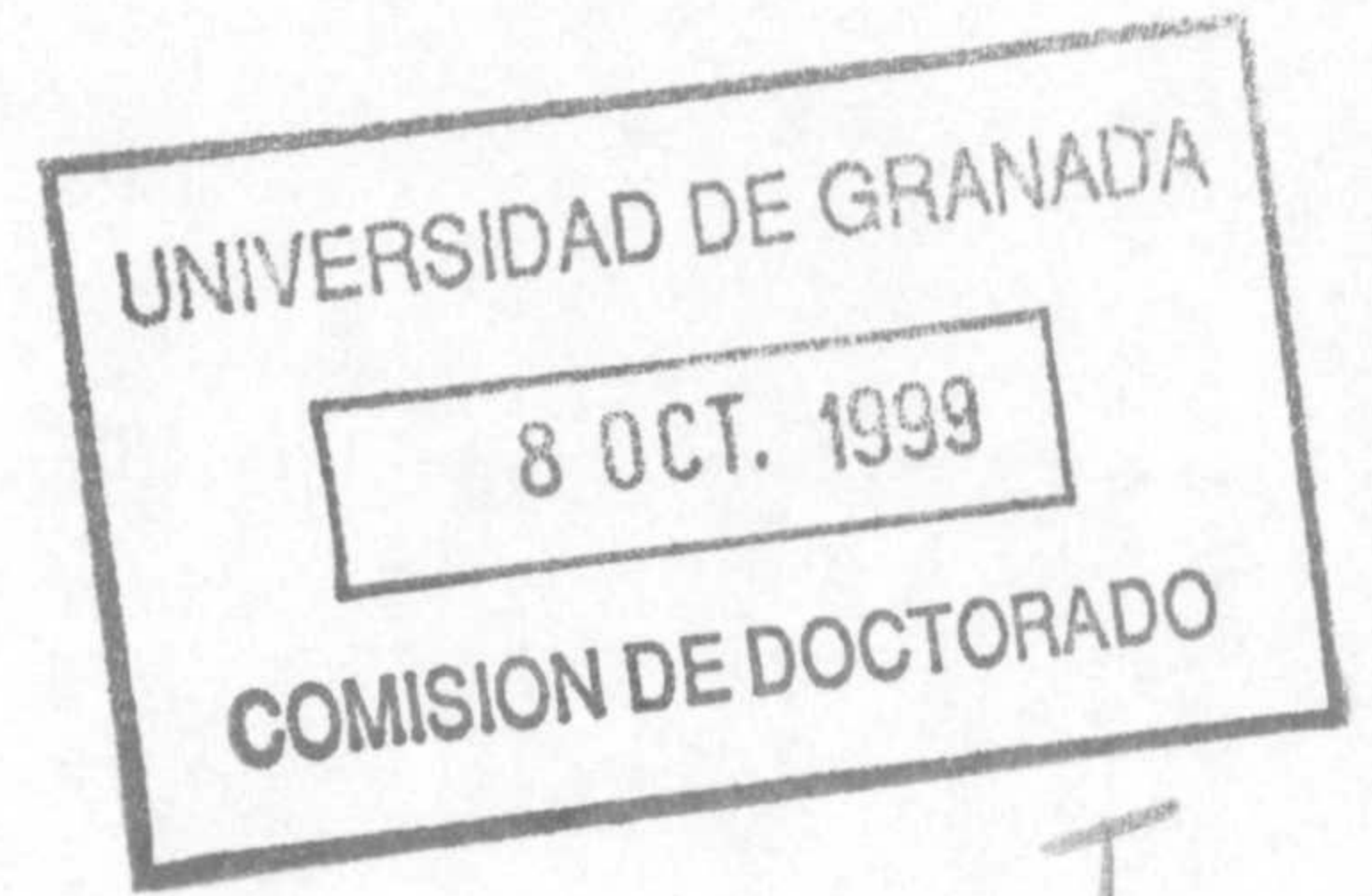


T. Prov. 24/60



T  
16  
79

EFFECTOS DE LA MEZCLA DE  
FERMIONES  
EN GRANDES COLISIONADORES

Tesis Doctoral

Juan Antonio Aguilar Saavedra  
Departamento de Física Teórica y del Cosmos  
Universidad de Granada

Octubre de 1999






D. Francisco del Águila Giménez, Catedrático de la Universidad de Granada

**CERTIFICA:** que la presente memoria, EFECTOS DE LA MEZCLA DE FERMIONES EN GRANDES COLISIONADORES, ha sido realizada bajo su dirección en el Departamento de Física Teórica y del Cosmos de la Universidad de Granada, y que constituye la tesis doctoral de D. Juan Antonio Aguilar Saavedra

Granada, 6 de Octubre de 1999



Fdo. Francisco del Águila Giménez

Juan Antonio Aguilar Saavedra  




## AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi agradecimiento a todas aquellas personas que han ayudado a hacer posible esta tesis.

En primer lugar, a Paco del Águila, por su apoyo, estímulo, consejo, por su (paciente) dirección durante estos años y por enseñarme a utilizar la mano izquierda. Es obvio señalar que de no ser por él, esta tesis no existiría. También al resto de miembros del grupo, en especial a Manel Masip por haber compartido conmigo parte de sus conocimientos. Y a Fernando Cornet, cuya ayuda para dominar a Rambo y otros personajes no tiene precio.

Agradezco a Marek Zralek, Gustavo Branco, Ramón Miquel y Lluís Ametller haber tenido la oportunidad de aprender de ellos durante nuestra colaboración. A Gustavo también le agradezco las invitaciones al Instituto Superior Técnico de Lisboa, en el cual me he sentido como en casa, y donde he realizado parte de este trabajo.

A mis pacientes compañeros de despacho Manolo Pérez-Victoria y Javi Rico agradezco haber podido compartir buenos momentos, en el trabajo y en las escuelas a las que hemos asistido juntos. A ellos y a Jorge Jiménez también debo agradecer su disponibilidad para mis preguntas frecuentes, no siempre relacionadas con la física. También a Manolo agradezco el habernos proporcionado la mejor sede para celebrar diversos Congresos Morcilleros que han enriquecido la convivencia con el resto de miembros del Departamento. Todos ellos han sido compañeros inestimables en el camino.

A Pedro y Juan Antonio agradezco su amistad sobre todo, su consejo y el haber compartido muchos buenos ratos en los que he conseguido olvidar esta tesis. Finalmente, pero no en último lugar, debo estar agradecido sobre todo a mi familia por compartir los momentos buenos y malos y por ayudarme a superar las dificultades de todo tipo que he ido encontrando.



a mis padres



# CAPÍTULO 1

## INTRODUCCIÓN: EL MODELO ESTÁNDAR

Desde finales de los años 60 existe en física de partículas una teoría consistente y relativamente simple conocida como Modelo Estándar de las Interacciones Electrodébiles y Fuertes (ME) basada en el grupo de *gauge*  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  [1]. Esta teoría extiende otra teoría desarrollada alrededor de 1950, la Electrodinámica Cuántica, basada en el grupo abeliano  $U(1)_Q$ , cuyo principal éxito es la predicción del momento magnético anómalo del electrón con una precisión de 11 cifras significativas. Entre los éxitos del ME cabe destacar la predicción de la existencia de los bosones  $Z$  y  $W^\pm$  que median las interacciones débiles, la predicción de la existencia del quark *charm* ( $c$ ) [2] y el sorprendente acuerdo numérico entre casi todas las predicciones de la teoría y las medidas experimentales [3].

La existencia del quark *charm* fue postulada a partir de la ausencia de corrientes neutras con cambio de sabor (NCS). En 1970 aún no se habían descubierto experimentalmente los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  y sólo se conocían como partículas elementales de materia cuatro leptones (el electrón  $e$ , el muón  $\mu$ , ambos con carga eléctrica  $-1$ , y sus neutrinos asociados  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  de carga 0) y tres tipos o sabores de quarks: quark *up* ( $u$ ) con carga  $2/3$  y quarks *down* ( $d$ ) y *strange* ( $s$ ) con carga  $-1/3$ . Los dos primeros quarks formaban un doblete bajo el grupo de isospín  $SU(2)_L$  (ver tabla 1.1), mientras que al tercero no se le conocía pareja alguna. De ser esto así, es decir, de ser el quark  $s$  un singlete bajo  $SU(2)_L$ , deberían existir corrientes NCS relativamente intensas, por ejemplo las desintegraciones  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$   $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$  deberían ser fácilmente observables. Por



el contrario, estas desintegraciones no habían sido todavía detectadas <sup>1</sup> y su ausencia intrigaba a los científicos hasta que se propuso el llamado mecanismo de GIM [2] en honor a sus autores, que proponía la existencia de una pareja para el quark  $s$ , llamada quark *charm* y con carga  $2/3$ . Mediante este mecanismo se explicaba por qué estas desintegraciones no tenían lugar a nivel árbol mediante el intercambio de una  $Z$  y estaban suprimidas a un bucle. El quark *charm* fue descubierto independientemente por dos grupos experimentales diferentes en Noviembre de 1974 [5].

	$T_3$	$Q$	$Y$		$T_3$	$Q$	$Y$
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$0$	$-1$	$e_R$	$0$	$-1$	$-2$
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$u_R$	$0$	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$
	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$d_R$	$0$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

Tabla 1.1: Asignaciones de isospín (valor propio del generador  $T_3$  de  $SU(2)_L$ ), hipercarga (valor propio del generador  $Y$  de  $U(1)_Y$ ) y carga  $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$  de las partículas elementales de la primera generación. Las asignaciones para la 2<sup>a</sup> y 3<sup>a</sup> familia son similares.

Tres años después, y de forma inesperada, se identificó un nuevo quark de carga  $-1/3$  [6], que fue bautizado como *bottom* o *beauty* ( $b$ ), con lo que se inició la búsqueda de su compañero de carga  $2/3$ , el *top* ( $t$ ). Desde entonces, se han observado una tercera pareja de leptones ( $\nu_\tau, \tau$ ) [7] y los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  [8]. El acuerdo entre la masa predicha por el ME para estos bosones y la masa observada supuso un nuevo y rotundo triunfo. Con el descubrimiento en 1994 del quark *top* [9], se completa la tabla 1.2 de las partículas elementales conocidas. Sin embargo, la existencia de una partícula masiva, neutra y de espín 0 llamada bosón de Higgs, predicha por la teoría, aún no ha sido confirmada experimentalmente y es objeto de un intenso estudio. Por otra parte, la reciente confirmación de las diferencias de masa entre neutrinos [10] apunta la necesidad de algunos ligeros retoques en la estructura del ME en su versión mínima, con la posible adición de nuevos grados de libertad en el sector de neutrinos.

<sup>1</sup>Los valores actuales de las anchuras parciales de estos modos de desintegración son  $\text{Br}(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (7.2 \pm 0.5) \times 10^{-9}$ ,  $\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) < 2.4 \times 10^{-9}$  [3]. Recientemente se ha observado un suceso compatible con  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  [4].



	Leptones	Quarks (con 3 colores)
Partículas de materia	1 <sup>a</sup> Generación $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ $e_R$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ $u_R$ $d_R$
	2 <sup>a</sup> Generación $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$ $\mu_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$ $c_R$ $s_R$
	3 <sup>a</sup> Generación $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$ $\tau_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ $t_R$ $b_R$
Mediadores de las interacciones	$A, W^\pm, Z, G^a$ (con 8 colores)	

Tabla 1.2: Partículas elementales conocidas y mediadores de sus interacciones. Las componentes levógiras (L) de las partículas se transforman como un doblete bajo el grupo  $SU(2)_L$ , mientras que las componentes dextrógiras (R) son singletes.

Examinando la tabla 1.2 llama la atención la repetición de un patrón común para tres generaciones de partículas y surgen las preguntas: ¿Por qué tres generaciones y no una? ¿Existen más partículas? Si existen, ¿son del mismo tipo o se transforman de forma diferente bajo  $SU(2)_L$ ? Por otra parte, desde un punto de vista puramente teórico, el ME tiene algunas deficiencias que lo llevan a ser considerado como el resultado a baja energía de otra teoría más simple, desconocida por el momento. En muchas de las teorías propuestas que van más allá del ME se predice la existencia de nuevas partículas con un comportamiento novedoso, ‘exótico’ bajo  $SU(2)_L$  [11, 12].

Existen dos modos de inferir la existencia de una nueva partícula. El primero y obvio es producir la partícula sobre la capa de masas y ‘verla’ como un máximo pronunciado en una sección eficaz, como ocurrió en el caso del quark  $b$ . La observación directa es la que en definitiva permite el descubrimiento de la partícula, pero está limitada por la energía del acelerador. El segundo modo consiste en estudiar la influencia de nuevas partículas sobre las propiedades de las ya conocidas, como ocurrió en el caso del quark  $c$ . En este caso el análisis ha de hacerse dependiendo del modelo considerado, y diferentes modelos conducen a diferentes predicciones. Las nuevas partículas consideradas pueden tener las mismas asignaciones de isospín que las ya conocidas, aunque este caso es difícil de acomodar con las medidas existentes. La anchura invisible de la  $Z$  indica que el número de neutrinos con masa inferior a  $M_Z/2$  es de  $3.09 \pm 0.13$  [3], con lo que



una cuarta generación con un neutrino ligero está descartada, más aún si tenemos en cuenta su influencia en los parámetros  $S$ ,  $T$  y  $U$ , medidos con gran precisión. Sin embargo, los nuevos quarks pueden ser de tipo exótico, con las componentes levógira (L) y dextrógira (R) de sus campos transformando igual bajo  $SU(2)_L$ : por ejemplo isosingletes de carga  $2/3$   $T_L$ ,  $T_R$ , isosingletes de carga  $-1/3$   $B_L$ ,  $B_R$  e isodoubletes  $(T, B)_L$ ,  $(T, B)_R$  [13, 14, 15]. La existencia de estos nuevos quarks exóticos pesados no afecta a los parámetros  $S$  y  $U$ , y su influencia sobre el parámetro  $T$  es pequeña si la mezcla con los quarks ligeros es también pequeña [16]. En general, esos quarks se pueden desacoplar de los quarks ligeros si su masa es suficientemente grande.

En esta memoria analizaremos los efectos de estos nuevos quarks exóticos pesados que son observables en grandes colisionadores mediante su mezcla con los quarks ligeros conocidos. Estos efectos pueden ser mayores en la mezcla de nuevos quarks con la tercera familia  $(t, b)$ , y entre ellos se encuentra la aparición de acoplamientos NCS a nivel árbol y de nuevas fases que violan CP. En el caso del quark *top*, los acoplamientos NCS entre este quark y un quark ligero  $u, c$  con el bosón  $Z$  pueden ser grandes y observables en colisionadores actuales y futuros. En el caso del *bottom*, los acoplamientos NCS con los quarks ligeros  $d, s$  están restringidos por las medidas a baja energía, con lo que el estudio de la violación de CP originada por nuevas fases cobra mayor importancia en la observación de sus efectos en el sector *down*.



## CAPÍTULO 2

### MEZCLA DE FERMIONES

En este capítulo estudiamos la mezcla de fermiones en el ME y sus extensiones con quarks exóticos y repasaremos los límites actuales sobre la mezcla entre los quarks ligeros conocidos.

#### 2.1 MEZCLA DE FERMIONES EN EL MODELO ESTÁNDAR

Las restricciones directas sobre la existencia de un nuevo quark  $T$ ,  $B$  son consecuencia de no haberlo observado en los aceleradores de mayor energía, Tevatron y LEP. La ausencia de producción de parejas  $B\bar{B}$  en LEP implica una cota incondicional sobre su masa de  $m_B > 46.0$  GeV con un nivel de confianza del 95% [3]. En Tevatron la cota se eleva hasta  $m_B > 128$  GeV si se supone que el quark  $B$  se desintegra por corrientes cargadas [3] o hasta  $m_B > 199$  GeV si se desintegra a  $Zb$  con una anchura del 100% [17].

Las restricciones indirectas derivadas de la medida de magnitudes calculadas con precisión en el marco del ME son mucho más fuertes. Sin embargo, por su propia naturaleza, estas restricciones dependen del modelo considerado y en todo caso intervienen ángulos de mezcla además de las masas. No es extraño por tanto el caso de que una misma medida experimental suponga una gran restricción en el espacio de parámetros de un modelo y no lo sea en otro.

Nuestro análisis en este capítulo se centra en las restricciones indirectas, y entre ellas consideramos los efectos de nuevos quarks exóticos pesados en los acoplamientos de



los quarks ligeros conocidos con los bosones  $Z$  y  $W$ . La existencia de nuevos quarks modifica las predicciones del ME para los acoplamientos  $Zqq'$  y  $Wqq'$  entre quarks ligeros  $q, q'$ . Es importante resaltar que en algunos modelos, como es el caso del ME, ambos tipos de acoplamientos están estrechamente relacionados, mientras que en otros modelos la relación no es tan directa.

En el caso del bosón  $Z$ , la predicción del ME viene dada por el mecanismo de GIM: los acoplamientos diagonales  $Zqq$  son universales, es decir, iguales para quarks de la misma carga, mientras que los acoplamientos NCS  $Zqq'$  con  $q \neq q'$  son nulos. Si escribimos el acoplamiento  $Zqq'$  entre dos quarks  $q, q'$  de la misma carga como

$$\mathcal{L}_{Zqq'} = -\frac{g}{2c_W} \left( \bar{q}_L c_{qq'}^L \gamma^\mu q'_L + \bar{q}_R c_{qq'}^R \gamma^\mu q'_R \right) Z_\mu, \quad (2.1)$$

tenemos que las constantes  $c_{qq'}^{L,R}$  son nulas para  $q \neq q'$ , y los acoplamientos diagonales toman los valores  $c_q^{L,R} \equiv c_{qq}^{L,R} = 2T_{3q_L, q_R} - 2Q_q s_W^2$ , donde  $T_{3q_L, q_R}$  es el isoespín de  $q_L$  o  $q_R$  y  $Q_q$  su carga (ver tabla 1.1). Con la adición de quarks exóticos el mecanismo de GIM se rompe en mayor o menor grado. Esta alteración tiene dos facetas: la ruptura de la universalidad de los acoplamientos diagonales y la aparición de acoplamientos NCS diferentes de cero. Ambos tipos están íntimamente relacionados en estos modelos. Por ello, es interesante para conocer nueva física tanto el estudio de los acoplamientos diagonales [18, 19] como el de los no diagonales.

La predicción sobre los acoplamientos con el bosón  $W$  es más sutil. La forma general de estos acoplamientos es

$$\mathcal{L}_{Wqq'} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} V_{qq'} \bar{q}_L \gamma^\mu q'_L W_\mu^\dagger + \text{h.c.}, \quad (2.2)$$

con  $q = u, c, t$ ,  $q' = d, s, b$ . El valor de estos acoplamientos está fijado salvo por las constantes complejas  $V_{qq'}$ , que forman en el ME la matriz unitaria  $3 \times 3$  de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [20], pero son por lo demás arbitrarias:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

El estudio se debe dirigir en este caso a analizar las posibles desviaciones de la unitariedad de esta matriz debidas a nuevos fermiones. Para ello resulta útil considerar observables de violación de CP, ya que estos observables en general son muy sensibles a pequeñas desviaciones de la unitariedad de la matriz CKM.



2.1.1 RESTRICCIONES INDIRECTAS A ACOPLAMIENTOS CON LA  $W$ 

Para obtener límites lo más independientes del modelo como sea posible suponemos el ME extendido y no imponemos la unitariedad de la matriz CKM  $3 \times 3$ . Con la adición de nuevos quarks, la matriz CKM se generaliza a una matriz de dimensión mayor,

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} & V_{u4} & \cdots \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} & V_{c4} & \cdots \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} & V_{t4} & \cdots \\ V_{4d} & V_{4s} & V_{4b} & V_{44} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

En los casos más sencillos, el bloque  $3 \times 3$  de acoplamientos entre los quarks ligeros es una submatriz de una matriz unitaria<sup>1</sup>, por lo que es inmediato obtener cotas de unitariedad sobre los elementos nuevos a partir de las medidas directas de los acoplamientos conocidos recogidas en la tabla 2.1. En este caso por ‘medida directa’ hay que entender una medida independiente del modelo y que no utilice relaciones de unitariedad de la submatriz  $3 \times 3$ .

Elemento	Medida
$V_{ud}$	$0.9740 \pm 0.0010$
$V_{us}$	$0.2196 \pm 0.0023$
$V_{ub}$	$0.0033 \pm 0.0008$
$V_{cd}$	$0.224 \pm 0.016$
$V_{cs}$	$1.04 \pm 0.16$
$V_{cb}$	$0.0395 \pm 0.0017$

Tabla 2.1: Medidas directas de elementos de la matriz CKM [3].

La medida de  $V_{tb}$  obtenida en la desintegración del  $top$  en Tevatron [21]

$$\frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2} = 0.99 \pm 0.29 \quad (2.5)$$

utiliza  $|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1$ , por lo que no sirve a nuestro propósito. Sin embargo, en la fase II de Tevatron será posible obtener una medida directa de  $V_{tb}$  mediante el

<sup>1</sup>Con la adición de singletes  $up$  y  $down$  simultáneamente, este bloque no es parte de ninguna matriz unitaria en general.



proceso  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{b}$  [22]. La extracción de  $V_{td}$  y  $V_{ts}$  a partir de datos experimentales también depende del modelo considerado [3].

Para obtener cotas sobre los elementos nuevos se usa la unitariedad de la matriz  $V_{\text{CKM}}$  generalizada y los valores de los elementos conocidos, lo que extiende el ME a un tipo restringido de modelos. Generando un Monte Carlo para las distribuciones gaussianas de los valores en la tabla 2.1 se obtienen, con un nivel de confianza del 90%, los límites superiores de la tabla 2.2 (ver apéndice A). La causa de que se obtengan unos límites superiores tan altos para  $V_{c4}$  y  $V_{4s}$  es que la medida de  $V_{cs}$  está fuera de la zona física y tiene un error grande.

Elemento	Límite
$V_{u4}$	0.079
$V_{4d}$	0.11
$V_{c4}$	0.62
$V_{4s}$	0.62

Tabla 2.2: Límites superiores a los elementos desconocidos de la matriz CKM generalizada. El nivel de confianza es del 90%.

### 2.1.2 RESTRICCIONES INDIRECTAS A ACOPLAMIENTOS CON LA $Z$

En modelos extendidos la existencia de nuevos quarks exóticos puede modificar sustancialmente la física de los sistemas de mesones neutros. Tomando como ejemplo el sistema  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ , en general pueden aparecer tanto el diagrama a nivel árbol de la figura 2.1 con dos vértices NCS  $Zdb$ , como los diagramas caja de la figura 2.2 con un nuevo quark  $T$  de carga  $2/3$  en el bucle <sup>2</sup>.

