Los jets utilizados para la reconstrucción de la masa invariante de las nuevas partículas buscadas, no siempre pertenecen a los productos de desintegración de éstas. Tanto en la búsqueda del *Higgs*, como en la de *Technicolor*, a veces podemos identificar como quark *b* pesado a un producto de la desintegración del bosón vectorial o a un jet proveniente de la radiación de gluones, lo que distorsiona la distribución de masa invariante en estudio. En el caso del *Technicolor*, además, podemos tener contaminación dentro de las mismas partículas que buscamos, puesto que en ciertos canales tenemos hasta 3 jets *b* pertenecientes a los dos *Technipions* del suceso.

### C.1 Fracción de sucesos con jets *b* que no provienen del *Higgs*

Utilizando muestras de sucesos Monte Carlo hemos estudiado los sucesos donde uno o ambos jets *b* no provienen de la desintegración del *Higgs*. Estos sucesos pueblan las colas de la distribución de masa invariante,  $M(b\bar{b})$  de la señal.

Clasificaremos estos sucesos en tres tipo:

1. Sucesos de Tipo 0: Son aquellos en que los cuatro jets reconstruidos más energéticos del suceso provienen de la desintegración del Higgs y del bosón débil, pero al menos uno de los jets *b* identificados no pertenece a la desintegración del *Higgs*, sino a la desintegración del bosón débil (no hay cabida a jets provenientes de la radiación).
2. Sucesos de Tipo 1: Existe una fracción de sucesos donde uno de los 4 jets reconstruidos, con más momento transversal, en el suceso no proviene del *Higgs*, y por tanto provendrá de

$M_{H^0}$ (GeV/ $c^2$ )	70	90	110	130
sin radiación (%)				
Tipo 0	17.5%	21.7%	24.7%	23.7%
con radiación (%)				
Tipo 0	16.7%	21.8%	22.1%	21.3%
Tipo 1	4.3%	2.5%	2.3%	3.8%
Tipo 2	3.3%	4.8%	7.9%	7.7%
TOTAL	24.3%	29.1%	32.3%	32.8%

**Tabla C.1:** Fracción relativa de los diferentes tipos de población en las colas de la distribución  $M(b\bar{b})$  para los sucesos de señal, para distintas  $M(H^0)$ . Se muestran los resultados para muestras generadas sin radiación de gluones y para muestras generadas con radiación de gluones.

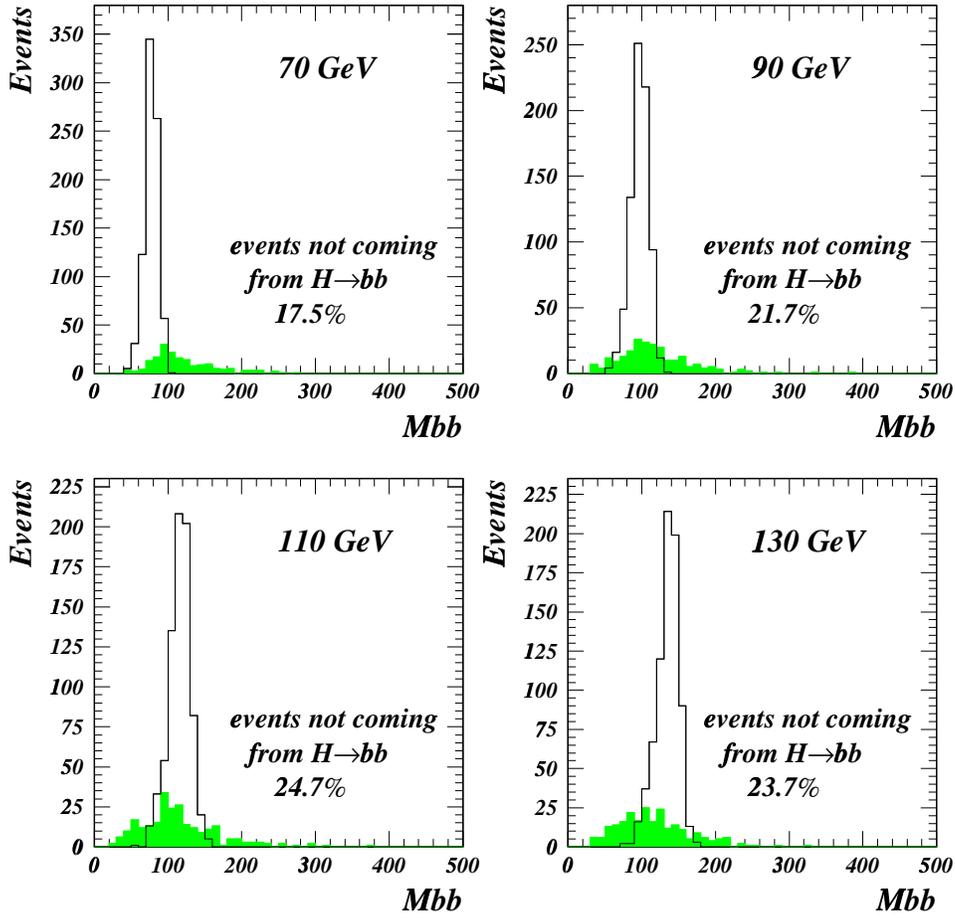
radiación. En tales sucesos, al menos un jet  $b$  identificado proviene de los bosones débiles o radiación.