Los efectos de un nuevo quark  $T$  dados por los dos nuevos diagramas caja se anulan en el límite  $m_T = m_t$  [24]. La contribución del ME a la diferencia de masa  $\delta m_{B_d}$  está dominada por los diagramas con el  $top$ , y puede escribirse como

$$|\delta m|_{\text{ME}} = C \cdot |V_{td}V_{tb}^*|_{\text{ME}}^2. \quad (2.6)$$

<sup>2</sup>En algunas regiones del espacio de parámetros los diagramas con un vértice NCS  $Zdb$  a nivel árbol y un vértice efectivo  $Zdb$  generado a un bucle pueden ser importantes [23].



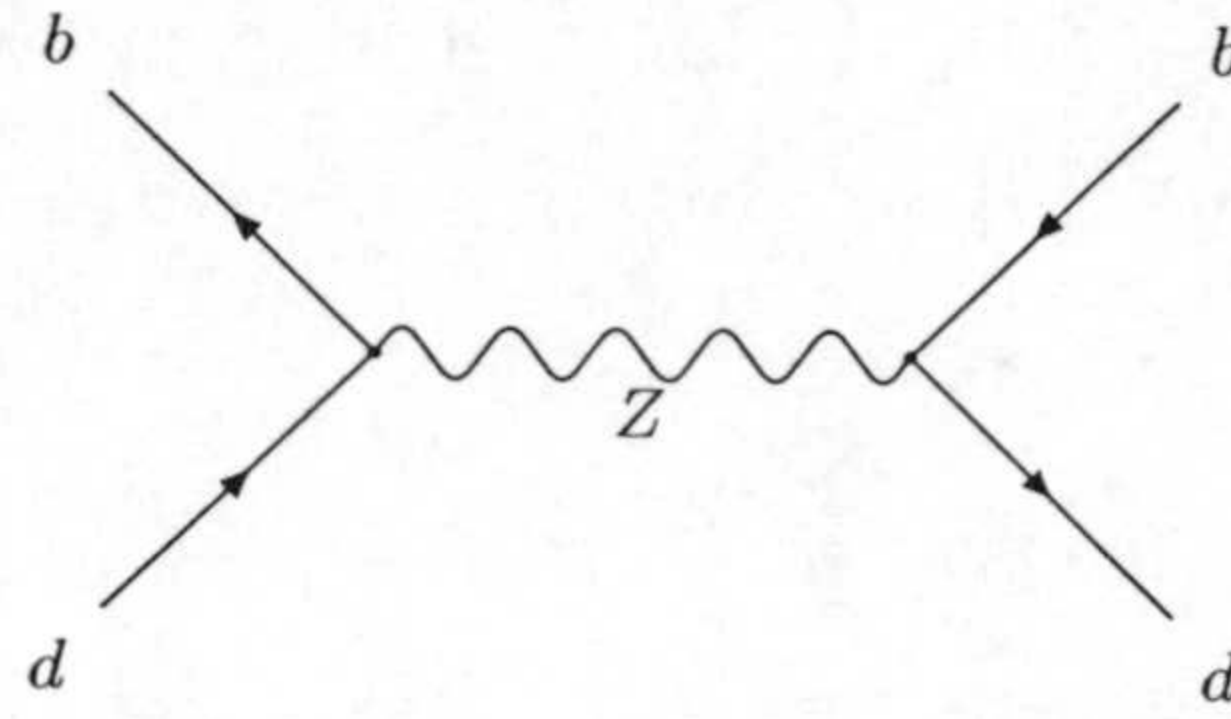


Figura 2.1: Nuevo diagrama a nivel árbol que contribuye a la mezcla  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  en modelos con quarks exóticos.

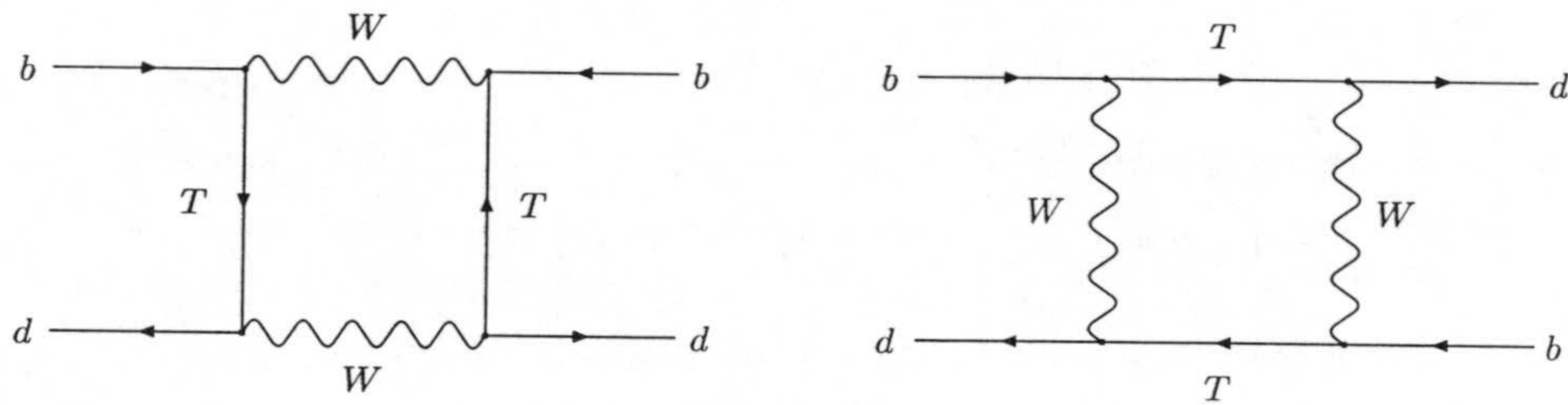


Figura 2.2: Nuevos diagramas caja que contribuyen a la mezcla  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  en modelos con quarks exóticos.

El efecto de añadir un nuevo quark  $T$  con masa  $m_T = m_t$  es únicamente reemplazar el factor CKM por

$$|\delta m| = C \cdot |V_{td}V_{tb}^* + V_{Td}V_{Tb}^*|^2. \quad (2.7)$$

Sin embargo, usando la unitariedad de las matrices CKM  $4 \times 4$  y  $3 \times 3$  en la primera y segunda igualdad respectivamente, y dado que  $V_{ud}$ ,  $V_{ub}$ ,  $V_{cd}$ ,  $V_{cb}$  están fijados por las medidas en la tabla 2.1, tenemos que

$$|V_{td}V_{tb}^* + V_{Td}V_{Tb}^*|^2 = |V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^*|_{\text{ME}}^2 = |V_{td}V_{tb}^*|_{\text{ME}}^2, \quad (2.8)$$

luego  $|\delta m| = |\delta m|_{\text{ME}}$  en ese límite. Para obtener cambios sustanciales es necesario que la masa del quark  $T$  sea mucho mayor que la masa del *top*. El caso de la mezcla  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  es análogo, y en el caso del sistema  $D^0 - \bar{D}^0$  pueden obtenerse cotas potencialmente más interesantes debido a que la masa de un nuevo quark  $B$  debe ser mucho mayor que la masa del *bottom* [24].

Los efectos del intercambio de una  $Z$  a nivel árbol son mucho más significativos y proporcionan cotas precisas sobre los acoplamientos NCS  $c_{qq'} \equiv \sqrt{(c_{qq'}^L)^2 + (c_{qq'}^R)^2}$ . El nuevo diagrama de la figura 2.1 contribuye coherentemente con los diagramas del ME, pero se puede obtener una cota conservadora suponiendo que su contribución a  $\delta m$  no



es mayor que el valor medido. Así, de las medidas de  $\delta m_{B_d} = (3.05 \pm 0.12) \times 10^{-10}$  MeV,  $\delta m_D \leq 1.58 \times 10^{-10}$  MeV [3] se obtienen las estimaciones [24]  $c_{db} \leq 1.1 \times 10^{-3}$ ,  $c_{uc} \leq 1.2 \times 10^{-3}$ .

Para el sistema  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  sólo existe una cota superior a la diferencia de masa, y la mejor cota sobre el acoplamiento la proporciona la desintegración  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ , que puede tener lugar mediante el diagrama con una  $Z$  en el canal  $s$  análogo al de la figura 2.1. El límite superior sobre este canal de desintegración,  $\text{Br}(B \rightarrow \mu^+ \mu^- X) / \text{Br}(B \rightarrow \mu \nu X) \leq 4.6 \times 10^{-4}$ , se traduce en  $c_{sb} \leq 1.9 \times 10^{-3}$ .

Para el sistema  $K^0 - \bar{K}^0$  sí existen medidas de la diferencia de masa, pero el límite obtenido de la desintegración  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ ,  $\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) / \text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu) \leq 2.4 \times 10^{-9}$  es mucho más fuerte,  $c_{db} \leq 4.1 \times 10^{-5}$  [25].

Los límites a los acoplamientos NCS del  $top$  no pueden obtenerse de esta forma, puesto que el  $top$  se desintegra antes de formar mesones. Los límites actuales han sido obtenidos a partir de la desintegración  $t \rightarrow qZ$ ,  $q = u, c$  en Tevatron. Dada la poca estadística disponible actualmente, estos límites son bastante pobres,  $\text{Br}(t \rightarrow qZ) \leq 33\%$  con un nivel de confianza del 95% [26], que implica  $c_{tq} \leq 0.84$ .

## 2.2 OTRAS RESTRICCIONES EN MODELOS CON QUARKS EXÓTICOS

En la sección anterior hemos comprobado que los límites actuales a los acoplamientos NCS del  $top$  son muy débiles, sobre todo si los comparamos con los límites en los acoplamientos entre quarks ligeros. Surge entonces la pregunta: ¿Pueden estos límites saturarse en modelos sencillos? La respuesta es afirmativa. En modelos con quarks exóticos el  $top$  puede tener acoplamientos grandes con los quarks  $up$  o  $charm$ , aunque en esos modelos existen restricciones adicionales dadas por un conjunto de desigualdades que obtendremos en esta sección [27].

### 2.2.1 MODELOS EXTENDIDOS CON QUARKS EXÓTICOS

Consideremos una extensión general del ME con  $N$  generaciones estándar de quarks,  $n$  isodobletes,  $n_u$  isosingletes  $up$  de carga  $2/3$  y  $n_d$  isosingletes  $down$  de carga  $-1/3$ . En



este análisis incluiremos también  $N'$  familias espejo (sus componentes  $L$  son singletes y las componentes  $R$  forman un doblete, al revés de lo que sucede con las generaciones normales) porque las restricciones que obtendremos son también válidas en este tipo de modelos. El número total de quarks de tipo *up*  $\mathcal{N}_u = N + N' + n + n_u$  y *down*  $\mathcal{N}_d = N + N' + n + n_d$  no tiene por qué coincidir en general. En cualquiera de estos modelos, al Lagrangiano de corrientes *gauge* en la base de autoestados de interacción débil se puede escribir en notación matricial como

$$\mathcal{L}_Z = -\frac{g}{2c_W} \left( \bar{u}_L^{(d)} \gamma^\mu u_L^{(d)} + \bar{u}_R^{(d)} \gamma^\mu u_R^{(d)} - \bar{d}_L^{(d)} \gamma^\mu d_L^{(d)} - \bar{d}_R^{(d)} \gamma^\mu d_R^{(d)} - 2s_W^2 J_{EM}^\mu \right) Z_\mu, \quad (2.9)$$

$$\mathcal{L}_W = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left( \bar{u}_L^{(d)} \gamma^\mu d_L^{(d)} + \bar{u}_R^{(d)} \gamma^\mu d_R^{(d)} \right) W_\mu^\dagger + \text{h.c.}, \quad (2.10)$$

donde  $(u_L^{(d)}, d_L^{(d)})$  y  $(u_R^{(d)}, d_R^{(d)})$  son dobletes bajo  $SU(2)_L$  de dimensión  $N + n$  y  $N' + n$  respectivamente. La mezcla de autoestados con la misma quiralidad y diferente isoespín origina acoplamiento NCS en la base de autoestados de masa, donde el Lagrangiano de las ecuaciones (2.9,2.10) se escribe

$$\mathcal{L}_Z = -\frac{g}{2c_W} \left( \bar{u}_L X^{uL} \gamma^\mu u_L + \bar{u}_R X^{uR} \gamma^\mu u_R - \bar{d}_L X^{dL} \gamma^\mu d_L - \bar{d}_R X^{dR} \gamma^\mu d_R - 2s_W^2 J_{EM}^\mu \right) Z_\mu, \quad (2.11)$$

$$\mathcal{L}_W = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left( \bar{u}_L V^L \gamma^\mu d_L + \bar{u}_R V^R \gamma^\mu d_R \right) W_\mu^\dagger + \text{h.c.}. \quad (2.12)$$

Aquí  $u = (u, c, t, T, \dots)$  y  $d = (d, s, b, B, \dots)$  son vectores con dimensiones respectivas  $\mathcal{N}_u$  y  $\mathcal{N}_d$ . Hemos introducido las matrices de acoplamiento  $X$  por conveniencia en la notación, y omitiremos los superíndices  $u, d$  cuando no sean necesarios. Su relación con los acoplamiento  $c_{qq'}^{L,R}$  definidos en la ecuación (2.1) es  $c_{qq'}^{L,R} = \pm X_{qq'}^{L,R} - 2\delta_{qq'} Q_q s_W^2$ , donde el signo positivo es para quarks *up* y el negativo para quarks *down*, y  $\delta_{qq'}$  es la delta de Kronecker. La matriz  $V^L$  es la generalización de la matriz CKM usual y aparece una nueva matriz  $V^R$  que describe las corrientes cargadas entre las partes  $R$  de los autoestados de masa.

Sin necesidad de escribir la expresión explícita de las matrices  $X$ , puede anticiparse que si  $q_{L(R)}$  es un singlete puro *up* o *down*,  $X_{qq}^{L(R)} = 0$ , mientras que si es un doblete puro  $X_{qq}^{L(R)} = 1$ . En ambos casos los acoplamiento NCS entre  $q_{L(R)}$  y otros quarks son nulos puesto que  $q_{L(R)}$  es un autoestado de isoespín. En el caso general de que  $q_{L(R)}$  tenga componentes tanto de singlete como de doblete será  $0 < X_{qq}^{L(R)} < 1$  y  $q_{L(R)}$  tendrá necesariamente acoplamiento NCS no nulos.



### 2.2.2 RELACIÓN ENTRE ACOPLAMIENTOS DIAGONALES Y NO DIAGONALES: DESIGUALDADES

Los argumentos anteriores pueden hacerse cuantitativos escribiendo las transformaciones unitarias entre los autoestados de masa e interacción débil,  $q_L^0 = \mathcal{U}^{qL} q_L$ ,  $q_R^0 = \mathcal{U}^{qR} q_R$ , con  $q = u, d$  y donde  $\mathcal{U}^{qL}$ ,  $\mathcal{U}^{qR}$  son matrices unitarias  $\mathcal{N}_q \times \mathcal{N}_q$  y  $q_{L,R}^0 = (q_{L,R}^{(d)}, q_{L,R}^{(s)})$  autoestados de interacción débil (dobletes  $q_{L,R}^{(d)}$  y singletes  $q_{L,R}^{(s)}$ ). Entonces de las ecuaciones (2.9–2.12) se deduce

$$\begin{aligned} X_{\alpha\beta}^{uL} &= (\mathcal{U}_{i\alpha}^{uL})^* \mathcal{U}_{i\beta}^{uL} \quad , \quad X_{\alpha\beta}^{uR} = (\mathcal{U}_{j\alpha}^{uR})^* \mathcal{U}_{j\beta}^{uR} \quad , \\ X_{\sigma\tau}^{dL} &= (\mathcal{U}_{i\sigma}^{dL})^* \mathcal{U}_{i\tau}^{dL} \quad , \quad X_{\sigma\tau}^{dR} = (\mathcal{U}_{j\sigma}^{dR})^* \mathcal{U}_{j\tau}^{dR} \quad , \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$V_{\alpha\sigma}^L = (\mathcal{U}_{i\alpha}^{uL})^* \mathcal{U}_{i\sigma}^{dL} \quad , \quad V_{\alpha\sigma}^R = (\mathcal{U}_{j\alpha}^{uR})^* \mathcal{U}_{j\sigma}^{dR} \quad , \quad (2.14)$$

donde  $i$  y  $j$  suman sobre los dobletes  $L$  y  $R$  respectivamente,  $\alpha, \beta = u, c, t, T, \dots$  y  $\sigma, \tau = d, s, b, B, \dots$ . A partir de las ecuaciones (2.13) se puede obtener toda la información sobre los acoplamientos con la  $Z$ . Por claridad nos fijaremos en  $\mathcal{U}^{uL}$ , y para simplificar la notación escribiremos

$$\mathcal{U}^{uL} = \left( \begin{array}{cccc} a_u & a_c & a_t & \cdots & a_{\mathcal{N}_u} \\ b_u & b_c & b_t & \cdots & b_{\mathcal{N}_u} \end{array} \right) \left. \begin{array}{l} \} N + n \\ \} n_u \end{array} \right. \quad , \quad (2.15)$$

con  $a_\alpha, b_\alpha$  vectores columna ( $N + n$  es el número de dobletes  $L$  y  $n_u$  el número de singletes  $L$ ). Usando esta notación, la ortogonalidad entre columnas de  $\mathcal{U}^{uL}$  se escribe como  $a_\alpha \cdot a_\beta + b_\alpha \cdot b_\beta = \delta_{\alpha\beta}$ , y  $X^{uL}$  se puede escribir como  $X_{\alpha\beta}^{uL} = a_\alpha \cdot a_\beta$  con el producto escalar complejo ‘ $\cdot$ ’. Con esta notación quedan patentes las cotas  $|X_{\alpha\beta}^{uL}| \leq 1$  y  $X_{\alpha\alpha}^{uL} \geq 0$  y es asimismo sencillo aplicar la desigualdad de Schwarz para el producto escalar, obteniendo

$$|X_{\alpha\beta}^{uL}|^2 = |a_\alpha \cdot a_\beta|^2 \leq |a_\alpha|^2 |a_\beta|^2 = X_{\alpha\alpha}^{uL} X_{\beta\beta}^{uL} \quad , \quad (2.16)$$

y, para  $\alpha \neq \beta$

$$\begin{aligned} |X_{\alpha\beta}^{uL}|^2 &= |a_\alpha \cdot a_\beta| = |b_\alpha \cdot b_\beta| \leq |b_\alpha|^2 |b_\beta|^2 \\ &= (1 - |a_\alpha|^2)(1 - |a_\beta|^2) = (1 - X_{\alpha\alpha}^{uL})(1 - X_{\beta\beta}^{uL}) \quad . \end{aligned} \quad (2.17)$$

Esto puede hacerse de la misma forma para quarks de tipo *down* y acoplamientos  $R$ , así pues suprimimos los superíndices y escribimos con completa generalidad

$$|X_{qq'}|^2 \leq X_{qq} X_{q'q'} \quad . \quad (2.18)$$

$$|X_{qq'}|^2 \leq (1 - X_{qq})(1 - X_{q'q'}) \quad , \quad (2.19)$$



Es importante insistir en que estas desigualdades son válidas para cualquier número de familias  $N$ , isodoubletes  $n$ , singletes  $n_u, n_d$  y familias espejo  $N'$ , es decir, para cualquier extensión del ME con quarks exóticos de cargas  $2/3$  y  $-1/3$ . Ellas permiten traducir la determinación precisa de los acoplamientos diagonales  $X_{qq}$  y  $X_{q'q'}$ , en cotas sobre el acoplamiento no diagonal  $X_{qq'}$ . En otras palabras, estas ecuaciones relacionan el isospín de  $q$  y  $q'$  con el acoplamiento  $Zqq'$ . Como caso particular, si  $X_{qq} = 0, 1$  las desigualdades (2.19,2.18) implican  $X_{qq'} = 0$  independientemente de  $X_{q'q'}$ . De esta forma, las ecuaciones (2.19,2.18) pueden verse como la generalización del mecanismo de GIM a modelos con quarks exóticos. En el caso del quark *top*, estas ecuaciones permiten obtener cotas para  $X_{tu}$  y  $X_{tc}$  basándose solamente en el conocimiento preciso de los acoplamientos  $X_{uu}$  y  $X_{cc}$ , y a pesar de nuestro desconocimiento sobre  $X_{tt}$ .

Se puede comprender mejor el mecanismo por el cual se generan los acoplamientos NCS en estos modelos por medio de otra desigualdad. Nuestros resultados serán también válidos para las cuatro matrices  $X$ , por lo que suprimimos los superíndices. Descomponiendo  $X_{qq'}$  como suma de las contribuciones de cada doblete en (2.13),

$$X_{qq'} = \sum_i X_{qq'}^{(i)} \quad , \quad X_{qq'}^{(i)} \equiv \mathcal{U}_{iq}^* \mathcal{U}_{iq'} \quad , \quad (2.20)$$

obtenemos la relación

$$|X_{qq'}^{(i)}|^2 = |\mathcal{U}_{iq}^* \mathcal{U}_{iq'}|^2 = |\mathcal{U}_{iq}|^2 |\mathcal{U}_{iq'}|^2 = X_{qq}^{(i)} X_{q'q'}^{(i)} \quad . \quad (2.21)$$

Tomando la raíz cuadrada de la ecuación anterior y usando la desigualdad triangular, de la definición de  $X_{qq'}^{(i)}$  se sigue

$$|X_{qq'}| = \left| \sum_i X_{qq'}^{(i)} \right| \leq \sum_i |X_{qq'}^{(i)}| = \sum_i \sqrt{X_{qq}^{(i)} X_{q'q'}^{(i)}} \quad . \quad (2.22)$$

El signo ' $\leq$ ' en la desigualdad (2.22) viene dado porque los diferentes sumandos pueden tener una interferencia constructiva o destructiva. Podemos distinguir dos casos límite:

1. Consideremos primero como caso particular del ME con la adición de un isodoublete <sup>3</sup>. En las corrientes  $L$  no hay mezcla de sabores. Tomando en este caso  $X = X^{uR}$ ,  $q = c$ ,  $q' = t$ , en la desigualdad anterior ( $i = 1$  solamente porque hay un solo doblete) tenemos que  $X_{cc} = X_{cc}^{(1)}$  es la parte de  $c_R$  que es doblete

<sup>3</sup>En el caso de la adición de tres isodoubletes que es el que se predice en modelos de gran unificación siempre puede pensarse en el límite en que dos de ellos no se mezclan.



(la proyección del quark exótico en la parte  $R$  del autoestado de masa *charm*) y  $X_{tt} = X_{tt}^{(1)}$  la parte de  $t_R$  que es doblete. Puesto que hay un solo sumando no hay interferencia y la desigualdad (2.22) se convierte en una igualdad que nos da el acoplamiento NCS entre el *charm* y el *top*,  $|X_{ct}| = \sqrt{X_{cc}X_{tt}}$ . El caso en el que hay un singlete y un número indeterminado de dobletes se trata de forma análoga.