3. Sucesos de Tipo 2: Sucesos que contienen un jet  $b$  identificado que no está asociado ni a un *Higgs* ni a un bosón débil.

La Tabla C.1 muestra las distintas fracciones de cada tipo de sucesos para cuatro valores de masa del *Higgs*; para muestras generadas sin radiación de gluones donde sólo se puede dar sucesos de tipo 0, y para muestras generadas con radiación donde se dan los tres tipos de sucesos. Las Figuras C.1 y C.2 muestran la distribución de la masa invariante para los sucesos de los tres tipos. Las figuras son para los casos sin y con radiación de gluones respectivamente. Los números en las figuras muestran la fracción de sucesos en los histogramas verde (sucesos que pertenecen al Tipo 0) y rojo (sucesos que pertenecen al Tipo 1 y Tipo 2). Las colas de las distribuciones están dominadas por los casos donde al menos un jet  $b$  identificado viene de un quark pesado procedente de la desintegración de un bosón débil.

## C.2 Fracción de sucesos con jets $b$ identificados provenientes del mismos *Technipion*

El caso del *Technicolor* es más complicado que el del *Higgs* puesto que además de las contribuciones que hemos visto en la sección anterior, el sistema  $b\bar{b}$  puede también estar formado

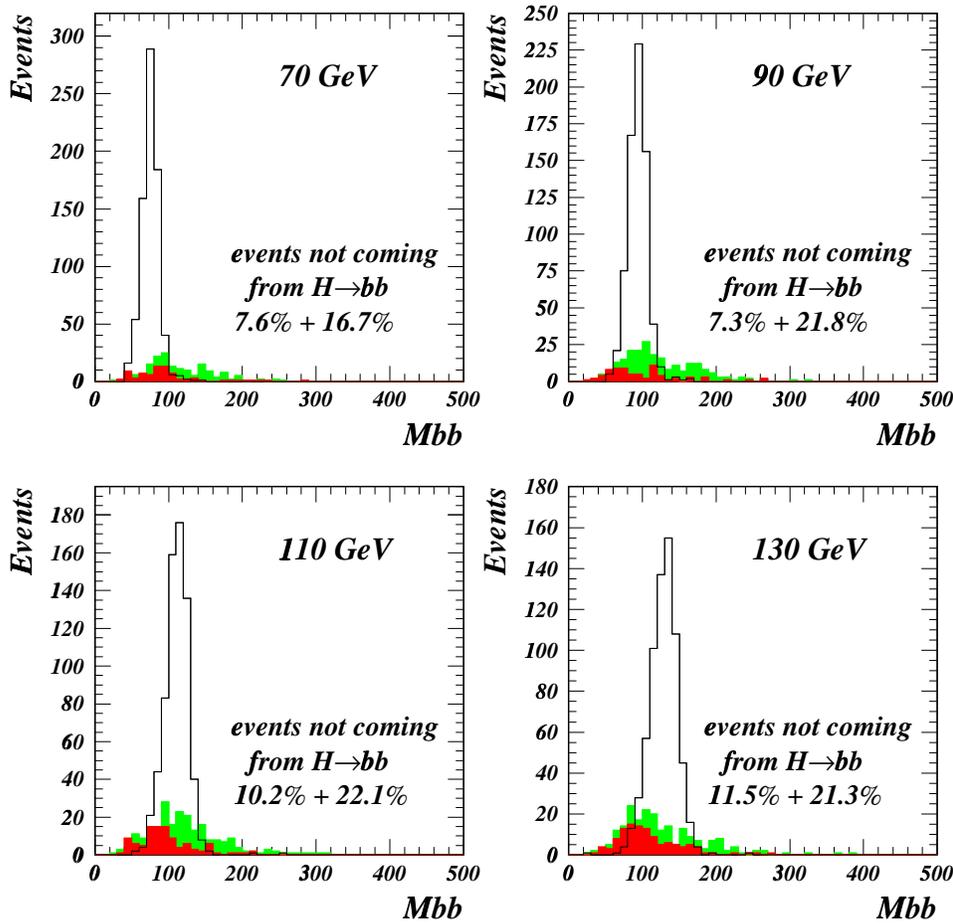


**Figura C.1:** Distribución de  $M(b\bar{b})$  para los sucesos de Monte Carlo generados sin radiación de gluones. El histograma blanco es para sucesos donde los dos jets  $b$  están asociados al Higgs, el verde es para aquellos donde al menos uno de los jets  $b$  está asociado al IVB (Tipo 0).

por jets  $b$  que provienen de *Technipions* distintos, con lo que no se puede reconstruir la masa del *Technipion* correctamente. La frecuencia de que ésto ocurra depende del número de *Technipions* en el estado final. Para ciertas combinaciones de masas el canal  $\rho_T \rightarrow \pi_T \pi_T$  es dominante, en cuyo caso tenemos  $\sim 50\%$  de probabilidad de que cada jet  $b$  provenga de un *Technipion* diferente.