2. El segundo caso límite es el mismo ME, donde en la parte  $L$  hay tres dobletes y ningún singlete. Tomando  $X = X^{uL}$  en la desigualdad (2.22),  $i = 1, 2, 3$ , cada uno de los sumandos  $X_{qq'}^{(i)}$  en general es diferente de cero pero la interferencia es destructiva por unitariedad y el acoplamiento generado es cero,  $X_{qq'} = 0$  (mecanismo de GIM). En el caso de que haya un singlete, la interferencia destructiva deja de ser total y se pueden generar acoplamientos  $X_{qq'}$  no nulos.

### 2.2.3 APLICACIÓN DE LAS DESIGUALDADES: LÍMITES

Para aplicar las desigualdades (2.19,2.18) son necesarios los datos experimentales sobre los acoplamientos diagonales  $c_q^{L,R}$  de la  $Z$ . Los acoplamientos a los quarks más ligeros  $u$ ,  $d$  se han medido en experimentos de violación de paridad atómica [28] y en el experimento de electrones polarizados de SLAC [29]. La determinación de  $c_u^L$ ,  $c_u^R$  y  $c_d^L$  es precisa, mientras que el error en  $c_d^R$  es muy grande (ver tabla 2.3).

Valor experimental	$X_{qq}^{L(R)} = \pm(c_q^{L(R)} + 2Q_q s_W^2)$
$c_u^L = 0.656 \pm 0.032$	$X_{uu}^L = 0.965 \pm 0.032$
$c_u^R = -0.358 \pm 0.026$	$X_{uu}^R = -0.049 \pm 0.026$
$c_d^L = -0.880 \pm 0.022$	$X_{dd}^L = 1.035 \pm 0.022$
$c_d^R = -0.054_{-0.096}^{+0.154}$	$X_{dd}^R = 0.209_{-0.154}^{+0.096}$

Tabla 2.3: Acoplamientos diagonales de los quarks  $u$ ,  $d$  con el bosón  $Z$  medidos en experimentos de violación de paridad atómica. Se usa  $s_W^2 = 0.232 \pm 0.001$ .

Los datos tomados en LEP y SLC proporcionan determinaciones precisas de los acoplamientos  $Zbb$  y  $Zcc$  a una energía en el sistema de centro de masas igual a  $M_Z$  [30] (ver tabla 2.4). La razón  $R_c$  es principalmente función de  $|c_c^L|^2 + |c_c^R|^2$  y la asimetría



anterior–posterior (FB)  $A_{\text{FB}}^{0,c}$  función de  $(|c_c^L|^2 - |c_c^R|^2)/(|c_c^L|^2 + |c_c^R|^2)$ . A partir de estos datos se pueden extraer los módulos de  $c_c^L$  y  $c_c^R$  pero no su signo, que se determina por medio de la medida de la asimetría a energías diferentes de  $M_Z$ , tanto en PEP (29 GeV) y PETRA (35 y 44 GeV) [31] como en LEP2 (133, 161, 172 y 183 GeV) [32]. El caso del quark  $b$  es similar.

Cantidad	Dato	Ajuste del ME
$R_c$	$0.1735 \pm 0.0044$	0.1723
$A_{\text{FB}}^{0,c}$	$0.0709 \pm 0.0044$	0.0736
$R_b$	$0.21656 \pm 0.00074$	0.2158
$A_{\text{FB}}^{0,b}$	$0.0990 \pm 0.0021$	0.1030

Tabla 2.4: Valores teóricos y experimentales de  $R_c$ ,  $R_b$  y las asimetrías  $A_{\text{FB}}^{0,c}$ ,  $A_{\text{FB}}^{0,b}$  medidos en LEP y SLC.

A partir de  $R_b$ ,  $R_c$ ,  $A_{\text{FB}}^{0,c}$ ,  $A_{\text{FB}}^{0,b}$  y su matriz de correlación [30] se obtienen los valores de los acoplamientos diagonales de ambos quarks, resumidos en la tabla 2.5. Para el quark  $s$  sólo existe una medida de la asimetría  $A_{\text{FB}}^{0,s} = 0.131 \pm 0.035 \pm 0.013$  [33] que no da restricciones fuertes sobre  $c_s^{L,R}$ . Si permitimos valores de  $A_{\text{FB}}^{0,s}$  a  $1.64\sigma$  de su valor central experimental podemos representar el rango posible de variación de  $X_{ss}^L$  y  $X_{ss}^R$  (ver la gráfica 2.3) y comprobar que hay una amplia región de valores permitidos.

Valor experimental	$X_{qq}^{L(R)} = \pm(c_q^{L(R)} + 2Q_q s_W^2)$
$c_c^L = 0.690 \pm 0.013$	$X_{cc}^L = 0.998 \pm 0.013$
$c_c^R = -0.321 \pm 0.019$	$X_{cc}^R = -0.013 \pm 0.019$
$c_b^L = -0.840 \pm 0.005$	$X_{bb}^L = 0.996 \pm 0.005$
$c_b^R = 0.194 \pm 0.018$	$X_{bb}^R = -0.039 \pm 0.018$

Tabla 2.5: Acoplamientos diagonales de los quarks  $c$ ,  $b$  obtenidos de la tabla 2.4. Para el quark  $b$  se incluye la corrección radiativa de  $+0.0014$  a  $s_W^2$  [34].

En las tablas 2.3 y 2.5 se observa que los valores de  $X_{uu}^R$ ,  $X_{dd}^L$ ,  $X_{cc}^R$  y  $X_{bb}^R$  obtenidos están fuera de la zona física. Esto es más grave para  $X_{bb}^R$ , cuyo valor está a  $2\sigma$  del



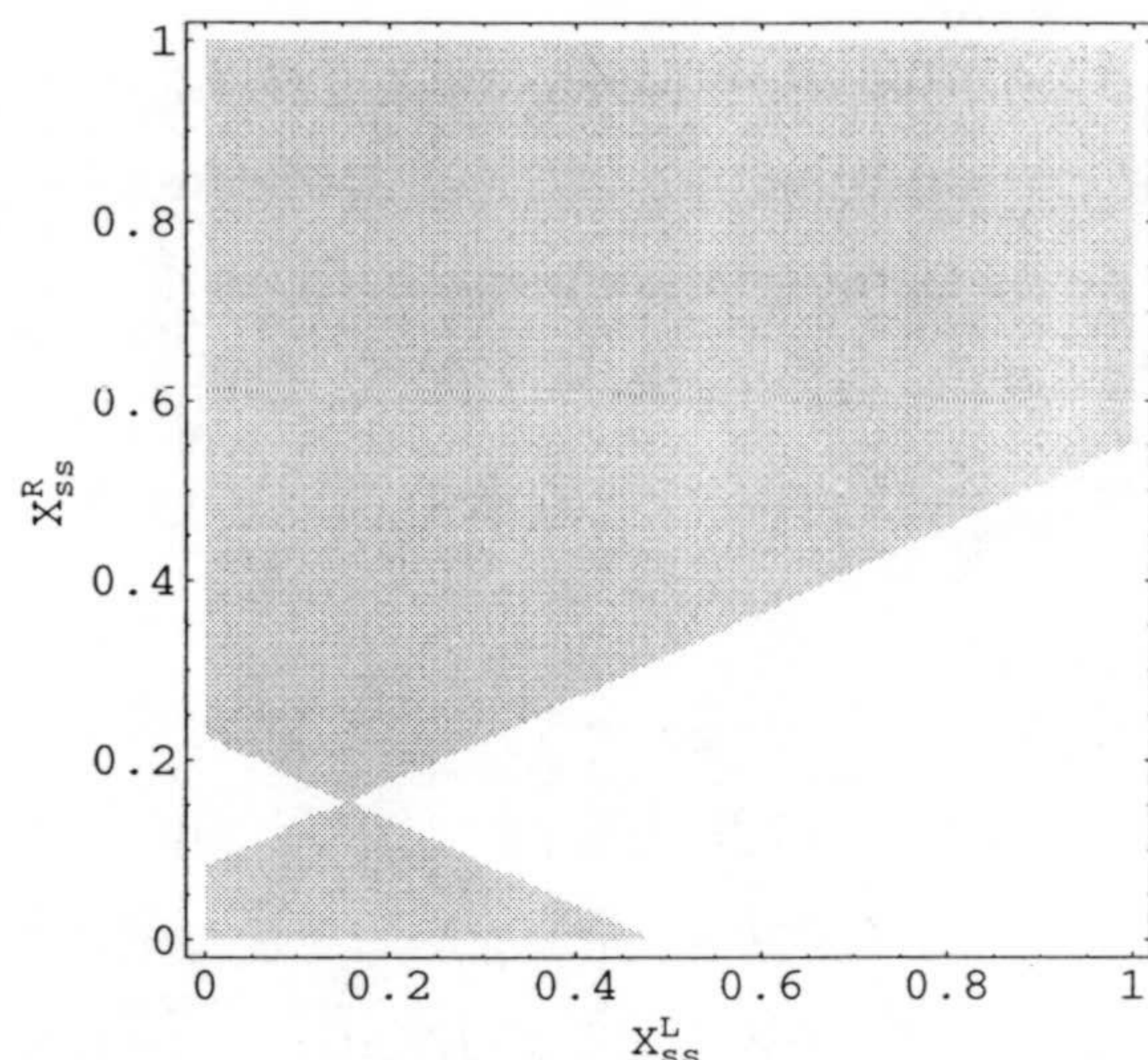


Figura 2.3: Valores permitidos de  $X_{ss}^L$  y  $X_{ss}^R$  a partir de la medida experimental de  $A_{\text{FB}}^{0,s} = 0.131 \pm 0.035 \pm 0.013$ . Para  $(X_{ss}^L, X_{ss}^R)$  en la zona sombreada se obtienen valores de  $A_{\text{FB}}^{0,s}$  a más de  $1.64\sigma$  del valor experimental.

intervalo físico  $[0, 1]$ . Esto es una consecuencia directa de la discrepancia de  $2\sigma$  entre el valor medido de  $A_{\text{FB}}^{0,b}$  y el ajuste del ME [30]. Es necesario entonces aplicar de forma cuidadosa las desigualdades. Para ello definimos el límite superior sobre  $X_{qq'}$  con un nivel de confianza del 90% como el valor  $X_{qq'}^0$  tal que la probabilidad de obtener  $X_{qq'} \leq X_{qq'}^0$  dentro de la zona física es 0.9. Con esta definición y un generador Monte Carlo para las distribuciones gaussianas de  $R_b$ ,  $R_c$ ,  $A_{\text{FB}}^{0,b}$ ,  $A_{\text{FB}}^{0,c}$  (correlacionadas),  $X_{uu}^{L,R}$  y  $X_{dd}^{L,R}$  (suponiendo que no existe correlación) se obtienen en el apéndice A los límites en la tabla 2.6, donde también incluimos los límites obtenidos en la sección anterior (recuérdese que  $c_{qq'}^{L,R} = \pm X_{qq'}^{L,R}$  para  $q \neq q'$ ). De forma alternativa, podemos mover los valores no físicos de las tablas 2.3 y 2.5 a la región física y encontrar los límites superiores como se han definido anteriormente. Así se obtienen las cotas dadas entre paréntesis. En esta tabla sólo se incluye la mitad de los acoplamientos NCS, ya que  $X_{qq'}^{L,R} = (X_{q'q}^{L,R})^*$ .

En este punto es importante hacer énfasis sobre algunos aspectos: (i) Los límites más restrictivos en corrientes  $L$  se obtienen usando la desigualdad (2.19), mientras que la desigualdad (2.18) da una cota más fuerte sobre corrientes  $R$ . (ii) Estas cotas no son independientes y no pueden saturarse simultáneamente, por ejemplo  $X_{tu}^R$  y  $X_{tc}^R$  no pueden tomar su máximo valor simultáneamente, ni tampoco  $X_{ct}^L$  y  $X_{ct}^R$ . (iii) Los acoplamientos del *top* no han sido medidos aún, y suponemos que los factores  $(1 - X_{tt}^L)$  y



Acoplamiento	$X^L$	$X^R$	Fuente
$uc$	$1.2 \times 10^{-3}$	$1.2 \times 10^{-3}$	$\delta m_D$
	0.033 (0.035)	0.019 (0.028)	Desigualdades
$ut$	0.84	0.84	$t \rightarrow uZ$
	0.28 (0.28)	0.14 (0.21)	Desigualdades
$ct$	0.84	0.84	$t \rightarrow cZ$
	0.14 (0.15)	0.16 (0.18)	Desigualdades
$ds$	$4.1 \times 10^{-5}$	$4.1 \times 10^{-5}$	$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$
	0.14 (0.19)	0.62 (0.61)	Desigualdades
$db$	$1.1 \times 10^{-3}$	$1.1 \times 10^{-3}$	$\delta m_B$
	0.0081 (0.017)	0.062 (0.086)	Desigualdades
$sb$	$1.9 \times 10^{-3}$	$1.9 \times 10^{-3}$	$B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- X$
	0.076 (0.11)	0.12 (0.17)	Desigualdades

Tabla 2.6: Límites experimentales sobre acoplamientos NCS y cotas deducidas de las desigualdades en modelos con quarks exóticos. Las cotas entre paréntesis se obtienen con un método alternativo de estimar la probabilidad, explicado en el texto.

$X_{tt}^R$  en las desigualdades (2.19) y (2.18) respectivamente son ambos iguales a la unidad. Los factores  $(1 - X_{ss}^L)$  y  $X_{ss}^R$  también los tomamos iguales a uno porque la medida de  $A_{\text{FB}}^{0,s}$  no proporciona ninguna restricción útil. (iv) Las desigualdades también permiten deducir límites no triviales sobre los acoplamientos NCS entre los quarks ligeros y otros nuevos quarks  $T, B$ . Estos límites se pueden obtener de la tabla 2.6 sustituyendo  $t \rightarrow T, s \rightarrow B$ . Finalmente, es importante reseñar que los límites obtenidos para los acoplamientos del  $top$  a partir de las desigualdades son más fuertes que los límites directos de Tevatron.

#### 2.2.4 SATURACIÓN DE LOS LÍMITES

Los límites sobre los acoplamientos NCS del  $top$  obtenidos mediante las anteriores desigualdades pueden saturarse en las extensiones más simples del ME, que resultan de la adición de un isodoublete o un isosinglete  $up$ . En el modelo con un isodoublete la cota  $X_{ct}^R \leq 0.16$  puede saturarse si se elige la proyección del isodoublete  $T^0$  sobre los



autoestados de masa  $u, c, t, T$  como

$$\mathcal{U}_{T^0\alpha}^{uR} = (0, 0, 16, 0.99, 0). \quad (2.23)$$

La proyección de su compañero  $B^0$  sobre los autoestados de masa puede elegirse como

$$\mathcal{U}_{B^0\sigma}^{dR} = (0, \epsilon, 0, \sqrt{1 - \epsilon^2}). \quad (2.24)$$

El proceso  $b \rightarrow s\gamma$  implica  $\epsilon \sim O(10^{-3})$  pero el parámetro  $\rho$  se ajusta mejor con un valor mayor [16]. Las matrices de acoplamiento con la  $Z$  son en este caso, tomando  $1 - \epsilon^2 \simeq 1$ ,

$$X^{uR} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.026 & 0.16 & 0 \\ 0 & 0.16 & 0.97 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad X^{dR} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon^2 & 0 & \epsilon \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.25)$$

por lo que se cumplen todos los límites experimentales de corrientes NCS. La matriz CKM usual  $V^L$ , puede ajustarse de forma que se reproduzcan tanto los valores de la tabla 2.1 cuya medida es independiente del modelo como los valores de  $V_{td}, V_{ts}, V_{tb}$  esperados en el ME y cuya medida no es independiente. Además, en este modelo existe una matriz CKM que acopla las partes  $R$  de los autoestados de masa,

$$V^R = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.16\epsilon & 0 & 0.16 \\ 0 & 0.99\epsilon & 0 & 0.99 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

que no está experimentalmente excluida. Por tanto, vemos que el único efecto observable en este caso es la aparición de un acoplamiento  $X_{ct}^R$  que satura la cota obtenida de las desigualdades. El caso del quark  $up$  es completamente análogo y también puede saturarse la cota  $X_{ut}^R \leq 0.14$ .

En la extensión del ME con un singlete  $T^0$  de carga  $2/3$  no hay corrientes cargadas  $R$  ( $V^R = 0$ ) y todas las matrices  $X$  son idénticamente nulas excepto  $X^{uL}$ . En este modelo la relación entre la matriz de acoplamiento NCS y la matriz CKM generalizada

$$X^{uL} = V^L V^{L\dagger} \Rightarrow X_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - V_{\alpha 4}^L V_{\beta 4}^{L*} \quad (2.27)$$



y los límites de la tabla 2.2 sobre los elementos  $V_{\alpha 4}^L$  suponen una restricción adicional sobre  $X^{uL}$ <sup>4</sup>. Mediante un ajuste global a la matriz CKM  $4 \times 3$ , requiriendo que los ángulos de mezcla de la tabla 2.1 estén a menos de  $1.64\sigma$  de su valor central y también  $V_{tb} \geq 0.8$  se obtienen los valores máximos  $X_{ct}^L \leq 0.082$ ,  $X_{ut}^L \leq 0.047$ . En cada caso se supone que el singlete  $T^0$  se mezcla sólo con un quark ligero  $u$  o  $c$  y el  $top$ , porque de lo contrario se generaría un acoplamiento  $X_{uc}^L$  mayor de lo permitido experimentalmente.

---

<sup>4</sup>Las relaciones  $X^{uL} = V^L V^{L\dagger}$ ,  $X^{uR} = V^R V^{R\dagger}$ ,  $X^{dL} = V^{L\dagger} V^L$ ,  $X^{dR} = V^{R\dagger} V^R$  que pueden deducirse de las ecuaciones (2.13, 2.14) son completamente generales pero en el caso de un isodoublet no suponen una restricción extra.







## CAPÍTULO 3

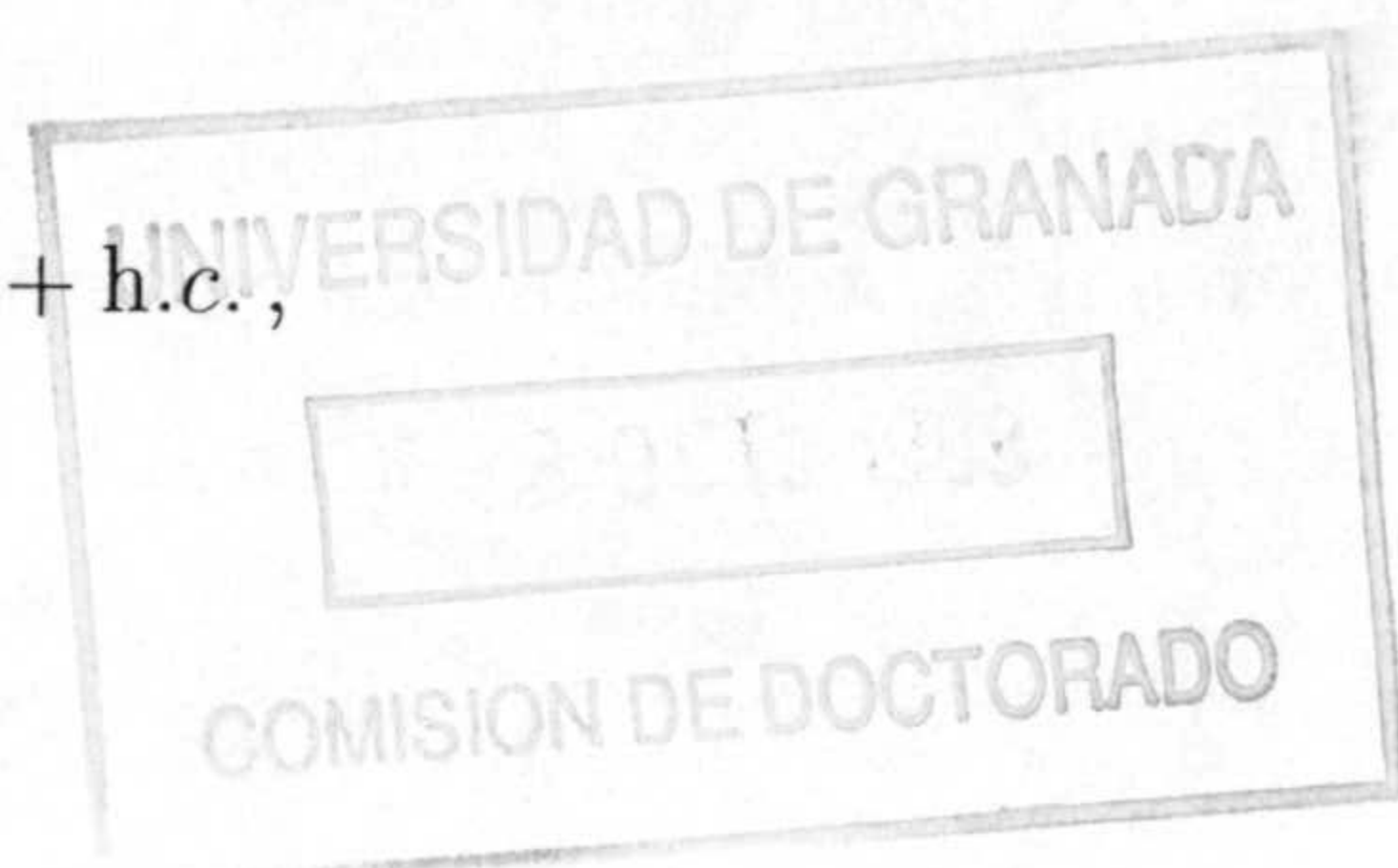
# MEDIDA DE LOS ACOPLAMIENTOS DEL *top* EN GRANDES COLISIONADORES

En este capítulo estudiamos cómo medir los acoplamientos NCS del *top* en grandes colisionadores, prestando especial atención a la producción de  $Zt$  y  $\gamma t$  en colisionadores de hadrones.

### 3.1 INTRODUCCIÓN

En el capítulo anterior hemos encontrado modelos sencillos con quarks exóticos en los que existen acoplamientos NCS a nivel árbol relativamente grandes entre el *top* y un quark ligero  $q = u, c$ . Además de estos modelos, en modelos compuestos [35] o modelos con ruptura dinámica de la simetría electrodébil [36] los acoplamientos inducidos a un bucle pueden ser grandes, dando una anchura parcial de desintegración  $\text{Br}(t \rightarrow Zc) \sim 0.01$ . Por esta razón en nuestro análisis consideraremos no sólo acoplamientos  $\gamma^\mu$  a nivel árbol sino vértices efectivos  $\sigma^{\mu\nu}$  inducidos por nueva física. El Lagrangiano efectivo de acoplamientos NCS anómalos entre el *top*, un quark ligero y un bosón  $Z$ , un fotón  $A$  o un gluón  $G^a$  puede escribirse en notación usual como [37]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{g_W}{2c_W} \bar{t} \gamma^\mu (X_{tq}^L P_L + X_{tq}^R P_R) q Z_\mu - \frac{g_W}{2c_W} \bar{t} (\kappa_{tq}^{(1)} - i\kappa_{tq}^{(2)} \gamma_5) \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{m_t} q Z_\mu \\ & - e \bar{t} (\lambda_{tq}^{(1)} - i\lambda_{tq}^{(2)} \gamma_5) \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{m_t} q A_\mu \\ & - g_s \bar{t} (\zeta_{tq}^{(1)} - i\zeta_{tq}^{(2)} \gamma_5) \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{m_t} T^a q G_\mu^a + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (3.1)$$





donde  $P_{R,L} = (1 \pm \gamma_5)/2$  son los proyectores sobre estados de quiralidad definida y  $T^a$  las matrices de Gell-Mann normalizadas a  $\text{Tr}(T^a T^b) = \delta^{ab}/2$ . En el primer sumando de este Lagrangiano intervienen  $X_{tq}^{L,R}$ ; en el término hermítico conjugado que no se escribe explícitamente intervienen  $X_{qt}^{L,R} = (X_{tq}^{L,R})^*$ . Es también conveniente definir la notación

$$\begin{aligned} X_{tq} &\equiv \sqrt{|X_{tq}^L|^2 + |X_{tq}^R|^2}, \\ \kappa_{tq} &\equiv \sqrt{|\kappa_{tq}^{(1)}|^2 + |\kappa_{tq}^{(2)}|^2} \\ \lambda_{tq} &\equiv \sqrt{|\lambda_{tq}^{(1)}|^2 + |\lambda_{tq}^{(2)}|^2} \\ \zeta_{tq} &\equiv \sqrt{|\zeta_{tq}^{(1)}|^2 + |\zeta_{tq}^{(2)}|^2}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

En el ME los términos  $\gamma^\mu$  son nulos a nivel árbol por el mecanismo de GIM, aunque en la sección 2.2 hemos demostrado que en extensiones sencillas estos acoplamientos pueden ser relativamente grandes. Los términos  $\sigma^{\mu\nu}$  tienen dimensión 5 y no existen a nivel árbol en teorías renormalizables. En el ME estos términos pueden ser generados a un bucle pero están suprimidos por factores  $\sim \alpha/\pi$  y además, dado que las masas de los quarks  $d, s, b$  no son muy diferentes comparadas con la masa del *top*, tienen una fuerte supresión por el mecanismo de GIM. El cálculo de los vértices efectivos en el ME muestra que  $\text{Br}(t \rightarrow Zc) = 1.5 \times 10^{-13}$ ,  $\text{Br}(t \rightarrow \gamma c) = 5.2 \times 10^{-13}$  [38] o, usando la notación del Lagrangiano (3.1),  $\kappa_{tc} = 5.2 \times 10^{-7}$ ,  $\lambda_{tc} = 1.3 \times 10^{-6}$ . Puesto que la diferencia típica entre los acoplamientos inducidos en el ME y otros modelos es de 5 ó 6 órdenes de magnitud, en estos vértices la nueva física puede manifestarse de forma clara. Es por tanto importante tener medidas precisas de estos acoplamientos, y los grandes colisionadores de hadrones y  $e^+e^-$  son el lugar ideal para obtenerlas. En el resto de la sección analizaremos en qué procesos y qué colisionadores se puede medir este tipo de vértices.

Los límites actuales sobre desintegración del *top* por corrientes neutras se obtienen a partir de parejas  $t\bar{t}$  producidas en la fase I de Tevatron en los procesos  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ ,  $gg \rightarrow t\bar{t}$ . De los dos *tops*, uno se supone que se desintegra de la forma usual  $t \rightarrow Wb$  y el otro por corrientes neutras. De esta forma se obtienen con una energía en centro de masas  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV y una luminosidad de  $109 \text{ pb}^{-1}$  las cotas  $\text{Br}(t \rightarrow Zq) \leq 0.33$ ,  $\text{Br}(t \rightarrow \gamma q) \leq 0.032$  [26],  $\text{Br}(t \rightarrow gq) \leq 0.15$  [39], todas con un nivel de confianza del 95%, que implican  $X_{tq} \leq 0.84$ ,  $\kappa_{tq} \leq 0.78$ ,  $\lambda_{tq} \leq 0.26$ ,  $\zeta_{tq} \leq 0.15$ . Los límites sobre los acoplamientos anómalos con el gluón pueden mejorarse estudiando la producción



de un quark *top* y un *jet* en colisionadores de hadrones, obteniéndose en la fase I de Tevatron  $\zeta_{tu} \leq 0.029$ ,  $\zeta_{tc} \leq 0.11$  [40]. En la fase II, con una energía  $\sqrt{s} = 2$  TeV y una luminosidad de  $2 \text{ fb}^{-1}$ , se espera que estos límites se reduzcan a  $X_{tq} \leq 0.23$  [41],  $\kappa_{tq} \leq 0.21$  (escalando el valor anterior),  $\lambda_{tq} \leq 0.09$  [42],  $\zeta_{tu} \leq 0.009$ ,  $\zeta_{tc} \leq 0.03$  [40]. En LHC con una energía  $\sqrt{s} = 14$  TeV y una luminosidad de  $100 \text{ fb}^{-1}$ , los límites esperados son  $X_{tq} \leq 0.017$ ,  $\lambda_{tq} \leq 0.0035$ ,  $\zeta_{tu} \leq 0.0012$ ,  $\zeta_{tc} \leq 0.0026$ .

Otro lugar donde se pueden medir con precisión los acoplamientos NCS del *top* es en colisionadores  $e^+e^-$  [43, 44, 45]. La existencia de vértices  $Ztq$  o  $\gamma tq$  conduce a la producción de  $t\bar{q}$  mediante el proceso  $e^+e^- \rightarrow t\bar{q}$  de la figura 3.1. Los límites  $X_{tu} \leq 0.14$ ,  $X_{tc} \leq 0.16$  en modelos con quarks exóticos permiten la producción de un total de 18 sucesos  $t\bar{u} + \bar{t}u$  o 23 sucesos  $t\bar{c} + \bar{t}c$  en LEP2 con una energía en centro de masas  $\sqrt{s} = 200$  GeV y una luminosidad de  $500 \text{ pb}^{-1}$  por experimento [27]. El análisis de los datos disponibles hasta el momento [46] sólo permite obtener las cotas  $X_{tq} \leq 1.5$ ,  $\lambda_{tq} \leq 0.94$ , y se espera que el resultado final de LEP2 mejore el límite de Tevatron por un factor 3. Un colisionador lineal con  $\sqrt{s} = 500$  GeV con una luminosidad de  $100 \text{ fb}^{-1}$  permitiría obtener  $X_{tq} \leq 0.051$ ,  $\kappa_{tq} \leq 0.015$ ,  $\lambda_{tq} \leq 0.011$  [45].

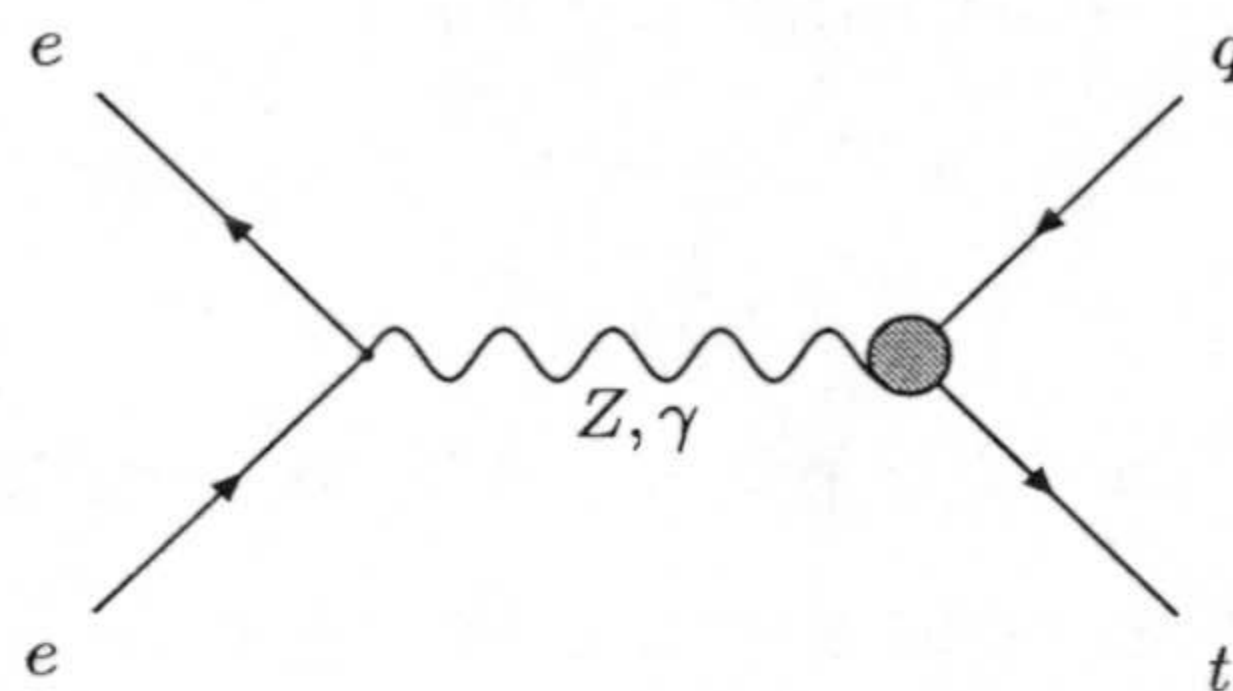


Figura 3.1: Diagrama de Feynman para el proceso  $e^+e^- \rightarrow t\bar{q}$  con vértices anómalos  $Ztq$  o  $\gamma tq$ .

La medida de los acoplamientos anómalos del *top* en colisionadores  $ep$  como HERA es posible usando el proceso  $e^\pm q \rightarrow e^\pm t$  de la figura 3.2. Sin embargo, la baja energía en el sistema de centro de masas de HERA  $\sqrt{s} = 314$  GeV descarta este acelerador a la hora de obtener medidas precisas de este tipo. Para poder producir  $e^\pm t$  el quark  $q$  ha de llevar una fracción de momento grande y en ese caso las funciones de estructura del protón son pequeñas, más aún en el caso del quark  $c$ . Con una luminosidad de  $140 \text{ pb}^{-1}$  por año y experimento y con los límites  $X_{tu} \leq 0.14$ ,  $X_{tc} \leq 0.16$  en modelos con quarks exóticos se obtiene un total de 0.6 y 0.06 sucesos  $e^\pm t + e^\pm \bar{t}$  por año, respectivamente.



La opción  $e - p$  de LHC es en principio más interesante. Este es un proyecto de hacer colisionar los electrones de LEP2 con los protones de LHC a una energía  $\sqrt{s} = 1.5$  TeV. Los estudios preliminares muestran que sería posible conseguir una luminosidad de  $1 \text{ fb}^{-1}$  por año. Sin embargo, este acelerador se construiría *después* del LHC, por lo que las cotas que se podrían obtener habrían sido ampliamente superadas previamente en LHC. Por poner un ejemplo, con  $X_{tu} = 0.017$ , que es el límite esperado en la desintegración del *top* en LHC, se obtendrían 2 sucesos  $et + e\bar{t}$  por año.

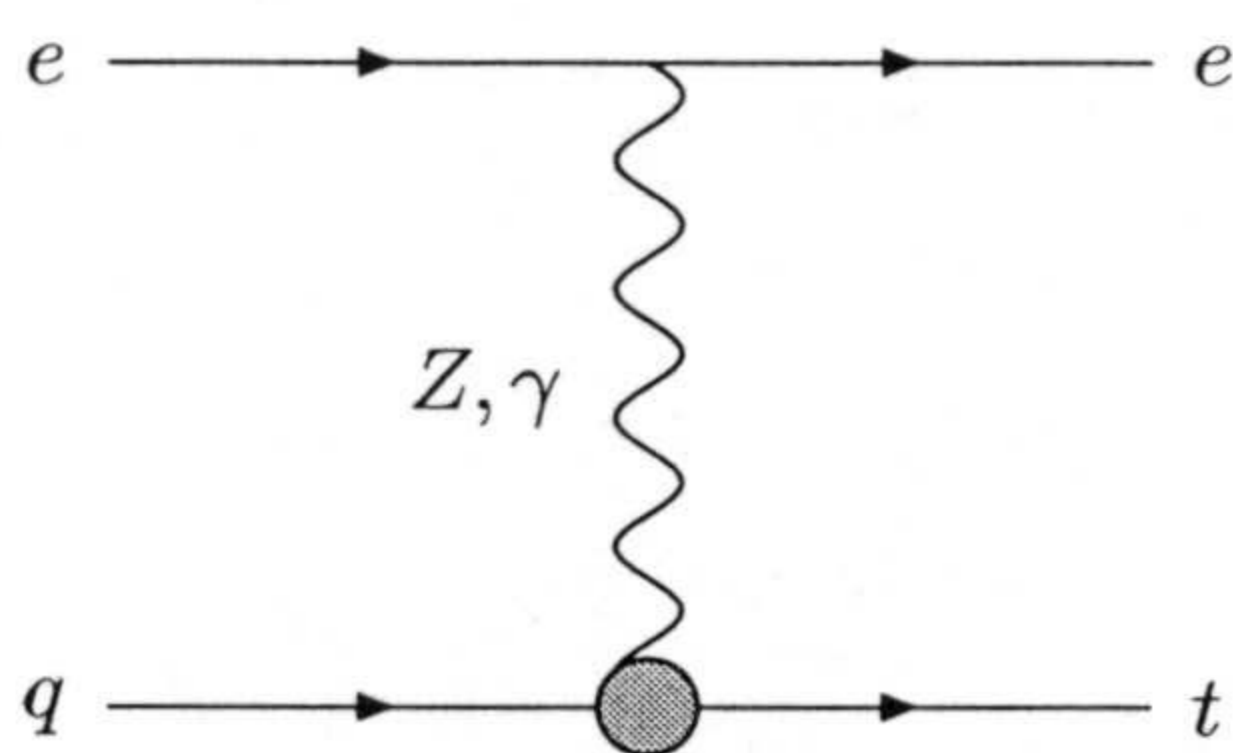


Figura 3.2: Diagrama de Feynman para el proceso  $eq \rightarrow et$  con vértices anómalos  $Ztq$  o  $\gamma tq$ .

Por último, en colisionadores de hadrones también es posible medir los acoplamientos anómalos del Lagrangiano (3.1) estudiando los procesos  $gq \rightarrow Vt$ ,  $V = Z, \gamma$ . Estos procesos proporcionan límites precisos a todos los acoplamientos NCS del *top* [47, 48]. El resto del capítulo estará dedicado al estudio de la producción de  $Zt$  y  $\gamma t$ . El análisis detallado se llevará a cabo por separado para Tevatron y LHC puesto que la situación y los resultados difieren sustancialmente en ambos casos.

## 3.2 CARACTERÍSTICAS GENERALES DE LA PRODUCCIÓN DE $Zt$ Y $\gamma t$

El proceso  $gq \rightarrow Vt$  puede tener lugar a nivel árbol por medio de acoplamientos  $Vtq$  a través de los diagramas en la figura 3.3 o por medio de acoplamientos  $gtq$  a través de los diagramas de la figura 3.4. Sin embargo, los límites derivados sobre los acoplamientos con el gluón  $\zeta_{tq}$  son menos restrictivos que los obtenidos de la producción de  $tj$ . En todos los casos supondremos que el quark *top* se desintegra por corrientes cargadas,  $t \rightarrow Wb$ . Esta aproximación es mejor cuanto menores son los límites superiores sobre



los acoplamientos anómalos, que es el caso en que estamos interesados en la práctica.

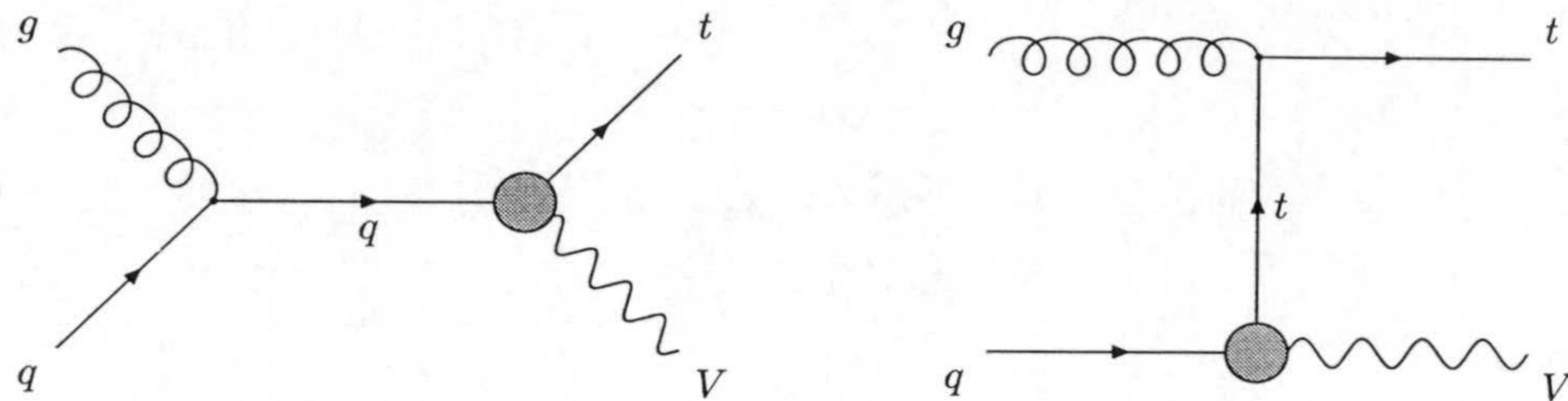


Figura 3.3: Diagramas de Feynman para el proceso  $gq \rightarrow Vt$  con vértices anómalos  $Vtq$ ,  $V = Z, \gamma$ . El quark  $top$  y el bosón  $Z$  están fuera de la capa de masas y tienen los modos de desintegración del ME.

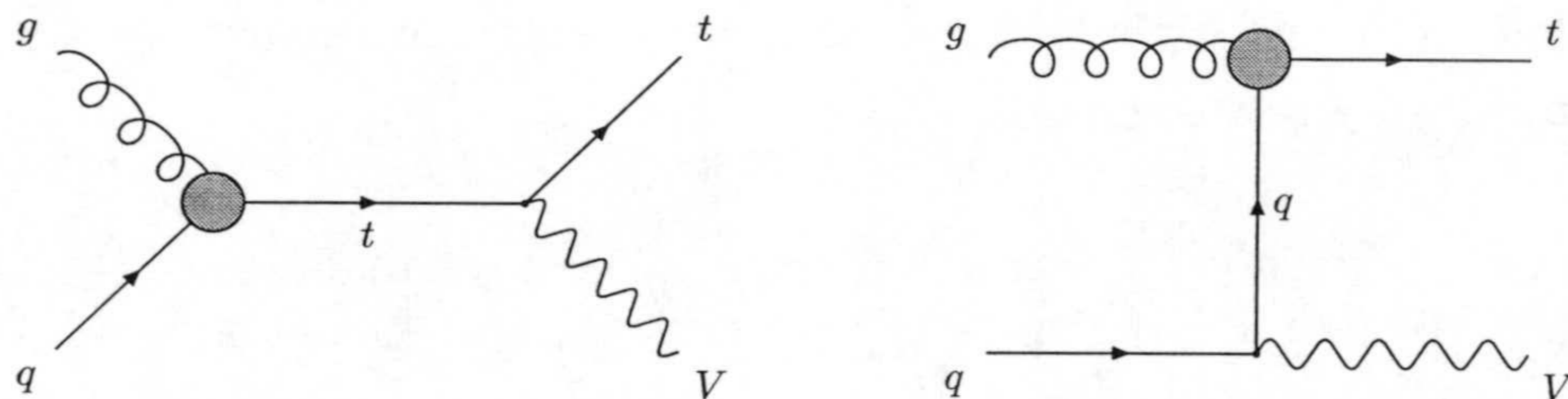


Figura 3.4: Diagramas de Feynman para el proceso  $gq \rightarrow Vt$ ,  $V = Z, \gamma$  con vértices anómalos  $gtq$ . El quark  $top$  y el bosón  $Z$  están fuera de la capa de masas y tienen los modos de desintegración del ME.

La sensibilidad a los acoplamientos NCS del  $top$  varía según los modos de desintegración de los bosones  $Z$  y  $W$ . Éstos están resumidos en la tabla 3.1 junto con sus anchuras parciales y los principales fondos. En los modos leptónicos sólo consideramos desintegraciones a electrones y muones, pero una identificación de  $\tau$  eficiente incrementa sus anchuras parciales y mejora su significado estadístico.