Clasificaremos los sucesos en 4 categorías:

1. Sucesos Tipo 0: La masa invariante del *Technipion* es reconstruída, los dos jets  $b$  provienen del mismo *Technipion*. Existen dos posibilidades:



**Figura C.2:** Distribución de  $M(b\bar{b})$  para los sucesos de Monte Carlo generados con radiación de gluones. El histograma blanco es para sucesos donde los dos jets  $b$  están asociados al Higgs, el verde es para aquellos donde al menos uno de los jets  $b$  está asociado al IVB (Tipo 0), el rojo es para los sucesos donde (1) al menos uno de los jets  $b$  no viene del Higgs y (2) al menos uno de los jets  $b$  está asociado con radiación (Tipo 1 y Tipo 2).

- $\pi_T^0 \rightarrow b\bar{b}$ , donde ambos jets son  $b$  del *Technipion*.
- $\pi_T^\pm \rightarrow bc$ , donde un jet corresponde al quark  $b$  y el otro corresponde al quark  $c$  y ha sido identificado por el algoritmo SECVTX.

2. Sucesos Tipo 1: La masa invariante del *Technipion* no es reconstruída porque cada uno de los dos jets  $b$  pertenecen a un *Technipion* diferente. De nuevo hay dos posibilidades:

$M_{\rho_T}/M_{\pi_T}$	83/175	105/205	110/210
Tipo 0	47.2%	74.6%	65.4%
Tipo 1	47.2%	0.4%	8.3%
Tipo 2	4.3%	19.5%	20.1%
Tipo 3	1.2%	5.5%	6.3%

**Tabla C.2:** La fracción de veces que identificamos un jet  $b$  que viene de un *Technipion*. Tipo 1:  $\pi_T \rightarrow b\bar{b}$ , donde ambos jets vienen del mismo *Technipion*. Tipo 2:  $\pi_T \pi_T \rightarrow b\bar{b}bc$ , donde cada jet viene de un *Technipion* distinto. Tipo 3: donde al menos uno de los jets proviene de un IVB, o de radiación. Tipo 4: donde ninguno de los jets  $b$  viene de *Technipions*.

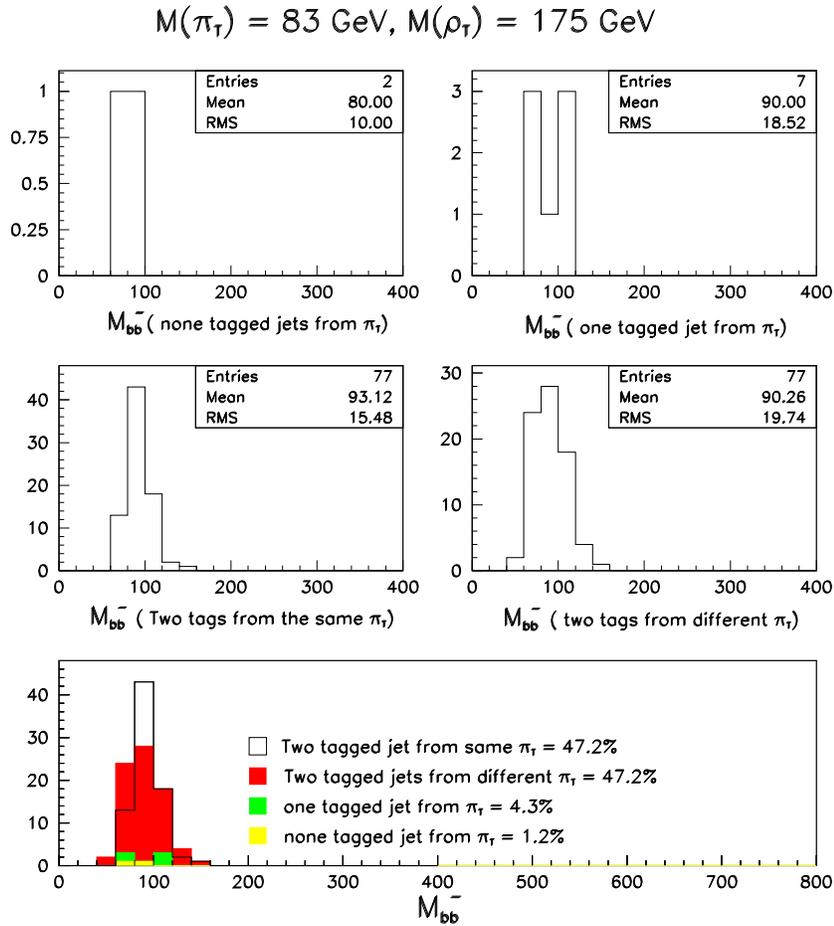
- $\pi_T^{0,\mp} \pi_T^{\pm} \rightarrow b\bar{b}bc, bcbc$ , donde un jet  $b$  pertenece a un *Technipion* y el otro jet  $b$  pertenece al otro *Technipion*.
  - $\pi_T^{0,\mp} \pi_T^{\pm} \rightarrow b\bar{b}bc, bcbc$ , donde al menos tenemos un jet  $b$  proveniente de un *Technipion* y un jet  $c$  identificado como  $b$  proveniente del otro *Technipion*.
3. Sucesos Tipo 2: Al menos un jet  $b$  proviene de un *Technipion* y el otro jet identificado viene de un bosón débil o de radiación.
  4. Sucesos Tipo 3: Ninguno de los dos jets  $b$  viene de un *Technipion*.

En nuestro estudio hemos considerado tres combinaciones de masas:

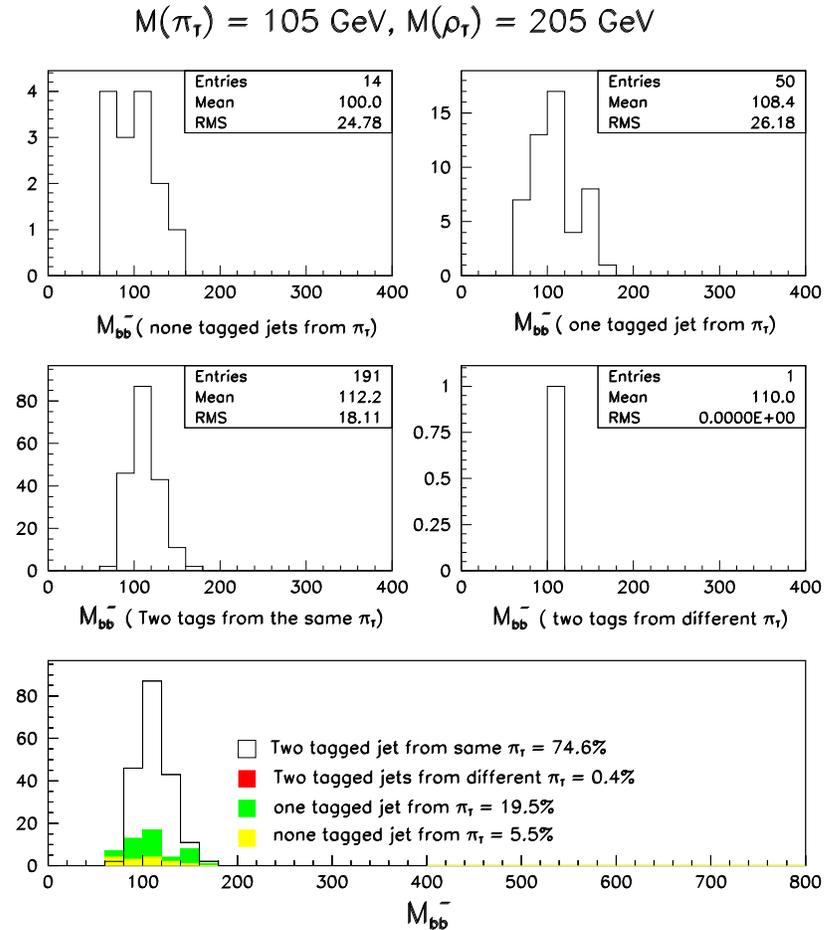
- $M(\pi_T) = 83, M(\rho_T) = 175$ . Donde  $\rho_T \rightarrow \pi_T \pi_T$  es el canal dominante.
- $M(\pi_T) = 105, M(\rho_T) = 205$ . Donde  $\rho_T \rightarrow W \pi_T$  es el canal dominante.
- $M(\pi_T) = 110, M(\rho_T) = 220$ . Donde  $\rho_T \rightarrow W \pi_T$  es el canal dominante pero hay cierta contribución ( $\sim 15\%$ ) del canal  $\rho_T \rightarrow \pi_T \pi_T$ .

La Tabla C.2 resume los resultados obtenidos. Como esperábamos, los sucesos para la combinación de masa donde domina  $W \pi_T$  hay más componente del tipo 0 y del tipo 2 (un jet proviene del boson débil), mientras que la combinación de masa donde domina  $\pi_T \pi_T$  está compuesta aproximadamente de 50% de sucesos de tipo 1 y sucesos de tipo 2

Las Figuras C.3 y C.4 muestran la masa invariante de las distribuciones para los diferentes tipos de sucesos para dos combinaciones de masa distintas. En ambos casos la distribución de masa es más estrecha cuando se reconstruye la masa con los dos jets provenientes del mismo *Technipion*.



**Figura C.3:** Distribución de masa invariante de los dos jets para los diferentes casos. La combinación de masa usada es  $M(\rho_T) = 175 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\pi_T) = 83 \text{ GeV}/c^2$ .



**Figura C.4:** Distribución de masa invariante de los dos jets para los diferentes casos. La combinación de masa usada es  $M(\rho_T) = 205 \text{ GeV}/c^2$  y  $M(\pi_T) = 105 \text{ GeV}/c^2$ .



# Agradecimientos

Como en todos los análisis realizados en colaboraciones, muchas personas han colaborado directa o indirectamente a este trabajo, me gustaría agradecer aquí el esfuerzo y la labor de todas ellas. Este agradecimiento incluye también a aquellas que participaron en el diseño, construcción y funcionamiento del detector desde la electrónica hasta el *software*.

En primer lugar, me gustaría agradecer al grupo de Altas Energías de la Universidad de Cantabria el haberme aceptado y permitido trabajar con ellos y por ayudarme durante mis estancias en la universidad.