La relevancia de los diferentes canales resulta del balance entre el tamaño de la señal, el correspondiente fondo y el significado estadístico de ambos (para una discusión sobre la estadística empleada para la obtención de los límites ver el apéndice B) y varía sustancialmente de Tevatron a LHC. Para la señal  $\gamma t$ , el canal  $\gamma l\nu b$  proporciona en todos los casos las mejores cotas. Para la señal  $Zt$ , el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$  proporciona los mejores límites en Tevatron, y el canal  $jjl\nu b$  ocupa el segundo lugar con unos resultados ligeramente mejores que el canal  $l^+l^-\nu b$ . En LHC sin embargo, los canales  $l^+l^-\nu b$



	$W \rightarrow l\nu$			$W \rightarrow jj$		
	Estado final		Fondos	Estado final		Fondos
$Z \rightarrow l^+l^-$	$l^+l^-l\nu b$	1.5%	$ZWj$	$l^+l^-jjb$	4.6%	$Zjjj, ZWj$
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$	$\nu\bar{\nu}l\nu b$	4.3%	$Wj$	$\nu\bar{\nu}jjb$	13.6%	$t\bar{t}, Wt, Zjjj$
$Z \rightarrow b\bar{b}$	$b\bar{b}l\nu b$	3.3%	$t\bar{t}, Wt, ZWj, Wb\bar{b}j$	$b\bar{b}jjb$	10.2%	$b\bar{b}jjj$
$Z \rightarrow jj$	$jjl\nu b$	15.2%	$t\bar{t}, Wt, Wjjj$	$jjjjb$	47.4%	$jjjjj$
$\gamma$ (estable)	$\gamma l\nu b$	21.8%	$\gamma Wj$	$\gamma jjb$	67.8%	$\gamma jjj, \gamma Wj$

Tabla 3.1: Anchuras parciales y principales fondos para los diferentes modos de desintegración de los bosones  $Z$  y  $W$  en la producción de  $Zt$  y  $\gamma t$ .  $j$  y  $jj$  incluyen  $b$  y  $b\bar{b}$  cuando es posible (se desprecian los ángulos de mezcla  $V_{ub}, V_{cb} \sim 0$ ).

y  $l^+l^-jjb$  proporcionan las cotas más restrictivas por este orden, mientras que los canales  $\nu\bar{\nu}jjb$  y  $jjl\nu b$  no son relevantes. Este comportamiento aparentemente anómalo se explica por los siguientes hechos:

1. Los canales  $\nu\bar{\nu}jjb$  y  $jjl\nu b$  tienen fondos que crecen rápidamente con la energía. El fondo  $Wt$ , producido por el proceso  $gb \rightarrow Wt$ , es pequeño en Tevatron porque el contenido en  $b$  del protón a esa energía es pequeño. Al pasar de 2 a 14 TeV, la sección eficaz de este proceso crece mucho más que la sección eficaz de la señal. El fondo  $t\bar{t}$ , donde alguna de las partículas finales escapa del detector, también crece mucho al pasar de 2 a 14 TeV: en LHC resulta mucho más fácil que alguna partícula escape del detector.
2. El significado estadístico de una señal frente a un fondo no viene dado necesariamente por la relación señal/fondo. Por poner un ejemplo, en la fase II de Tevatron y en el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$ , después de efectuar cortes cinemáticos se obtienen 235 sucesos de señal (tomando  $X_{tu} = 0.84$ ) y 22 de fondo. En el mismo acelerador, en el canal  $l^+l^-l\nu b$  se obtienen 28 sucesos de señal (con  $X_{tu} = 0.84$ ) y 0.07 de fondo sin necesidad de efectuar cortes cinemáticos. Claramente, la relación señal/fondo para el canal  $l^+l^-l\nu b$  es mucho mayor, pero el significado estadístico de señal y fondo hacen que la cota obtenida en el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$  sea más restrictiva.
3. La mayor energía y luminosidad de LHC permite aprovechar la mayor relación señal/fondo del canal  $l^+l^-l\nu b$  obteniendo los mejores límites a pesar de la pequeña anchura parcial de este modo de desintegración.



### 3.3 GENERACION DE SEÑALES Y FONDOS

En general la producción de  $Zt$  da estados finales de 5 fermiones con al menos un quark  $b$ ,  $ffffb$ . Evaluamos estas señales con los elementos de matriz exactos para los diagramas en canal s y canal t  $gq \rightarrow Zt \rightarrow ZWb \rightarrow fffffb$  (ver figs. 3.3 y 3.4). Los diagramas del ME  $gq \rightarrow ZWb$  son mucho menores en la región del espacio fásico de interés y están suprimidos por ángulos de mezcla pequeños, y los despreciamos en el cálculo de la señal. También ignoramos las interferencias producidas por el intercambio de fermiones idénticos en el estado final. La masa de todos los fermiones excepto el quark *top* se supone nula, y suponemos que solamente un tipo de acoplamiento anómalo es distinto de cero en cada caso. La producción de  $\gamma t$  se evalúa de forma similar, con los diagramas en canal s y canal t  $gq \rightarrow \gamma t \rightarrow \gamma Wb \rightarrow \gamma ffb$ . La producción de  $t$  y  $\bar{t}$  se suma en todos los casos.

Los fondos  $VWj$  se evalúan considerando los procesos  $gq_u \rightarrow VWq_d$ ,  $gq_d \rightarrow VWq_u$  y  $q_u\bar{q}_d \rightarrow VWg$  (con  $q_u = u, c$  y  $q_d = d, s, b$ ) y sus conjugados de carga. Los elementos de matriz para  $gq_u \rightarrow VWq_d$  se calculan incluyendo los 8 diagramas del ME y desintegrando la  $Z$  y la  $W$  a continuación. Los elementos de matriz para los otros procesos se obtienen por simetría de cruce. Nuestros resultados son consistentes con los obtenidos previamente para Tevatron y LHC [49].

Para calcular los fondos  $Zjjj$ ,  $Zb\bar{b}j$ ,  $Wjjj$  y  $Wb\bar{b}j$  usamos VECBOS [50] modificado para incluir difuminado de las energías y cortes de detector y disparador. También incluimos rutinas para generar las distribuciones cinemáticas. Para generar los fondos  $\gamma jjj$  y  $\gamma b\bar{b}j$  hemos modificado VECBOS para producir fotones en lugar de bosones  $Z$ . Esto se hace introduciendo un ‘fotón’ con una masa pequeña  $m_\gamma = 0.1$  GeV y sustituyendo los acoplamientos de la  $Z$  por los del fotón. La anchura total calculada de este ‘fotón’ es de  $\Gamma_\gamma = 1.73$  MeV, con una anchura parcial a  $e^+e^-$  de 0.15. Hemos comprobado que los resultados son los mismos usando un ‘fotón’ más pesado con  $m_\gamma = 1$  GeV y  $\Gamma_\gamma = 17.3$  MeV.

Para el estudio de algunos modos de desintegración también se necesita evaluar la producción de  $Wt$ , que es similar a  $Zt$  pero mediante el proceso  $gb \rightarrow Wt \rightarrow WWb \rightarrow fffffb$ , y se calcula análogamente. La producción de  $t\bar{t}$  donde alguna de las partículas escapa al detector también debe tenerse en cuenta [51]. No consideraremos la contribución de otros posibles fondos [22, 52].



En todos los cálculos incluimos factores  $K = 1.2$  para Tevatron y  $K = 1.1$  para LHC [53] excepto en la producción de  $t\bar{t}$ , donde usamos  $K = 1.34$  para Tevatron [54] y  $K = 2.0$  para LHC [55]. Usamos las funciones de estructura MRST [56]<sup>1</sup> con  $Q^2 = \hat{s}$ . Las secciones eficaces muestran alguna dependencia según el conjunto de funciones de estructura usado, pero no el conjunto de nuestros resultados.

Después de generar las señales y fondos, imitamos las condiciones experimentales con difuminado gaussiano de las energías de los leptones ( $l$ ), fotones ( $\gamma$ ) y *jets* ( $j$ ). Para Tevatron [58] usamos

$$\frac{\Delta E^{l,\gamma}}{E^{l,\gamma}} = \frac{20\%}{\sqrt{E^{l,\gamma}}} \oplus 2\%, \quad \frac{\Delta E^j}{E^j} = \frac{80\%}{\sqrt{E^j}} \oplus 5\%, \quad (3.3)$$

y para LHC [59],

$$\frac{\Delta E^{l,\gamma}}{E^{l,\gamma}} = \frac{10\%}{\sqrt{E^{l,\gamma}}} \oplus 0.3\%, \quad \frac{\Delta E^j}{E^j} = \frac{50\%}{\sqrt{E^j}} \oplus 3\%, \quad (3.4)$$

donde las energías están en GeV y los dos términos se suman en cuadratura. Por simplicidad suponemos que el difuminado para muones es el mismo que para electrones. A continuación aplicamos cortes de detector en los momentos transversos  $p_T$ , pseudorapidez  $\eta$  y distancias en el espacio  $(\eta, \phi)$   $\Delta R$ . Para Tevatron usamos

$$p_T^{l,j} \geq 10 \text{ GeV}, \quad p_T^\gamma \geq 16 \text{ GeV}, \quad |\eta^{l,j,\gamma}| \leq 2, \quad \Delta R_{jj,lj,\gamma l,\gamma j} \geq 0.4, \quad (3.5)$$

y para LHC,

$$p_T^l \geq 15 \text{ GeV}, \quad p_T^j \geq 20 \text{ GeV}, \quad p_T^\gamma \geq 40 \text{ GeV} \\ |\eta^{l,j,\gamma}| \leq 2.5, \quad \Delta R_{jj,lj,\gamma l,\gamma j} \geq 0.4. \quad (3.6)$$

Para los fondos  $Wt$  y  $t\bar{t}$ , estimamos en cuántos sucesos el leptón cargado y el  $b$  u otro *jet* escapan del detector exigiendo que su momento y pseudorapidez satisfagan  $p_T^{l,j} < 10$  GeV o  $|\eta| > 3$  en Tevatron,  $p_T^l < 15$  GeV,  $p_T^j < 20$  GeV o  $|\eta^{l,j}| > 3$  en LHC.

Para que los sucesos sean registrados, requerimos que la señal y el fondo cumplan al menos una de las condiciones del disparador. Para Tevatron, las condiciones son:

<sup>1</sup>Las funciones de estructura tienen en cuenta que el protón y otros hadrones están formados por partones que llevan una fracción del momento del hadrón. Para hallar la sección eficaz de este proceso es necesario convolucionar la sección eficaz del proceso elemental  $gq \rightarrow ffff b$  con las funciones de estructura de los dos hadrones que colisionan [57]. Para las simulaciones realizadas hemos elegido unas funciones de estructura fijas que ajustan bien todos los datos actuales.



- un *jet* con  $p_T \geq 100$  GeV,
- un leptón cargado con  $p_T \geq 20$  GeV y  $|\eta| \leq 1$ ,
- un fotón con  $p_T \geq 16$  GeV y  $|\eta| \leq 1$ ,
- energía perdida  $\cancel{E}_T \geq 35$  GeV y un *jet* con  $p_T \geq 50$  GeV,
- 4 *jets* (incluyendo como tales los leptones cargados y fotones) con  $p_T \geq 15$  GeV y  $\sum p_T \geq 125$  GeV.

Para la primera fase de LHC (L) con una luminosidad de  $10 \text{ fb}^{-1}$ , las condiciones son:

- un *jet* con  $p_T \geq 180$  GeV,
- tres *jets* con  $p_T \geq 75$  GeV,
- un leptón cargado con  $p_T \geq 20$  GeV,
- dos leptones cargados con  $p_T \geq 15$  GeV,
- un fotón con  $p_T \geq 40$  GeV,
- energía perdida  $\cancel{E}_T \geq 50$  GeV y un *jet* con  $p_T \geq 50$  GeV,

y para la segunda fase (H),

- un *jet* con  $p_T \geq 290$  GeV,
- tres *jets* con  $p_T \geq 130$  GeV,
- un leptón cargado con  $p_T \geq 30$  GeV,
- dos leptones cargados con  $p_T \geq 20$  GeV,
- un fotón con  $p_T \geq 60$  GeV,
- energía perdida  $\cancel{E}_T \geq 100$  GeV y un *jet* con  $p_T \geq 100$  GeV.

Finalmente, en la fase II de Tevatron y en LHC exigimos la presencia de un  $b$  en el estado final para aprovechar la buena eficiencia  $\sim 60\%$  esperada [60], quizás algo mejor de la que finalmente se consiga en LHC [61]. Hay también una pequeña probabilidad



$\sim 1\%$  de que un *jet* que no resulta de la fragmentación de un quark *b* sea mal identificado como un *jet b* [58]. La identificación de *b* se implementa en las rutinas Monte Carlo teniendo en cuenta todas las posibilidades de identificación y mala identificación. Como se verá en las siguientes secciones, esto reduce sustancialmente los fondos.

Como conclusión a esta sección, es importante enfatizar la importancia de efectuar el cálculo completo  $2 \rightarrow n$  cuerpos con las partículas intermedias fuera de la capa de masas. Para ilustrar la importancia relativa de considerar las partículas intermedias fuera de la capa de masas y simular los efectos del detector con el difuminado de las energías consideramos la masa reconstruida del bosón *Z*,  $M_Z^{\text{rec}}$ , en su desintegración leptónica, definida como la masa invariante de los dos leptones (por ejemplo en el canal  $l^+l^-jjb$ ). En la figura 3.5 representamos las distribuciones con la *Z* sobre y fuera de la capa de masas para LHC, incluyendo en ambos casos difuminado en la energía de los leptones cargados.

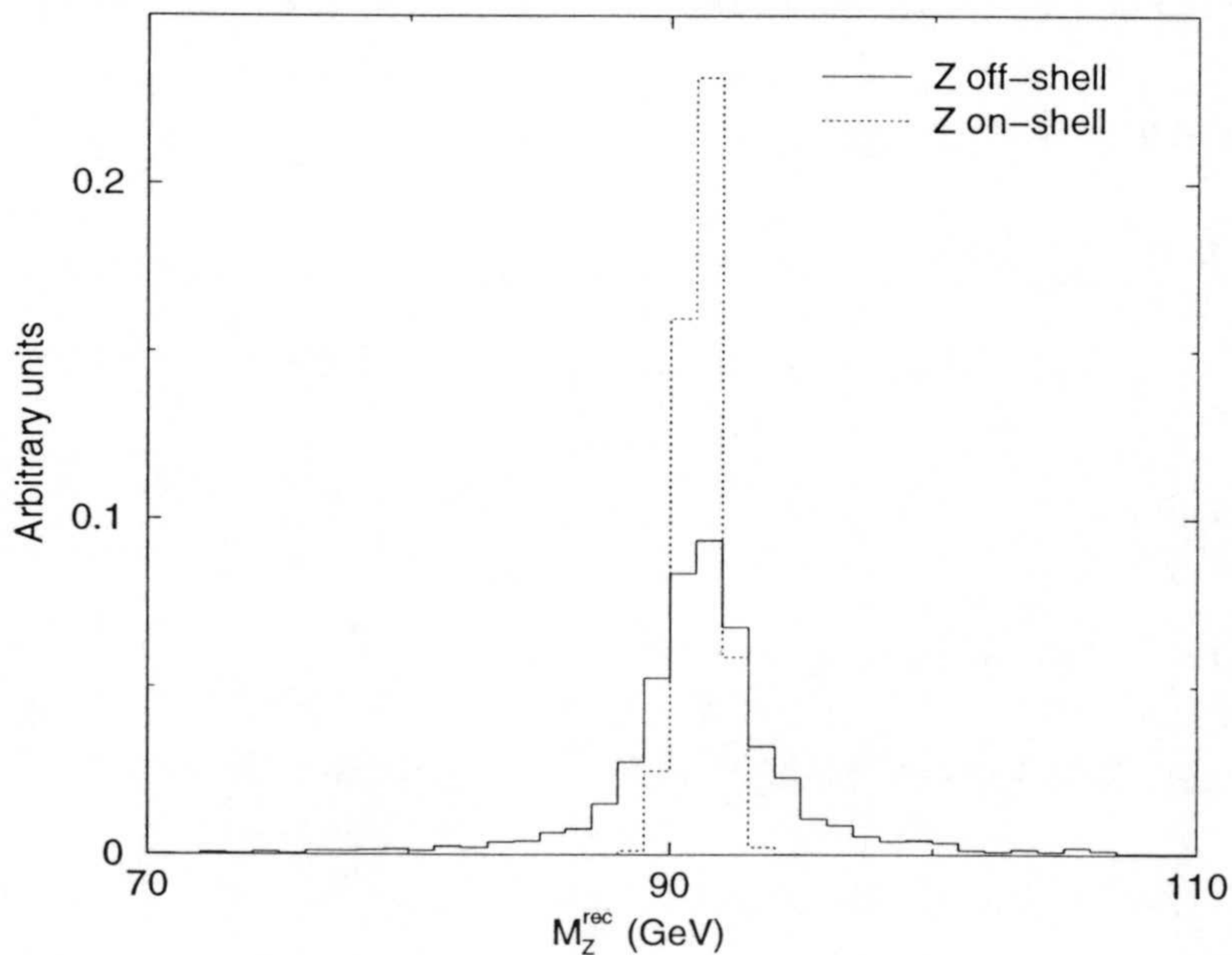


Figura 3.5: Distribución de la masa del bosón *Z* reconstruida  $M_Z^{\text{rec}}$  para la señal  $l^+l^-jjb$  en LHC con la *Z* fuera de la capa de masas ('off-shell') y sobre la capa de masas ('on-shell'). Se incluye difuminado gaussiano de la energía y cortes de detector y disparador.

Se observa que en LHC, con estas energías de los leptones y estas resoluciones de los detectores, el efecto de considerar la *Z* fuera de la capa de masas es mayor que el



difuminado de las energías. (Lo mismo ocurre para la  $W$  y el  $top$ .) Si se aplican cortes cinemáticos sobre masas reconstruidas u otras variables relacionadas (como por ejemplo la suma de momentos transversos de productos de desintegración) sin considerar las correspondientes partículas fuera de la capa de masas se obtienen límites muy optimistas. En el caso de la desintegración hadrónica de la  $Z$ , la única forma de distinguir la producción de  $Zt$  de la producción de  $Wt$ , enorme en LHC, es requerir que la masa reconstruida de la  $Z$  no sea consistente con la masa de la  $W$ . Así pues, es esencial para una buena simulación generar la señal y el fondo con  $Z$  y  $W$  fuera de la capa de masas.

### 3.4 PRODUCCIÓN DE $Zt$ Y $\gamma t$ EN TEVATRON

La luminosidad relativamente baja disponible en Tevatron hace que el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$  sea el más interesante en la producción de  $Zt$  debido a su anchura parcial del 13.6%. El canal  $jjl\nu b$  con una anchura del 15.2% da resultados menos precisos debido a su mayor fondo. El modo  $l^+l^-jjb$  es similar a  $\nu\bar{\nu}jjb$  pero con una menor anchura parcial, por lo que es superado por éste a pesar de que su fondo es ligeramente menor, y lo mismo sucede con el modo  $b\bar{b}l\nu b$  respecto a  $jjl\nu b$  (ver tabla 3.1). El canal  $l^+l^-l\nu b$  tiene un fondo muy pequeño, pero su anchura parcial del 1.5% hace que su significado estadístico sea menor que el de los otros canales, sólo ligeramente menor que el del canal  $jjl\nu b$ . Los canales  $\nu\bar{\nu}l\nu b$  y  $jjjjb$  tienen fondos tan grandes que hacen innecesaria su discusión. Por otra parte, en la producción de  $\gamma t$  el canal  $\gamma l\nu b$  tiene un fondo mucho menor que  $\gamma jjb$  y da resultados más precisos.

La contribución del *charm* a la producción de  $Zt$ ,  $\gamma t$  es 40 veces menor que la contribución del *up* a la energía de Tevatron  $\sqrt{s} = 1.8 - 2$  TeV. Así, Tevatron es solamente sensible a los acoplamientos NCS entre el *top* y el *up* en estos procesos de producción (a la energía de LHC la contribución del *charm* es relevante). En cualquier caso, no hay ninguna razón independiente del modelo para que los acoplamientos  $Vtu$  sean pequeños, y en la sección 2.2 se ha podido comprobar que el acoplamiento  $X_{tu}$  puede ser grande, por lo que es importante teóricamente medirlo con precisión.

A lo largo de esta sección normalizaremos las señales  $Zt$ ,  $\gamma t$  con las cotas actuales  $X_{tu} = 0.84$ ,  $\kappa_{tu} = 0.78$ ,  $\lambda_{tu} = 0.26$  obtenidas en la fase I de Tevatron. Esto hace que en la fase II en algunos casos la señal sea aparentemente mayor que el fondo. Esto es únicamente efecto de la normalización; si normalizamos  $X_{tu}$  y  $\lambda_{tu}$  con el límite obtenido



la señal es obviamente menor que el fondo.

### 3.4.1 SEÑAL $\nu\bar{\nu}jjb$

El canal  $\nu\bar{\nu}jjb$  es el más adecuado para medir el vértice  $Ztu$  en Tevatron por su anchura parcial del 13.6%. Los principales procesos que enmascaran esta señal son:

- La producción de  $Zjjj$  y  $Zb\bar{b}j$ . La sección eficaz de ambos procesos es 18 veces mayor que la señal (en la fase I, tomando  $X_{tu} = 0.84$ ) pero con cortes cinemáticos adecuados se reduce sustancialmente. En la fase II, exigir la presencia de un quark  $b$  en el estado final reduce el fondo  $Zjjj$  por un factor  $\sim 0.03$  y el fondo  $Zb\bar{b}j$  por un factor  $\sim 0.48$ . Por esta razón, aunque el segundo proceso tiene sección eficaz mucho menor que el primero, es importante cuando se identifica el  $b$ .
- El proceso  $gb \rightarrow Wt \rightarrow WWb \rightarrow l\nu jjb$ . Cuando el leptón cargado escapa del detector se produce una señal  $jjb +$  energía perdida  $\cancel{E}_T$  que es análoga a la señal ya que los tres *jets* son productos de desintegración de un *top*. Este fondo no puede reducirse con cortes cinemáticos pero afortunadamente el contenido en  $b$  del protón es pequeño a la energía de Tevatron y la sección eficaz es por tanto pequeña.
- La producción de  $t\bar{t}$ , con  $\bar{t}(t) \rightarrow l\nu b$  perdiendo  $l$  y  $b$  y  $t(\bar{t}) \rightarrow jjb$ . Cuando el leptón cargado y el  $b$  provenientes de un *top* escapan del detector, este proceso también simula nuestra señal y no puede reducirse con cortes cinemáticos. La sección eficaz de producción de  $t\bar{t}$  es bastante grande pero la probabilidad de perder a la vez  $l$  y  $b$  es pequeña a la energía de Tevatron, con lo que este proceso tampoco supone un problema para este canal.

Para mejorar la relación entre la señal y el fondo es conveniente efectuar cortes cinemáticos en la masa del *top* reconstruida  $m_t^{\text{rec}}$ , definida como la masa invariante de los tres *jets*.  $m_t^{\text{rec}}$  está concentrada alrededor de  $m_t$  en la señal y los fondos  $Wt$  y  $t\bar{t}$  como puede verse en la figura 3.6, ya que en estos casos los tres *jets* provienen de la desintegración de un *top*. Otra variable de interés es  $M_W^{\text{rec}}$ , la masa reconstruida de la  $W$ , definida como sigue: Cuando no se usa identificación de  $b$  (en la fase I)  $M_W^{\text{rec}}$  es la masa invariante de dos *jets* más próxima a la masa de la  $W$ ; en este caso se asigna indirectamente el tercer *jet* al quark  $b$ . Cuando se usa identificación de  $b$  (en la fase



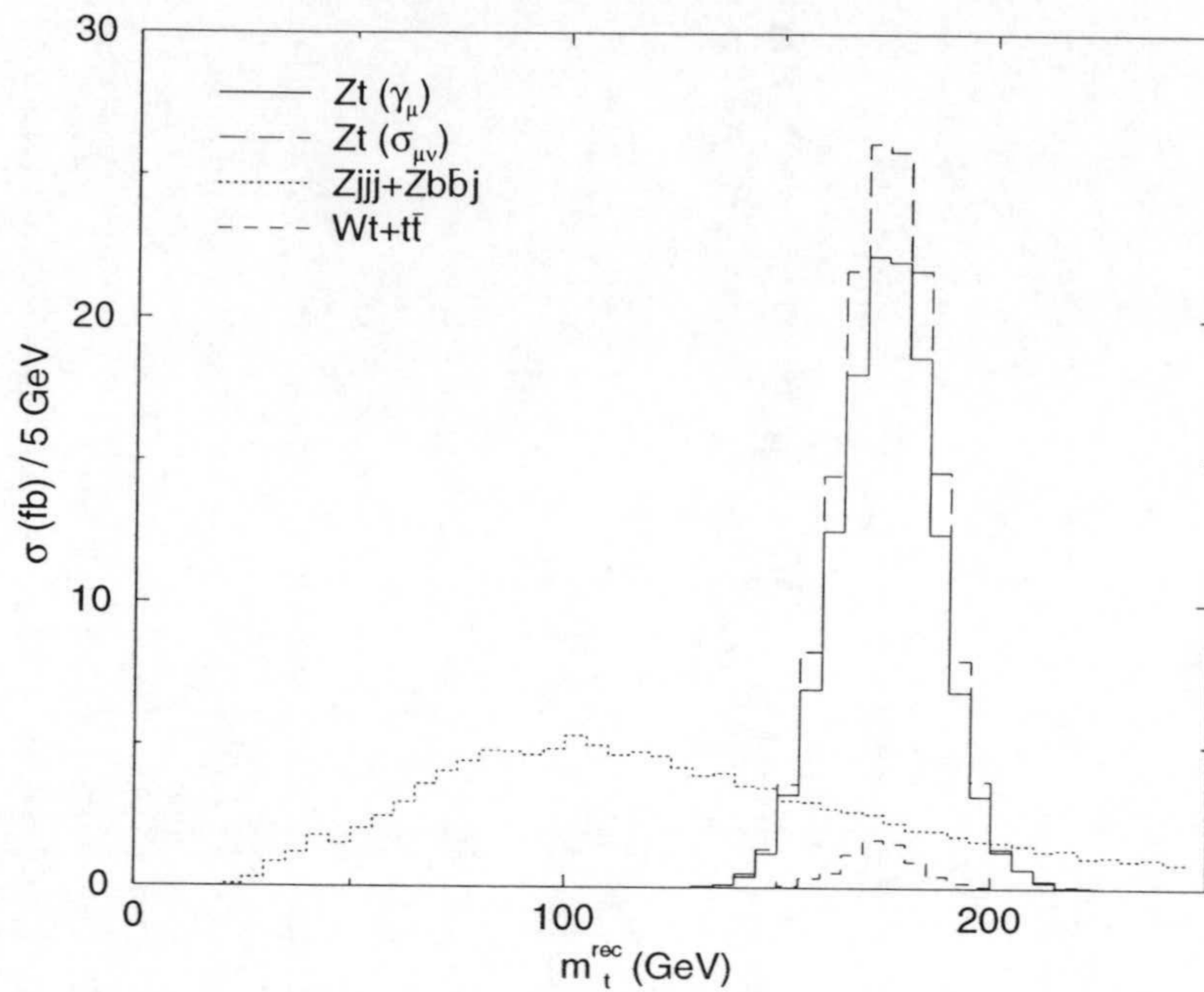


Figura 3.6: Distribución de la masa del  $top$  reconstruida  $m_t^{\text{rec}}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \nu\bar{\nu}jjb$  y el fondo en la fase II de Tevatron. Se usa  $X_{tq} = 0.84$ ,  $\kappa_{tq} = 0.78$ .

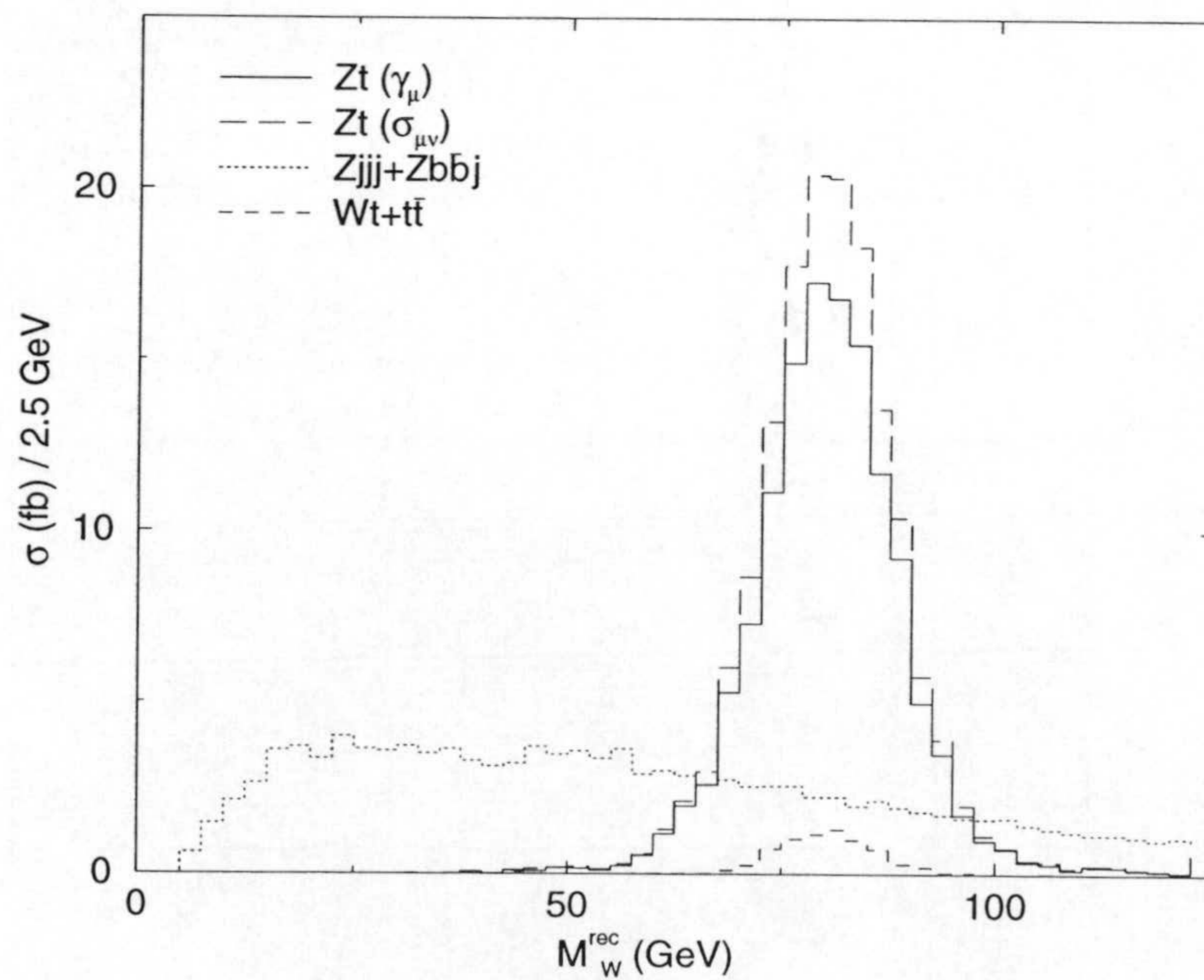


Figura 3.7: Distribución de la masa de la  $W$  reconstruida  $m_t^{\text{rec}}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \nu\bar{\nu}jjb$  y el fondo en la fase II de Tevatron. Se usa  $X_{tq} = 0.84$ ,  $\kappa_{tq} = 0.78$ .



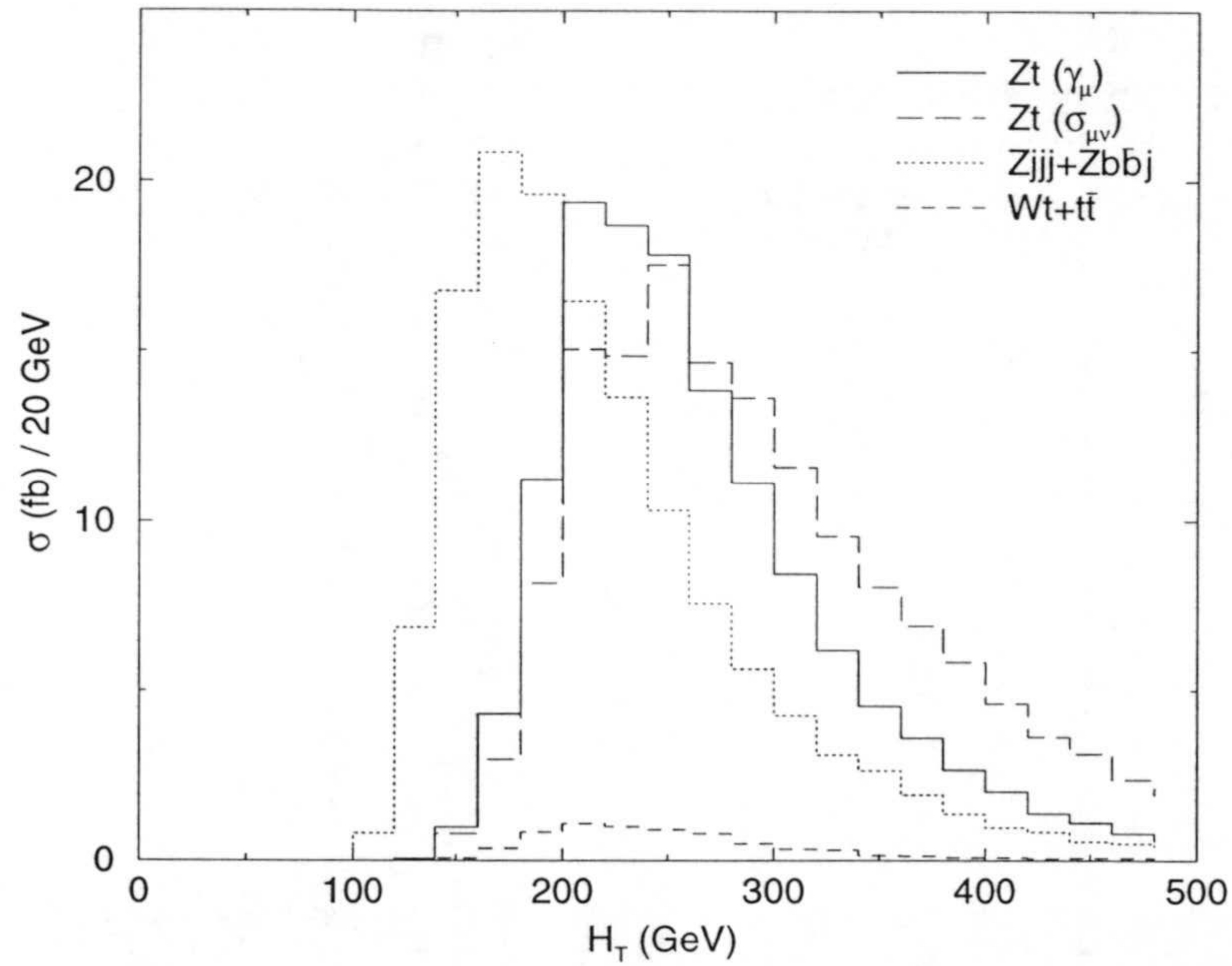


Figura 3.8: Distribución de la energía transversa total  $H_T$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \nu\bar{\nu}jjb$  y el fondo en la fase II de Tevatron. Se usa  $X_{tq} = 0.84$ ,  $\kappa_{tq} = 0.78$ .

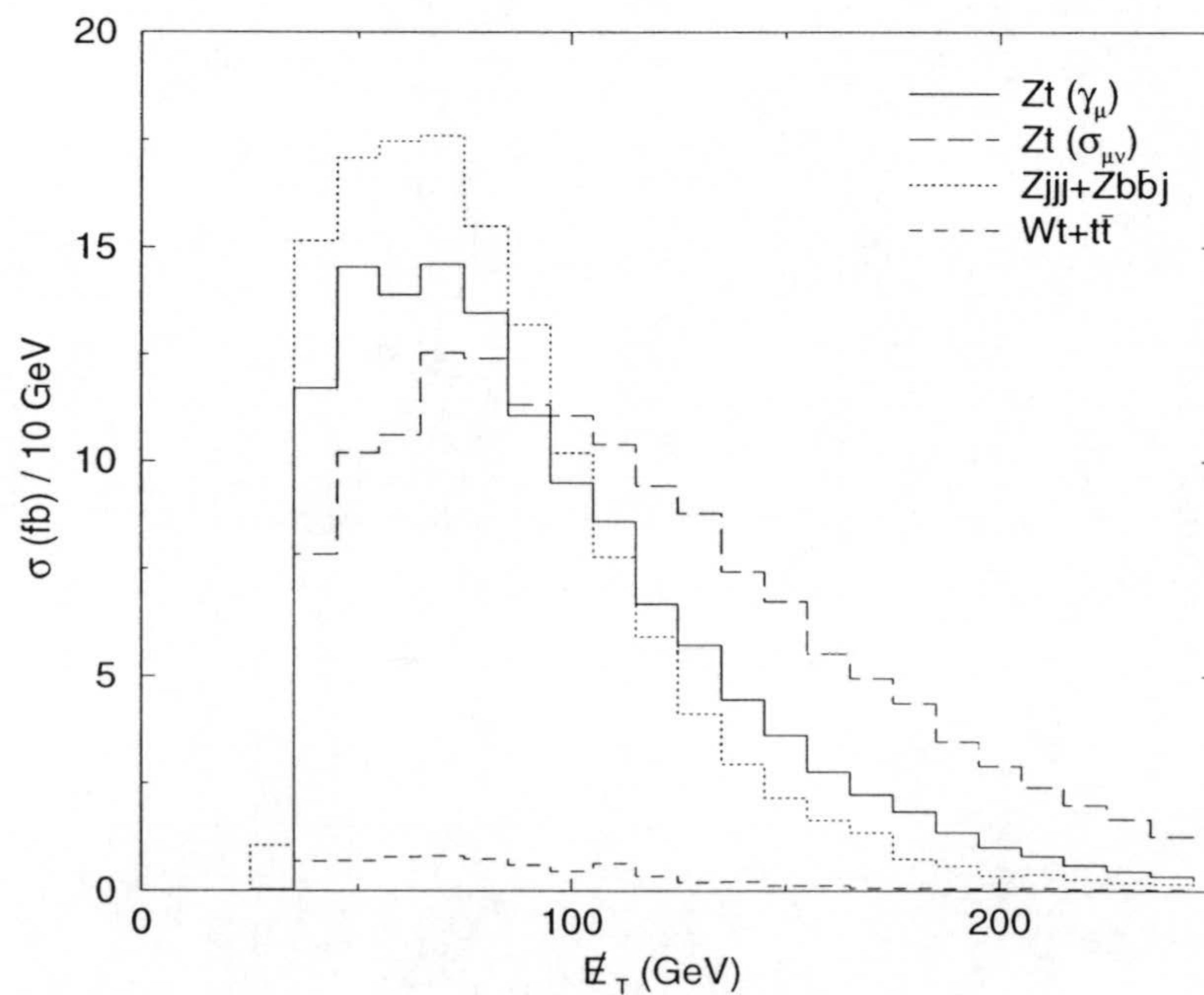


Figura 3.9: Distribución de la energía perdida  $E_T$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \nu\bar{\nu}jjb$  y el fondo en la fase II de Tevatron. Se usa  $X_{tq} = 0.84$ ,  $\kappa_{tq} = 0.78$ .



II) exigimos un solo  $b$ , y  $M_W^{\text{rec}}$  es la masa invariante de los otros dos  $jets$ . En la figura 3.7 puede verse que  $M_W^{\text{rec}}$  se concentra alrededor de  $M_W$  en la señal y en los fondos  $Wt$  y  $t\bar{t}$ . Una tercera variable útil para reducir el fondo es la energía transversa total  $H_T$ , representada en la figura 3.8.

Un posible problema para esta señal es la eficiencia del disparador. En la figura 3.9 se representa la distribución de  $E_T$  para mostrar que la posible ineficiencia no cambia nuestros resultados de forma significativa. Los conjuntos de cortes cinemáticos en  $m_t^{\text{rec}}$ ,  $M_W^{\text{rec}}$ ,  $H_T$  para las fases I y II están resumidos en la tabla 3.2, junto con cortes en otras variables como  $p_T^b$ , el momento transverso del  $b$ ,  $p_T^{\text{min}}$ , el momento transverso mínimo de los  $jets$  y  $\Delta R_{jj}^{\text{min}}$ , el  $\Delta R$  mínimo entre ellos. El número total de sucesos para las fases I y II con luminosidades respectivas de  $109 \text{ pb}^{-1}$  y  $2 \text{ fb}^{-1}$  se recoge en la tabla 3.3, usando  $X_{tu} = 0.84$ ,  $\kappa_{tu} = 0.78$ .

Se observa que los cortes cinemáticos de la tabla 3.2 son muy eficientes para reducir los fondos  $Zjjj$  y  $Zb\bar{b}j$ , pero no afectan a  $Wt$  y  $t\bar{t}$  apreciablemente. Estos fondos son irreducibles en la práctica, y limitan la utilidad de este canal a energías y luminosidades moderadas. Si no se observa ninguna señal, este canal proporciona los límites  $X_{tu} \leq 0.690$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.596$  tras la fase I y  $X_{tu} \leq 0.180$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.155$  tras la fase II. El límite esperado a partir de la desintegración del  $top$  en la fase II es  $X_{tu} \leq 0.225$ . Escalando este valor con los límites de la fase I podemos estimar  $\kappa_{tu} \leq 0.21$  después de la fase II.

Variable	Fase I	Fase II
$m_t^{\text{rec}}$	155–200	155–200
$M_W^{\text{rec}}$	70–95	65–95
$H_T$	> 180	> 160
$p_T^b$		> 20
$p_T^{\text{min}}$	> 20	
$\Delta R_{jj}^{\text{min}}$	> 0.6	

Tabla 3.2: Cortes cinemáticos para el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$  en Tevatron. Las masas, energías y momentos están expresadas en GeV. En la fase II también usamos identificación de  $b$ .



	Fase I		Fase II	
	sin cortes	con cortes	sin cortes	con cortes
$Zt(\gamma^\mu)$	16.0	10.8	261	235
$Zt(\sigma^{\mu\nu})$	18.1	12.4	306	274
$Zjjj$	281	7.2	199	5.2
$Zb\bar{b}j$	4.0	0.2	74.1	2.3
$Wt$	0.2	0.1	3.5	3.4
$t\bar{t}$	0.9	0.6	10.6	9.9

Tabla 3.3: Número de sucesos  $\nu\bar{\nu}jjb$  antes y después de los cortes cinemáticos de la tabla 3.2 para la señal  $Zt$  y el fondo. Se usa  $X_{tq} = 0.84$ ,  $\kappa_{tq} = 0.78$ .

### 3.4.2 SEÑAL $jjl\nu b$

El análisis del modo de desintegración  $jjl\nu b$  se efectúa de una forma similar. Los principales fondos de esta señal son:

- La producción de  $Wjjj$  y  $Wb\bar{b}j$ . La sección eficaz de ambos procesos es 108 veces mayor que la señal en la fase I, tomando  $X_{tu} = 0.84$ . Los cortes cinemáticos son sin embargo más efectivos que en el caso anterior como veremos, y permiten obtener una relación señal/fondo  $Wjjj$  similar a la relación señal/fondo  $Zjjj$  en el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$ . En la fase II con la identificación de  $b$  el fondo  $Wjjj$  se suprime por un factor  $\sim 0.03$  y  $Wb\bar{b}j$  por un factor  $\sim 0.48$ .
- El proceso  $gb \rightarrow Wt \rightarrow WWb \rightarrow jjl\nu b$ . La desintegración hadrónica de la  $W$  producida en primera instancia da lugar a un fondo con un quark  $b$ , cuya única diferencia con la señal está en que la masa invariante de los dos jets no identificados como  $b$  reconstruye mejor la masa de la  $W$  que la de la  $Z$ , en general. Este fondo no supone un problema en la fase I, ya que sin identificación de  $b$  el fondo  $Wjjj$  es mucho mayor, pero en la fase II se hace importante. Debido a la anchura de los bosones y al efecto del difuminado, no es fácil distinguir entre  $Z$  y  $W$ , y solamente con cortes cinemáticos muy restrictivos es posible reducir en cierto modo el fondo a costa de perder una parte significativa de la señal.
- La producción de  $t\bar{t}$ , donde  $t(\bar{t}) \rightarrow Wb \rightarrow jjb$  con  $b$  que escapa del detector,  $\bar{t}(t) \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$ . Tras la pérdida del  $b$ , este proceso da un fondo similar al



producido por  $Wt$ .

Para diferenciar los bosones  $Z$  y  $W$  en sus desintegraciones hadrónicas es necesario efectuar un corte cinemático estricto en la masa reconstruida de la  $Z$   $M_Z^{\text{rec}}$ , que se define de forma completamente análoga a  $M_W^{\text{rec}}$  en el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$ : Cuando no se usa identificación de  $b$   $M_Z^{\text{rec}}$  es la masa invariante de dos *jets* más parecida a la masa de la  $Z$ ; cuando se usa identificación de  $b$  requerimos un solo  $b$  en el estado final <sup>2</sup>, y  $M_Z^{\text{rec}}$  es la masa invariante de los otros dos *jets*. La reconstrucción de la masa del *top* se hace de una forma diferente. Se hace la hipótesis de que toda la energía perdida se debe a un neutrino con cuadrimomento  $p^\nu = (E^\nu, \not{p}_T, p_L^\nu)$ , donde  $\not{p}_T$  es el momento transverso perdido. Imponiendo  $(p^l + p^\nu)^2 = M_W^2$  encontramos dos soluciones para  $p^\nu$ , y elegimos aquella para la que la masa del *top* reconstruida  $m_t^{\text{rec}} \equiv \sqrt{(p^l + p^\nu + p^b)^2}$  es más próxima a  $m_t$ . Estos cortes son más efectivos que en el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$  porque  $M_Z^{\text{rec}}$  y  $m_t^{\text{rec}}$  dependen de momentos diferentes, mientras en el caso anterior  $(m_t^{\text{rec}})^2 = (M_W^{\text{rec}})^2 + 2p^W \cdot p^b$ . Conviene también señalar una pequeña diferencia entre la señal y el fondo  $Wt$  por una parte y el fondo  $t\bar{t}$  por otra: en el caso de la señal y el fondo  $Wt$  la energía perdida corresponde efectivamente a un solo neutrino; para el fondo  $t\bar{t}$  también se pierde la energía del  $b$  que escapa y esto hace que la reconstrucción de la masa del *top* en este fondo sea menos precisa, con lo que los cortes cinemáticos son algo más efectivos. Otras variables útiles son  $H_T$ , el momento transverso del  $b$   $p_T^b$  y la distancia mínima entre *jets*  $\Delta R_{jj}^{\text{min}}$ . Para asegurar que la reconstrucción de la masa del *top* tiene sentido además se requiere  $\cancel{E}_T > 5$  GeV.