El trabajo que resume esta memoria ha sido posible gracias al disfrute de una beca predoctoral concedida por la *Fundación Marcelino Botín*, que ha posibilitado mi estancia en Fermilab durante estos últimos cuatro años. Mi más sincero agradecimiento.

Quisiera manifestar mi gran agradecimiento y gratitud a mi directora de Tesis, la *Prof. Teresa Rodrigo Anoro*, por haber depositado su confianza y apoyo incondicional en mí, durante todo este tiempo. Sus conocimientos en este campo de las altas energías, han sido una ayuda invaluable para la elaboración de este trabajo. Gracias a ella he aprendido mucho desde el punto de vista físico y ético de lo que es ser un científico.

Y como no, a *Dr. Juan Valls Ferrer*, codirector de esta Tesis, por su ayuda y dirección en muchos aspectos allí en Chicago.

Agradezco a Fermilab que me acogiera como invitada científica, dejándome hacer uso de todas sus instalaciones (máquinas y datos). A todo el grupo de físicos de la colaboración CDF, en especial al grupo de trabajo de física exótica, por haber atendido a mis dudas durante el análisis. Me gustaría agradecer a la gente que ha trabajado directamente conmigo:

A la *Dra. Kaori Maeshima* por su constante ayuda en la realización de este análisis, por su enorme paciencia, a cualquier hora del día, para explicarme todos los entresijos del hacer diario de un análisis, y por su apoyo ante todas las dificultades. Thank you very much, Kaori.

Al *Prof. Jorge Fernandez de Troconiz* por sus enseñanzas en física y por ayudarme a comprender mejor el análisis realizado.

Al *Dr. Takanobu Handa*, con quien compartí muchas discusiones acerca de *Technicolor* y muchas horas de trabajo, por estar siempre dispuesto a echar un mano con sólo pasar por su despacho. Sigue así.

Al *Dr. Petar Macsinovic* por las discusiones acerca del *trigger* y su gran conocimiento de software, y también por los buenos ratos que hemos pasado fuera del trabajo.

También me gustaría agradecer a muchas personas de CDF que no han trabajado directamente conmigo pero siempre me han ayudado ante cualquier duda. Nombrarles aquí a todos llevaría mucho espacio pero mi agradecimiento hacia ellas.

Quisiera agradecer a dos teóricos que me han ayudado a un mejor entendimiento de la física: a *Ken Lane* por contestar mis dudas sobre *Technicolor* y a *Tim Tait* por contestar, siempre con buena cara y de manera muy clara, todas mis preguntas, además de revisar mi capítulo de teoría.

Además de la gente del trabajo, debo agradecer a muchas personas que con su apoyo y amistad han ayudado a que mi vida allí fuera más agradable. Con ellos he compartido desde discusiones sobre física a buenos y malos ratos, siempre dispuestos a ayudarme en cualquier momento. En especial, me gustaría agradecer a las primeras personas que conocí al llegar a CDF: *David Olaya, Rosa Medina, Carmine Pagliarone, Simona Rolli, Neeti Parashar*, que me presentaron a mucha gente y me enseñaron sitios alrededor de Fermilab; sobre todo a David y Rosa por ser tan divertidos y buenos amigos. Y a muchas gente que he ido conociendo con el tiempo y con los que he ido compartiendo muchos ratos fuera del trabajo: *Simona, Tim, Germano, Lara, Cecilia, Daniel, José Luis, Miguel, Clarisa, Irene, Aurelio, Valeria, Johannes, Dana, Javi, etc, etc*. Sobre todo a *Simona* por las charlas que ayudaban a superar el quehacer diario, a *Daniel y Cecilia* por las tarde de guitarra de los sábados y a *Lara y Germano* por ser como son.

No me puedo dejar en el tintero a todos los amigos de siempre, que en todo momento me han ayudado y animado con sus mensajes, cartas y llamadas de teléfono, aunque no siempre fueron correspondidas por falta de tiempo. A *Amaya, Ampí, Alberto, Bea, Beatriz, Belen, Iván, Mada, Manuel, María, Rafa, Toni, Quique, Dani* y alguno más que tiene el nombre repetido. Os agradezco el apoyo constante que me habéis dado desde que me fuí, y las risas y buenos ratos que hemos pasado cuando he venido.

Y por supuesto a *Gerva* quien ha aguantado todo este tiempo mis cambios de humor con infinita paciencia y comprensión, y espero que siga haciendolo. Además de por las muchas y útiles discusiones sobre los análisis que realizamos.

Por último, mi agradecimiento más sincero a mi familia, en especial a mis padres, *Cristóbal y Flor* y a mi hermana *Eva*, por su esfuerzo y apoyo continuo. Sin ellos todo esto no hubiera sido posible.