Variable	Fase I	Fase II
$M_Z^{\text{rec}}$	80–105	90–110
$m_t^{\text{rec}}$	155–200	150–200
$H_T$	> 240	> 240
$p_T^b$	> 20	
$\Delta R_{jj}^{\text{min}}$	> 0.5	> 0.6

Tabla 3.4: Cortes cinemáticos para el canal  $jjl\nu b$  en Tevatron. Las masas, energías y el momento están expresadas en GeV. En la fase II también usamos identificación de  $b$ .

<sup>2</sup>Nótese que al exigir un solo  $b$  se reduce la señal, ya que la  $Z$  se desintegra a  $b\bar{b}$  el 15% de las veces. En este caso hay tres quarks  $b$  en el estado final y exigimos identificar sólo uno.



Los cortes en la tabla 3.4 representan un compromiso entre reducir los fondos y mantener la señal tan grande como sea posible. Así, en la fase II se requiere  $M_Z^{\text{rec}} > 90$  para diferenciar la  $Z$  de la  $W$ . Esto reduce la señal a menos de la mitad, como puede verse en la tabla 3.5. Si no se observa ninguna señal, los límites que este canal proporciona son  $X_{tu} \leq 0.838$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.705$  en la fase I y  $X_{tu} \leq 0.275$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.222$  en la fase II.

	Fase I		Fase II	
	sin cortes	con cortes	sin cortes	con cortes
$Zt(\gamma_\mu)$	17.9	9.9	259	77.2
$Zt(\sigma_{\mu\nu})$	19.7	12.0	284	101
$Wjjj$	1928	13.3	1282	2.7
$Wb\bar{b}j$	41.6	0.2	421	1.0
$Wt$	4.6	0.8	86.6	5.5
$t\bar{t}$	15.2	2.7	226	5.6

Tabla 3.5: Número de sucesos  $j\bar{j}l\nu b$  antes y después de los cortes cinemáticos de la tabla 3.4 para la señal  $Zt$  y el fondo. Se usa  $X_{tq} = 0.84$ ,  $\kappa_{tq} = 0.78$ .

### 3.4.3 SEÑAL $\gamma l\nu b$

Al contrario que sucede en la producción de  $Zt$ , en la producción de  $\gamma t$  solamente hay dos canales dependiendo del modo de desintegración de la  $W$ . Gracias a su pequeño fondo  $\gamma Wj$ , el canal  $\gamma l\nu b$  es el que mejores cotas proporciona sobre los acoplamientos NCS  $\lambda_{tu}$ . La producción de  $\gamma Wb$  a partir de quarks *up* y *charm* está suprimida por los factores CKM  $|V_{ub}|^2$  y  $|V_{cb}|^2$  respectivamente, y es despreciable. Así, el único fondo es la producción de  $\gamma Wj$  con  $j$  mal identificado como  $b$ , lo que implica un factor de supresión de 0.01.

A la hora de efectuar cortes cinemáticos es útil considerar  $m_t^{\text{rec}}$ , definida como en el canal  $j\bar{j}l\nu b$  de la señal  $Zt$  con la excepción de que en este caso hay un único *jet* (ver fig. 3.10). Otras variables de interés son  $H_T$  (fig. 3.11) y  $p_T^\gamma$  (fig. 3.12), así como la energía del fotón  $E^\gamma$ .

En las figuras se observa claramente el comportamiento característico del acoplamiento



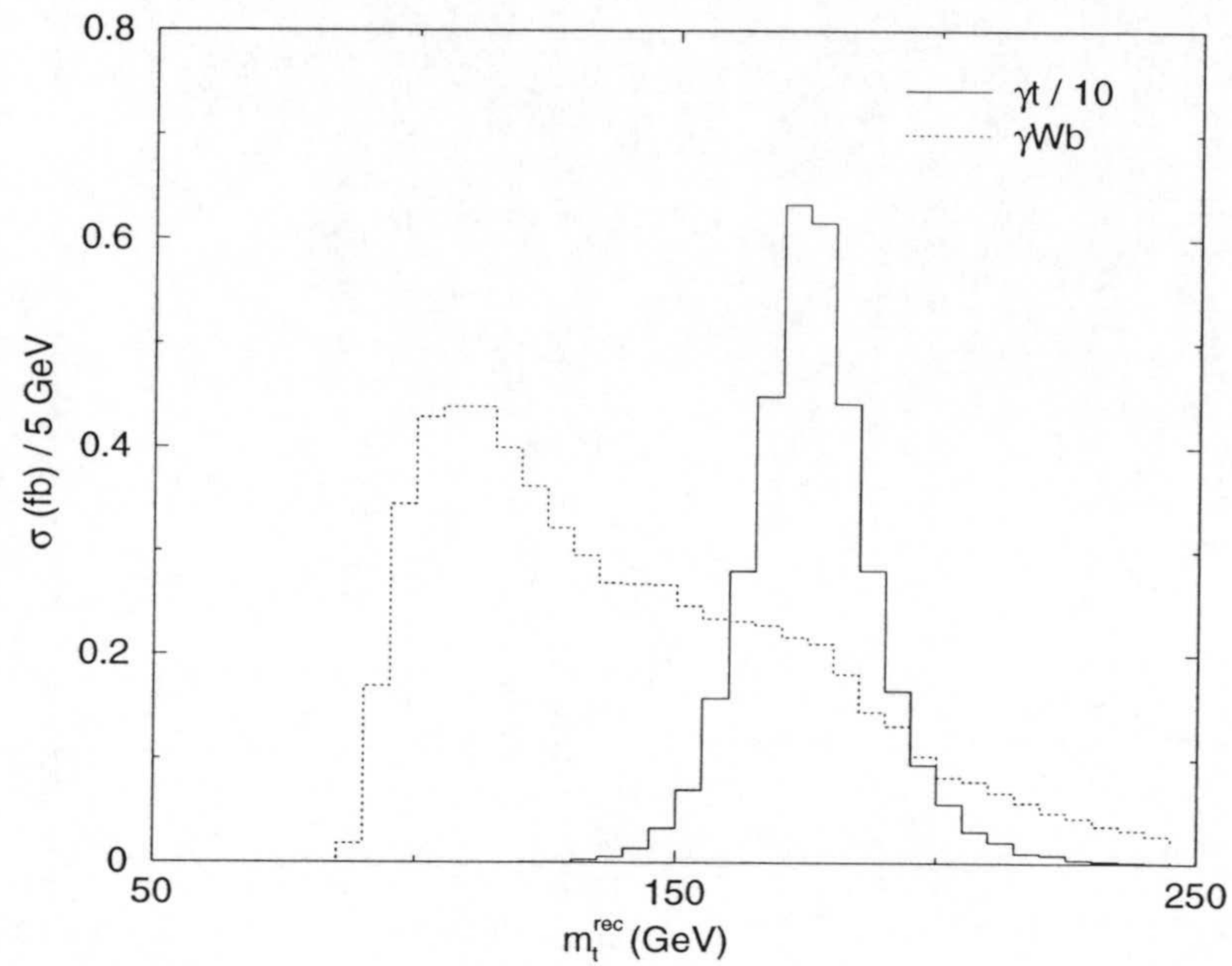


Figura 3.10: Distribución de la masa del *top* reconstruida  $m_t^{\text{rec}}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma l \nu b$  y el fondo en la fase II de Tevatron. Se usa  $\kappa_{tq} = 0.26$  y la señal ha sido dividida por 10 para mejor comparación.

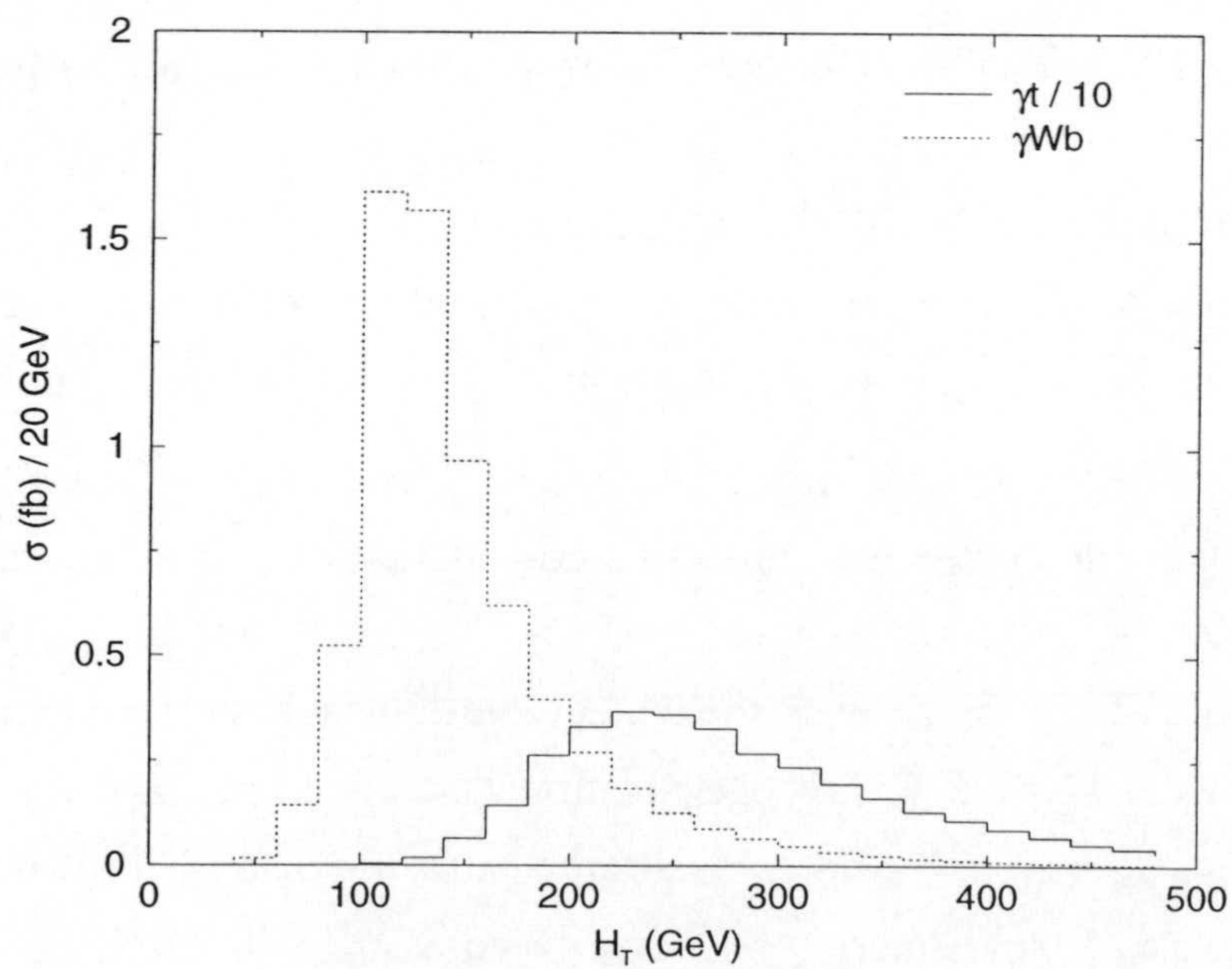


Figura 3.11: Distribución de la energía transversa total  $H_T$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma l \nu b$  y el fondo en la fase II de Tevatron. Se usa  $\kappa_{tq} = 0.26$  y la señal ha sido dividida por 10 para mejor comparación.



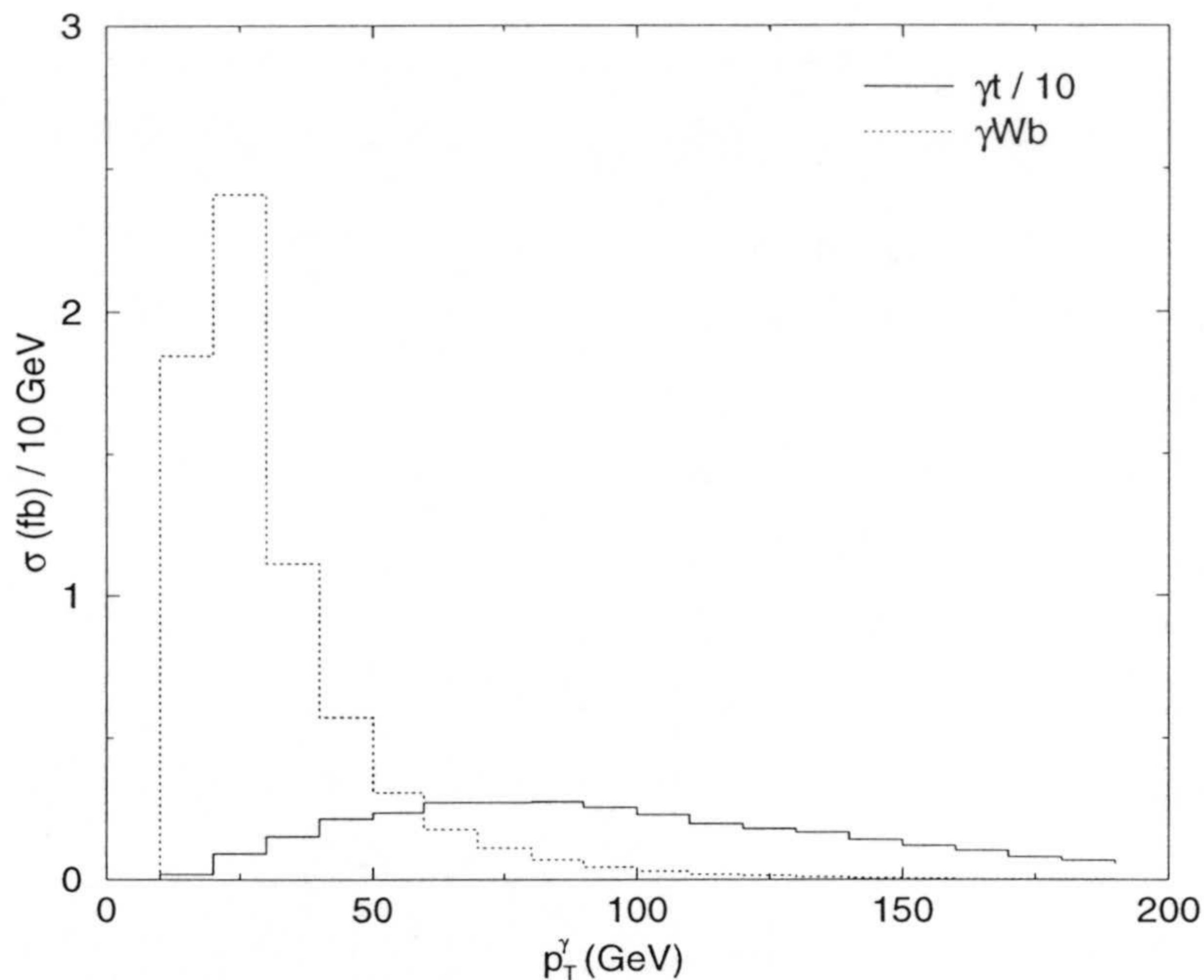


Figura 3.12: Distribución del momento transverso del fotón  $p_T^\gamma$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma l \nu b$  y el fondo en la fase II de Tevatron. Se usa  $\kappa_{tq} = 0.26$  y la señal ha sido dividida por 10 para mejor comparación.

$\sigma^{\mu\nu}$  de la señal, que favorece que el fotón salga con un momento transverso alto, con lo cual las colas de las distribuciones de  $H_T$  y  $p_T^\gamma$  son muy largas, más que en la producción de  $Zt$  porque el fotón no tiene masa (la distribución de  $E^\gamma$  es similar a la de  $p_T^\gamma$ ). También se observa que nuestro método de reconstrucción de la masa del top introduce un corte artificial en el fondo,  $m_t^{\text{rec}} \leq 60$  aproximadamente, al imponer  $(p^l + p^\nu)^2 = M_W^2$ .

El conjunto completo de cortes cinemáticos para las fases I y II se resume en la tabla 3.6, donde también se requiere  $\Delta R_{\gamma W} > 0.4$ . Los cortes en la fase II son menos restrictivos que en la fase I porque la identificación de  $b$  reduce por sí sola el fondo de forma considerable. La tabla 3.7 recoge el número de sucesos para ambas fases. En la fase I la estadística es demasiado escasa como para mejorar el límite obtenido en la desintegración del top y sólo puede obtenerse la cota  $\lambda_{tu} \leq 0.20$ . Sin embargo, en la fase II con el incremento de energía y luminosidad el comportamiento característico  $\sigma^{\mu\nu}$  de la señal empieza a hacerse patente y la cota obtenida en este proceso,  $\lambda_{tu} \leq 0.066$ , es mejor que la que se espera de la desintegración del top,  $\lambda_{tu} \leq 0.09$  [42].

Como se vio en la sección 3.2, la producción de  $Zt$ ,  $\gamma t$  también proporciona restricciones



Variable	Fase I	Fase II
$m_t^{\text{rec}}$	150–205	140–210
$H_T$	> 180	> 160
$p_T^\gamma$	> 40	> 30
$E^\gamma$	> 50	

Tabla 3.6: Cortes cinemáticos para el canal  $\gamma l\nu b$  en Tevatron. Las masas, energías y momentos están expresadas en GeV. En la fase II también usamos identificación de  $b$ .

	Fase I		Fase II	
	sin cortes	con cortes	sin cortes	con cortes
$\gamma t$	4.2	3.5	68.4	63.5
$\gamma W q_u$	10.3	0.5	2.5	0.3
$\gamma W q_d$	10.3	0.4	2.6	0.3
$\gamma W g$	39.4	1.3	8.5	0.7

Tabla 3.7: Número de sucesos  $\gamma l\nu b$  antes y después de los cortes cinemáticos de la tabla 3.6 para la señal  $\gamma t$  y el fondo. Se usa  $\lambda_{tq} = 0.26$ .

sobre el acoplamiento  $gtu$ . En este canal se obtiene la mejor cota de estas señales,  $\zeta_{tu} \leq 0.11$  en la fase I y  $\zeta_{tu} \leq 0.020$  en la fase II, que son mejores que los límites obtenidos de la desintegración del  $top$  pero peores que los obtenidos en producción de un quark  $top$  y un  $jet$ .

#### 3.4.4 SEÑAL $\gamma jjb$

Aunque este canal tiene una anchura parcial que triplica la del canal  $\gamma l\nu b$ , su fondo  $\gamma jjj$  es mucho mayor. En la fase I el número de sucesos de señal tomando  $\lambda_{tu} = 0.26$  es 12, mientras que el fondo  $\gamma jjj$  es enorme, 65700 sucesos, por lo que este canal no da ninguna información útil sobre  $\lambda_{tu}$ . Sin embargo, en la fase II es posible obtener un límite competitivo mediante la identificación de  $b$  y explotando el comportamiento característico del acoplamiento  $\sigma^{\mu\nu}$  mediante cortes cinemáticos adecuados. La reconstrucción de la masa de la  $W$  y el  $top$  se lleva a cabo como en el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$ . Los cortes cinemáticos se resumen en la tabla 3.8, donde  $p_T^{\text{max}}$  es el momento transverso máximo de los tres  $jets$ . El número de sucesos antes y después de los cortes está recogido en



la tabla 3.9. La cota obtenida en este caso si no se observa señal es de  $\lambda_{tu} \leq 0.088$ , similar a la obtenida en la desintegración del *top* pero peor que la obtenida en el canal  $\gamma l \nu b$

Variable	Fase II
$m_t^{\text{rec}}$	160–200
$M_W^{\text{rec}}$	65–95
$H_T$	> 240
$p_T^\gamma$	> 75
$E^\gamma$	> 100
$p_T^{\text{max}}$	> 50
$\Delta R_{jj}^{\text{min}}$	> 0.6

Tabla 3.8: Cortes cinemáticos para el canal  $\gamma jjb$  en Tevatron. Las masas, energías y momentos están expresadas en GeV. En esta fase usamos identificación de *b*.

	Fase II	
	sin cortes	con cortes
$\gamma t$	192	89.9
$\gamma jjj$	54000	19.1

Tabla 3.9: Número de sucesos  $\gamma jjb$  antes y después de los cortes cinemáticos de la tabla 3.8 para la señal  $\gamma t$  y el fondo. Se usa  $\lambda_{tq} = 0.26$ .