# Bibliografía

- [1] M. Gell-Mann *et al.*, Phys. Lett.**8**, 214 (1964).
- [2] G. Zweig, 1964. CERN Preprint TH-401.
- [3] F.Halzen y A.Martin, *Quarks and Lepton: An introduction course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, 1984;  
T. Cheng y L.Li, *Gauge Theory of elementary Particles Physics*, Oxford Univertisy Press, 1984 ;  
Muchos libros de física de partículas y teoría de campos describen el modelo.
- [4] S.L. Glasghow, Nucl Phys. **22**,579 (1961), 579.
- [5] Steven Weinberg. Phys. Rev.Lett.**19**, 1264 (1965).
- [6] Abdus Salam, *Elementary Particle theory: Relativistic groups and analyticity*, Weak and electromagnetic interactions. In N. Svartholm, editor. Proceeding of the Eighth Nobel Symposium held May 19-25, 1968, at Aspenasgarden, Lerum, in the country of Alvsborg,Sweden. Alqvist & Wiksell,Stockholm,1968.
- [7] G. Arnison *et al.*, Phys.Lett. **B122**, 103 (1983);  
G. Arnison *et al.* Phys.Lett. **B:273**, 129 (1983);  
K. Eggert *for the UA1 collaboration: Observation of the neutral intermediate vector boson at the cern anti-p p collider*. Print-83-1038 (AACHEN), Published in EPS High Energy Conf.1983:447 (QCD161:E85:1983).
- [8] Particle Data Book, The European Physical Journal C, Volume 3, Number 1-4, 1998.  
Updates are found at <http://pdg.lbl.gov/>
- [9] C. Caso *et al.*, Phys.Rev. Lett. **C3**, 1 (1998). Updates are found at <http://pdg.lbl.gov/>
- [10] Y.Nambum, Phys.Rev.Lett. **4**,380 (1964);  
Y.Nambu *et al.*, Phys.Rev. **122**,345 (1961); Phys.Rev. **124** 246 (1961);

- J.Goldstone, *Nuovo Ciminto* **19**, 154 (1961);  
J.Goldstone *et al.* *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962).
- [11] P.Anderson, *Phys.Rev.* **130**, 439 (1963);  
P.W.Higgs, *Phys.Lett.***12**,132 (1964);  
F.Englert, *et al.* *Phys.Rev.Lett.***321**(1964);  
P.W.Higgs, *Phys.Rev.* **145**, 1156 (1966);  
T.W.B.Kibble, *Phys.Rev.* **155**, 1554 (1967).
- [12] C.Quigg. *Supercollider Physics*. Invited talk at 8th Reencontres du Physique de la Vallee d'Aoste; Result and perpective in particle physics. La Thuile, Italy 1994.
- [13] S.Weimberg, *Phys. Rev.* **D19**, 1277 (1979);  
L.Susskind, *Phys.Rev.***D20**, 2619 (1979).
- [14] M.E. Peskin, *Models of Electroweak symmetry Breaking* hep-ph/9705479, (1997).
- [15] E.Eichten *et al.*, *Phys. Lett.* 90 **B**, 125 (1980) ;  
S.Dimopoulos and L.Susskind, *Nucl. Phys.Rev* **D15**, 237 (1979).
- [16] R. Sekhar Chivukula, *Models of Electroweak symmetry Breaking* hep-ph/9803219, (1998)  
y la referencias que en el contiene.
- [17] K.Lane *Introduction to technicolor* hep-ph/9401324 v2.
- [18] C.T. Hill. *Phys. Lett.* **B,345**:483, 1995.
- [19] P. McNamara *for the LEP Higgs working group, LEPC meeting.* CERN Sept. 1999.
- [20] S.D Holmes, *A Practical Guide to Modern High Energy Accelerator.* Santa Fe, TASI-87;  
S.D Holmes, *Achieving High Luminosity in the Fermilab Tevatron.* Fermilab, CONF-91-341-E.
- [21] G.Brianti, *The future CERN accelerator: The Large Hadron Collider (LHC)*, 1989. In "La Thuile 1989, Results and perspectives in particle physics" 567-577.  
S. Stapnes, *Physics at LHC.* Given at International Conference on Hadron Structure (HS 98), Stara Lesna, Slovakia, 7-13 Sep 1998. In "Stara Lesna 1998, Hadron structure '98" 418-435.
- [22] M.Spira *et al.*, *Nucl. Phys.* **B453**, 17 (1995).
- [23] D. Dicus *et al.* *Phys.Rev.***D59**:094016, (1999).
- [24] D. Zeppenfeld. *Proceedings, Run II Higgs/SUSY workshop at Fermilab.* hep-ph/9810289.

- 
- [25] M. Spira *et al.*, Phys. Rev. Lett. **46**, 203 (1998).  
T.Han *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 3274 (1992).
- [26] D.Amedei *et al.*, *Future Electroweak Physics at the Fermilab Tevatron*. FERMILAB-PUB-96/082, hep-ph/9602250.
- [27] F.Abe *et al.*, Phys. Rev. D **41**, 1717 (1990).
- [28] T. Han *et al.*, Phys. Lett. **B273**, 167 (1991).
- [29] G. Altarelli *et al.*, Nucl. Phys. *bf B157*, 461 (1979) ;  
J. Kubar-Andre *et al.*, Phys. Rev. **D50**, 4491 (1994), **D49**, 1354 (1994).
- [30] B.W. Lee *et al.*, Phys. Rev. **D16**, 1519 (1977).
- [31] T. Rizzo, Phys. Rev. **D22**, 722 (1980); W.-Y. Keung *et al.*, Phys. Rev. **D30**, 248 (1984).
- [32] R. Ellis *et al.*, Nucl. Phys. **B297**, 221 (1988).
- [33] A. Djouadi *et al.*, Phys. Lett. **C70**, 437 (1996);  
W.J.Stirling *et al.*, Phys. Lett. **B347**, 291 (1995), **B366**, 451 (1996).
- [34] E.Eichten *et al.*, Reviews of Modern P.P., **56**, 579 (1984).
- [35] E. Eichten *et al.*, Phys. Lett. **B222**, 274 (1989).
- [36] E. Eichten *et al.*, Phys. Lett. **D34**, 1547 (1986).
- [37] E. Eichten *et al.*, Phys. Lett. **B388**, 803 (1996).
- [38] G.Dugan, *Tevatron collider: Status and prospect, 1989*. FERMILAB- Conf-89/182.
- [39] L.M. Lederman. Scientific American, **264**, 48 (1991).
- [40] M. Shochet, *The physics of proton-antiproton collisions, 1991*. FERMILAB-conf-91/341-E, Published Lectures, Les Houches Summer School, Particles in the 90's, Ecole d'Eté de Physique Théorique, Les Houches, France.
- [41] F.Abe *et al.*, Nucl. Inst. and Meth, **A271**, 387 (1988).
- [42] F.Abe *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A271**, 387 (1998).
- [43] D.Amedei *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A350**, 73 (1994).
- [44] P.Azzi *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A360**, 137 (1995).

- 
- [45] F.Bedeschi *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A268**, 50 (1988).
- [46] L.Balka *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A267**, 2272 (1988).
- [47] S.Bertoluci *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A267**, 301 (1988).
- [48] Y.Fukui *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A267**, 280 (1988).
- [49] C.Haber *et al.*, *Performance and Calibration Studies of the CDF Endplug Hadronic Calorimeter*. Published in Proceedings, Batavia 1985, Gas Sampling Calorimetry (1985).
- [50] G. Brandenburg *et al.* Nucl. Inst. and Meth. **A267**, 257 (1988).
- [51] S. Cihangir *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A267**, 249 (1988).
- [52] G. Ascoli *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A268**, 33 (1988).
- [53] A. Gauthier *et al.*, CDF internal document 1500 (1991).
- [54] P. Giromini *et al.*, CDF internal document 3898 (1996).
- [55] K. Byrum *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A268**,82 (1988).
- [56] F. Abe *et al.* Phys. Rev. D **45**, 1448 (1992);  
F. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D50**, 2966 (1994);  
F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 225 (1994).
- [57] F. Abe *et al.* Phys. Rev. **D45**, 1448 (1992);  
F. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D46**, 4857 (1992).
- [58] R. Field and R.Feynmann, Nucl. Phys. **B136**,1 (1978).
- [59] J.Tonisson, CDF internal document 2868, (1994);  
W. Yao *et al.*, CDF internal document 3257, (1995);  
N. Eddy, CDF internal document 3534, (1996).
- [60] S. Berhends, CDF internal document 3550, (1996).
- [61] M. Barone *et al.* CDF internal document 3457 (1995);  
M. Barone *et al.* CDF internal document 3711 (1996).
- [62] D.Gerdes, CDF internal document 2903, (1995).
- [63] Dilepton Working Group, CDF internal document 2862, (1995).
- [64] W. Bokhari *et al.* CDF internal document 3088 (1995).

- 
- [65] W. Badget *et al.* CDF internal document 2017 (1993);  
H. Kasha *et al.* CDF internal document 2386 (1993).
- [66] C. Campagnari *et al.* CDF internal document 2821 (1994);  
J. F. Troconiz *et al.* CDF internal document 3711 (1996).
- [67] R. Vilar *et al.* CDF internal document 4657, (1998).
- [68] K. Maeshima *et al.* CDF internal document 4836, (1998).
- [69] E. Buckley-Geer, CDF internal document 3995, (1996).
- [70] D. Glenzinski Ph.D thesis, John Hopkins University (1995).
- [71] T. Handa, PhD Thesis, Hiroshima University (1999);  
T. Handa *et al.*, CDF internal document 3572 (1998).
- [72] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **82**, 74 (1994);  
T. Sjöstrand, LU-TP-95-20, Aug 1995. 321pp. Long version of publication in Comput.Phys.Commun. e-Print Archive: hep-ph/9508391 .
- [73] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys.**B238**, 1 (1984);  
G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys.**B310**, 461 (1988).
- [74] F. Paige and S.D. Protopescu, BNL-38034, (1996).
- [75] F.A. Berends *et al.*, Nucl. Phys. **B357**, 32 (1991).
- [76] By G. Altarelli, (Ed.), L. Di Lella, (Ed.) *Advanced series on direction in high energy physics*,(4), 1989. Singapore: World scientific 404p (1998).
- [77] C. Peterson *et al.* Phys. Rev. **D 27**, 105 (1983).
- [78] T.Rodrigo *et al.* CDF internal document 1810 (1992).
- [79] S.Errede, CDF internal document 3372 (1995).
- [80] H. Wenzel, CDF internal document 4099 (1997).
- [81] G.Unal *et al.* CDF internal document 2716 (1994).
- [82] W.Yao *et al.* CDF internal document 2989 (1995).
- [83] F.Abe *et al.* Phys. Rev. Lett. **71**, 3421 (1993).
- [84] C.Miao *et al.* CDF internal document 3596 (1996).

- 
- [85] G.Unal, CDF internal document 3563 (1996).
- [86] A.Yagil *et al.*, CDF internal document 2363 (1993).
- [87] C.Miao *et al.*, CDF Internal document 3542 (1996).
- [88] W.Bokhari, Ph.D. Thesis, Massachuttes Institute of Technology, 1997.
- [89] F.Abe *et al.*, Phys.Rev. Lett **80**, 2773 (1998).
- [90] F.Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 453 (1996).
- [91] P.Azzi, Ph.D. Thesis, University of Padova, 1996.
- [92] J.R. Dittman *et al.*, CDF internal document 3360 (1997).
- [93] P.Azzi *et al.* CDF internal document 3428 (1995).
- [94] J. Troconiz *et al.* CDF internal document 4131 (1998).
- [95] F.Abe *et al.* Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).
- [96] F.Abe *et al.* Phys. Rev.**D50**, 2966 (1994);  
F.Abe *et al.* Phys. Rev. Lett. **73**, 225 (1994).
- [97] F.Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 4042 (1993).
- [98] T.Stelzer and S. Willenbrock, Phys. Rev. **B357**, 125 (1995);  
M.Smith and S. Willenbrock, hep-ph/9604223;  
D.O.Carlson and C.P.Yuan, hep-ph/9509208.
- [99] J.Ohnemus *et al.*, Phys. Rev. **D43**, 3626 (1991);  
J.Ohnemus *et al.*, Phys. Rev. **D44**, 1403 (1991);  
J.Ohnemus *et al.*, Phys. Rev. **D44**, 3477 (1991).
- [100] G. Unal *et al.*, CDF internal document 3513 (999).
- [101] Y.Cen *et al.*, CDF internal document 2965 (1995).
- [102] J.F. Troconiz *et al.* CDF internal document 4129 (1998).
- [103] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5748 (1998).
- [104] R. Vilar *et al.* CDF internal document 4543 (1998).
- [105] T. Affolder *et al.* FERMILAB-PUB-99/141-E.

- 
- [106] P. Azzi *et al.* CDF internal document 3544 (1996).
- [107] D. Glenzisky, CDF internal document 3403 (1995).
- [108] R.Roser *et al.*, CDF internal document 3442 (1995).
- [109] M. Kruse, PhD thesis, Perdue University (1996).
- [110] F. James, MINUIT Version 94.1, *Function minimization and Error Analysis CERN Program Libray Long Writeup D506*. (1994).
- [111] L. Galtieri *et al.*, CDF internal document 3983 (1997).
- [112] R.Barlow *et al.* Comm. Phys. Comm 77-129, (1993).
- [113] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3819 (1997).
- [114] W. Yao, CDF internal document 4112 (1997).
- [115] W. Yao, CDF internal document 4565 (1998).
- [116] D.Kastembaum, PhD Thesis, Harvad University (1996).
- [117] The CDF detector, *Technical Design Report FERMILAB-Pub-96/390-E*, (1996).
- [118] J. Huston *et al.*, CDF internal document 4370 (1997).
- [119] T.O.F working group, CDF internal document 2573 (1994). Submitted to the PAC in April, 1994.
- [120] P.Maksinovic, Talk at the SUSY/Higgs Workshop, Nov. 6, 1998.
- [121] R.Hughes *et al.* Talks at CDF upgrade meetings.
- [122] J. Valls *et al.* Pub. Proceedings Physics at Run II: *Workshop on Supersymmetry /Higgs: Summary Meeting*, .
- [123] J.Conway, <http://www.physics.rutgers.edu/~jconway/soft/shw/shw.html> Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, IL, November 19-21, 1999. FERMILAB-CONF-99/163-E.
- [124] A. Goussiou *et al.*, *jjbb̄ channel, SHW Analysis*. SUSY/Higgs Workshop, (Higgs working group - 1998).
- [125] W. Yao *et al.*, *lvbb̄ channel, QFL' Simulation and Traditional Techniques*. SUSY/Higgs Workshop, (Higgs working group - 1998).

- [126] E.Barberis *et al.*,  $lvb\bar{b}$  channel, *SHW Simulation and Traditional Techniques*. SUSY/Higgs Workshop, (Higgs working group - 1998).
- [127] P. Bhat *et al.*,  $lvb\bar{b}$ , *SHW simulation and Neural Network Techniques*. SUSY/Higgs Workshop, (Higgs working group - 1998).
- [128] P.Bhat *et al.*  $\nu\bar{\nu}b\bar{b}$  channel, *SHW simulation and Neural Networks*. SUSY/Higgs Workshop, (Higgs working group - 1998).
- [129] W.M. Yao (LBL, Berkeley). FERMILAB-CONF-96-383-E, Jun 1996. 3pp.
- [130] P.Bhat *et al.*  $l^+l^-b\bar{b}$  channel, *SHW simulation and Neural Networks*. SUSY/Higgs Workshop, (Higgs working group - 1998).