### 3.4.5 RESUMEN

En esta sección hemos mostrado que la producción de  $Zt$  y  $\gamma t$  en Tevatron proporciona las cotas más precisas a los acoplamientos  $X_{tu}$ ,  $\kappa_{tu}$  y  $\lambda_{tu}$  definidos en el Lagrangiano (3.1). En la obtención de los límites en la fase II resulta decisivo el uso de la identificación de *b* para reducir los fondos. En el ME, debido a que los ángulos de mezcla  $V_{ub}$  y  $V_{cb}$  son muy pequeños, resulta muy difícil producir un solo quark *b* en procesos

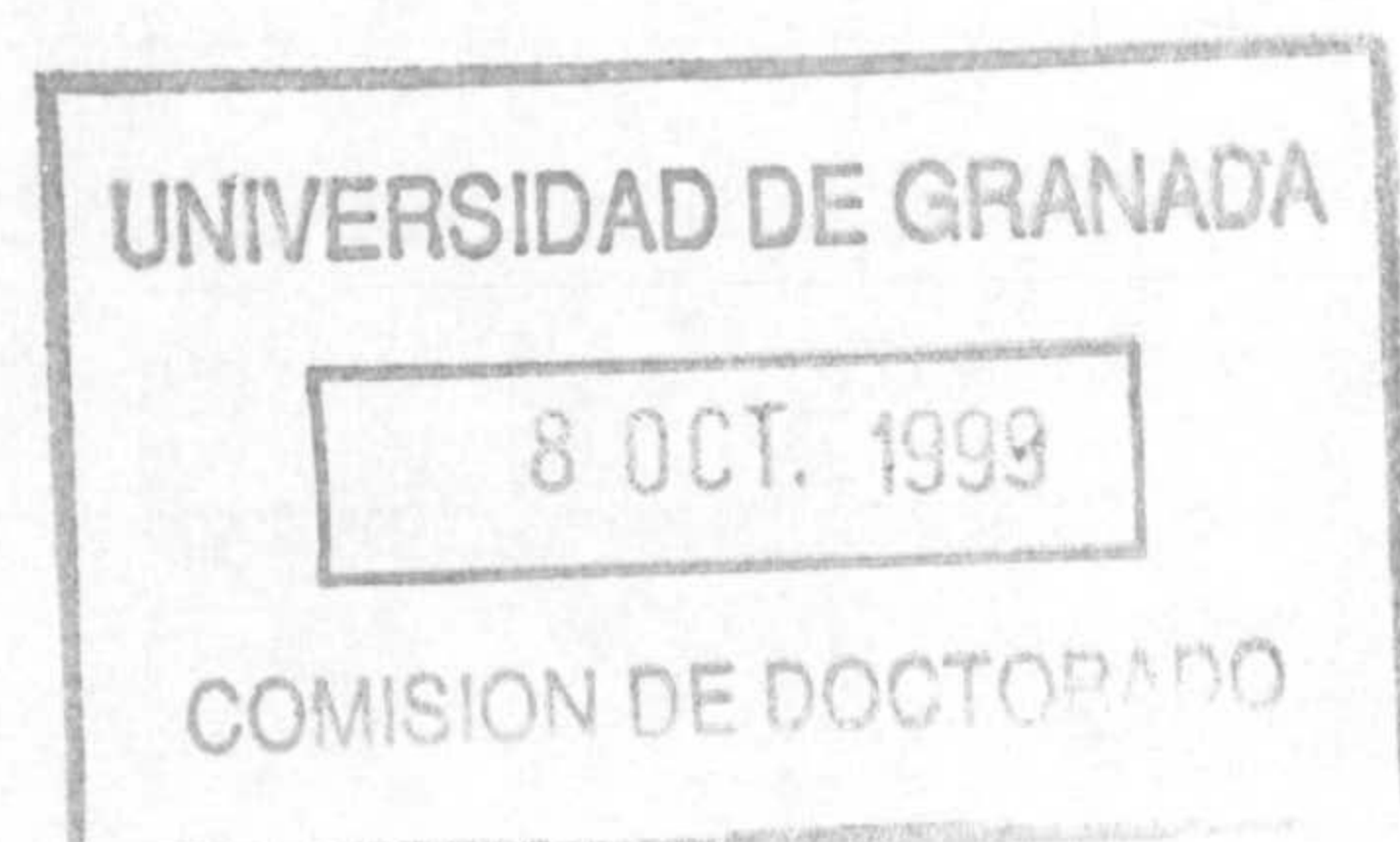


electrodébiles. En procesos fuertes se pueden producir parejas  $b\bar{b}$ , aunque la sección eficaz es mucho menor que la de producción de *jets*  $jj$ , y su contribución a los fondos es menor incluso después de incluir los factores de mala identificación de  $b$ ; por ejemplo la producción de  $Wjjj$  con el factor de supresión de 0.03 es mayor que la producción de  $Wb\bar{b}j$  con el factor de supresión de 0.48. En la reducción de los fondos resulta también determinante reconstruir, cuando es posible, la masa del *top* y los bosones  $Z$  y  $W$ , así como exigir energías transversas  $H_T$  grandes en general.

En la tabla 3.10 se resumen los límites obtenidos en cada uno de los canales analizados en esta sección. La mejora respecto a la desintegración del *top* es mayor en el caso de los acoplamientos anómalos  $\sigma^{\mu\nu}$  que para los acoplamientos  $\gamma^\mu$ , como cabe esperar, ya que mediante estos procesos se exploran energías más altas y el factor  $q_\nu$  presente en el acoplamiento  $\sigma^{\mu\nu}$  es mayor. Es previsible entonces que esta mejora se haga más patente en la producción en LHC, que analizamos en detalle en la siguiente sección.

Señal	Fase I			Fase II		
	$X_{tu}$	$\kappa_{tu}$	$\lambda_{tu}$	$X_{tu}$	$\kappa_{tu}$	$\lambda_{tu}$
$\nu\bar{\nu}jjb$	0.69	0.60	—	0.18	0.15	—
$jjl\nu b$	0.84	0.71	—	0.28	0.22	—
$\gamma l\nu b$	—	—	0.30	—	—	0.066
$\gamma jjb$	—	—	—	—	—	0.088
$t \rightarrow Vu$	0.84	0.78	0.26	0.23	0.21	0.09

Tabla 3.10: Resumen de los límites sobre los acoplamientos anómalos  $Vtu$  del Lagrangiano (3.1) con la notación en (3.2) obtenidos en Tevatron en los diferentes canales de desintegración analizados. Por comparación también incluimos los límites que pueden obtenerse de la desintegración del *top*. En la fase I la señal  $\gamma jjb$  no da cotas significativas.





### 3.5 PRODUCCIÓN DE $Zt$ Y $\gamma t$ EN LHC

El incremento de energía y luminosidad de LHC respecto a Tevatron hace que el análisis de la producción de  $Zt$  sea completamente diferente. Mientras en la producción de  $\gamma t$ , el mejor canal continúa siendo  $\gamma l\nu b$ , en la producción de  $Zt$  los canales más interesantes son los canales con mayor número de leptones cargados.

El modo de desintegración  $l^+l^-\nu b$ , que en Tevatron tenía la mejor relación señal/fondo pero una sección eficaz demasiado pequeña, en LHC es el más significativo estadísticamente. En este canal se pueden obtener para los acoplamientos  $Ztc$  unos límites similares a los de la desintegración del top, mientras que para los vértices  $Ztu$  la mejora es de un factor 2.

En segundo lugar se sitúa el otro canal con desintegración de la  $Z$  a leptones cargados,  $l^+l^-jjb$ . En Tevatron, éste era superado por el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$  con una mayor anchura parcial, pero en LHC el menor fondo de  $l^+l^-jjb$  permite obtener mejores resultados.

Los canales con desintegración no leptónica de la  $Z$  tienen fondos enormes y no proporcionan buenos resultados. Esto se debe a que, al igual que en Tevatron, en estos casos resulta difícil distinguir entre la producción de  $Zt$  y la de  $Wt$  y  $t\bar{t}$  (en algunos casos con partículas que escapan al detector). El ejemplo más claro es el canal  $jjl\nu b$ . En la fase II de Tevatron era posible reducir los fondos  $Wt$  y  $t\bar{t}$ , aún a costa de perder la mitad de la señal, exigiendo  $M_Z^{\text{rec}} > 90$  GeV. A la energía de LHC los fondos  $Wt$ ,  $t\bar{t}$  son tan grandes que esto no resulta posible. Sin embargo, si restringimos la desintegración hadrónica de la  $Z$  a  $Z \rightarrow b\bar{b}$  y exigimos tres  $b$  identificados en el estado final, los factores de mala identificación de  $b$  para el fondo permiten obtener unos límites no mucho peores que en los canales con  $Z \rightarrow l^+l^-$ .

El otro canal analizado en Tevatron,  $\nu\bar{\nu}jjb$ , tiene también fondos importantes, debido en parte al incremento de sección eficaz de producción de  $Wt$  y  $t\bar{t}$ , pero también porque en LHC es mucho más fácil perder una partícula (leptón cargado o *jet*) que se produzca con un momento transverso demasiado bajo o una pseudorapidez demasiado alta. Este canal lo analizaremos sólo por comparación. El resto de canales tiene, al igual que Tevatron, fondos demasiado grandes.

Otra diferencia de LHC respecto a Tevatron es que la medida de los acoplamientos con el *charm* es mucho mejor, aunque sigue siendo menos precisa que la de los acoplamientos del *up*. En tercer lugar, como ya se avanzó anteriormente, la alta energía de LHC hace



que las cotas sobre los acoplamientos  $\sigma^{\mu\nu}$  sean muy precisas debido a que su factor  $q_\nu$  extra en el acoplamiento hace crecer mucho la sección eficaz, especialmente a momentos transversos altos, con lo que por una parte la señal es mayor, y por otra la separación del fondo es mejor. En el caso de la señal  $Zt$ , las cotas son un factor 2 mejores para los acoplamientos  $\sigma^{\mu\nu}$  que para los  $\gamma^\mu$ , con la normalización del Lagrangiano (3.1).

A lo largo de esta sección, para generar las señales usaremos  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ ,  $\lambda_{tq} = 0.01$ ,  $\zeta_{tq} = 0.01$ , similares a los límites que pretendemos obtener.

### 3.5.1 SEÑAL $l^+l^-\nu b$

El canal  $l^+l^-\nu b$  es el que proporciona mejores cotas a los acoplamientos NCS  $Ztq$  en LHC. Aunque su anchura parcial es de sólo el 1.5%, su único fondo cuando se usa identificación de  $b$  es la producción de  $ZWj$  con el  $jet$   $j$  mal identificado como  $b$  con una probabilidad de 0.01. La producción de  $ZWb$  a partir de quarks  $u$  y  $c$  del mar está suprimida por los elementos de la matriz CKM  $|V_{ub}|^2$  y  $|V_{uc}|^2$  respectivamente y es por tanto despreciable.

Antes de aplicar cortes cinemáticos en la señal y el fondo es necesario identificar la pareja de leptones con carga opuesta que resultan de la desintegración de la  $Z$ . Hay dos posibles parejas, y se elige aquélla que tiene una masa invariante  $M_Z^{\text{rec}}$  más parecida a la masa de la  $Z$ . Obviamente las distribuciones cinemáticas de  $M_Z^{\text{rec}}$  de la señal y el fondo se concentran alrededor de  $M_Z$ , y por tanto no es conveniente efectuar ningún corte en esta variable. El leptón cargado restante se asigna a la desintegración de la  $W$ , y se procede como en los canales  $jjl\nu b$  y  $\gamma l\nu b$  en Tevatron: se hace la hipótesis de que toda la energía perdida se debe a un neutrino con cuadrimomento  $p^\nu = (E^\nu, \not{p}_T, p_L^\nu)$ , donde  $\not{p}_T$  es el momento transverso perdido. Imponiendo  $(p^l + p^\nu)^2 = M_W^2$  encontramos dos soluciones para  $p^\nu$ , y elegimos aquella para la que la masa del  $top$  reconstruida  $m_t^{\text{rec}} \equiv \sqrt{(p^l + p^\nu + p^b)^2}$  es más próxima a  $m_t$ . En la figura 3.13 se representa la distribución de esta variable para la señal  $gu \rightarrow Zt$  y el fondo. Puede observarse que el fondo tiene un máximo cerca de  $m_t$ , debido a que en nuestro método de reconstrucción de la masa del  $top$  primero forzamos a que  $(p^l + p^\nu)^2 = M_W^2$  y luego elegimos el mejor entre dos posibles valores para  $m_t^{\text{rec}}$ . Otras variables cinemáticas interesantes son la energía transversa total  $H_T$ , representada en la figura 3.14, y  $p_T^Z$ , el momento transverso reconstruido de la  $Z$ , en la figura 3.15



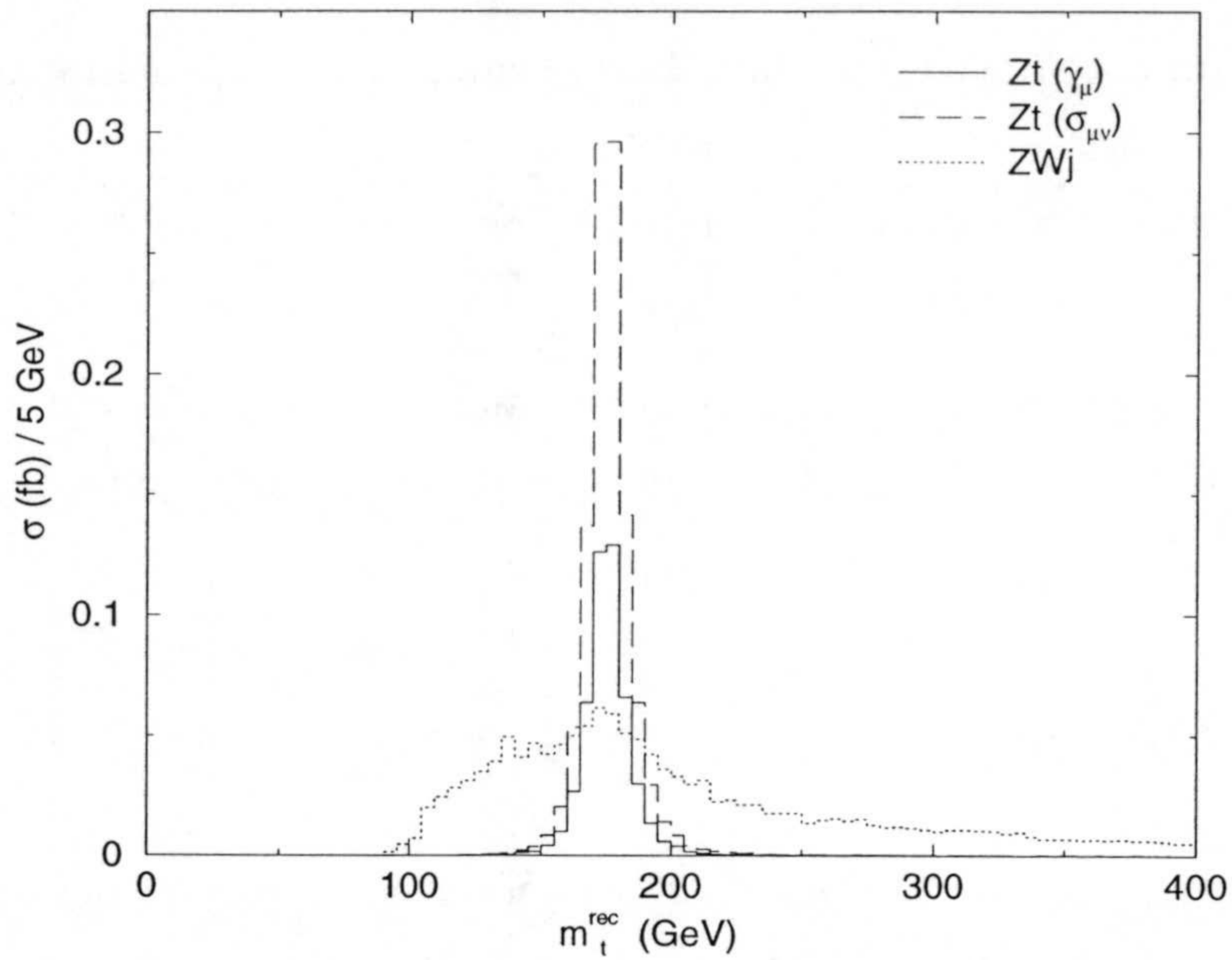


Figura 3.13: Distribución de la masa del *top* reconstruida  $m_t^{\text{rec}}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow l^+l^-l\nu b$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .

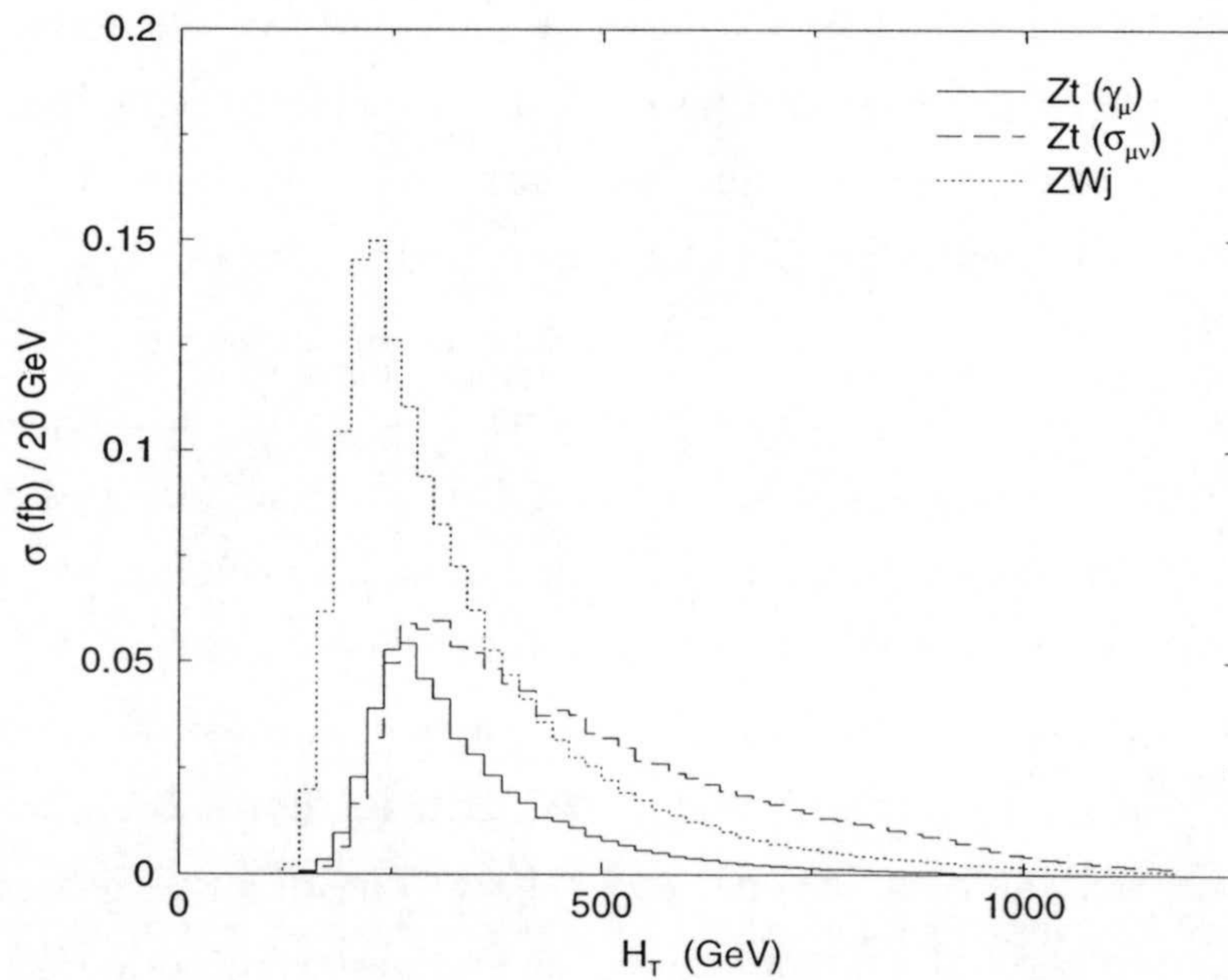


Figura 3.14: Distribución de la energía transversa total  $H_T$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow l^+l^-l\nu b$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .



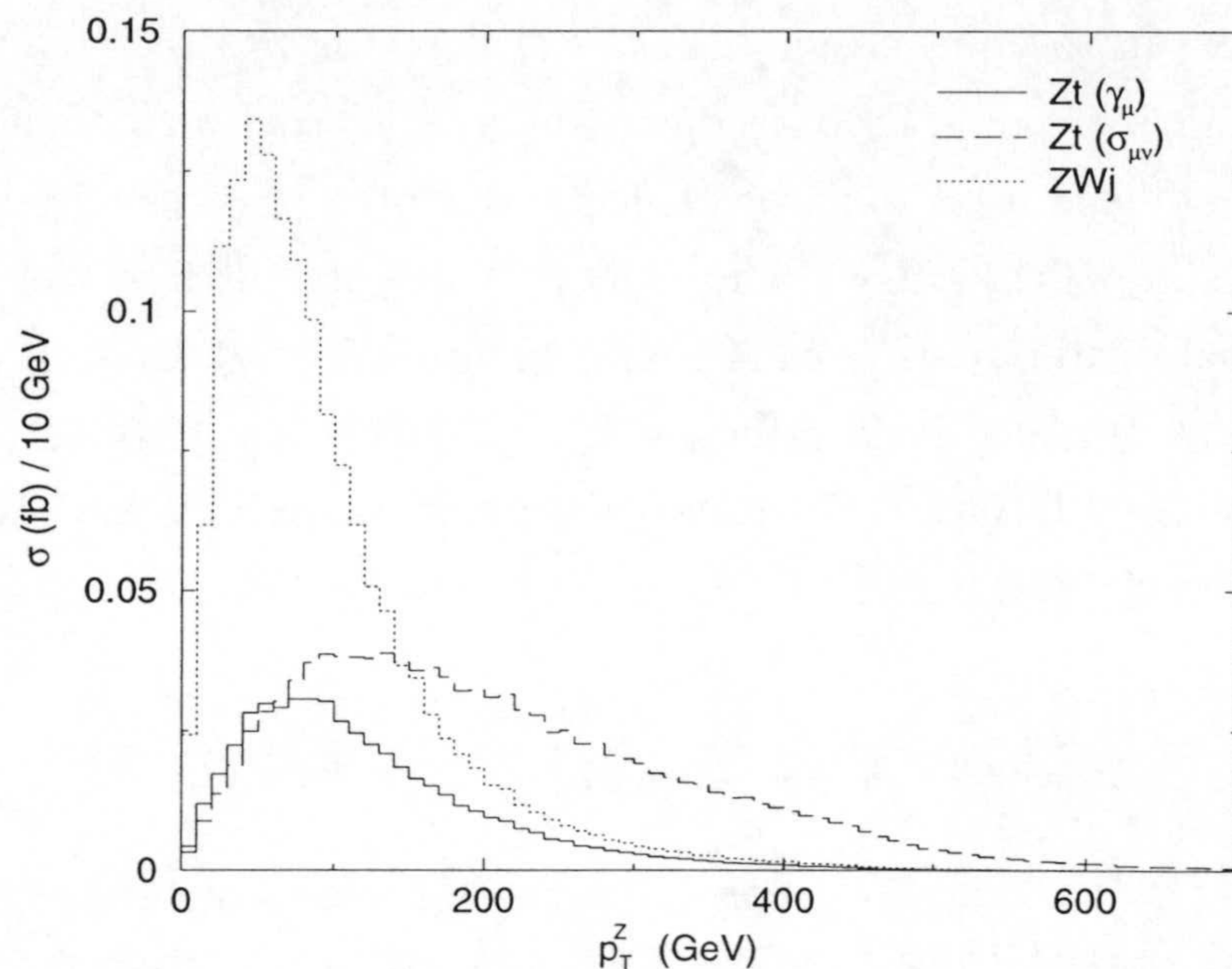


Figura 3.15: Distribución del momento transverso de la  $Z$   $p_T^Z$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow l^+l^-l\nu b$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .

Para mejorar la relación entre la señal y el fondo aplicamos los cortes cinemáticos en  $m_t^{\text{rec}}$ ,  $H_T$  y  $p_T^Z$  de la tabla 3.11. Para asegurar que la reconstrucción de la masa del *top* tiene sentido además se requiere  $\cancel{E}_T > 5$  GeV. La mayor luminosidad de la fase H permite cortes más restrictivos que eliminan el 90% del fondo manteniendo más del 60% de la señal.

Variable	Fase L	Fase H
$m_t^{\text{rec}}$	150–200	160–190
$H_T$	$> 200$	$> 260$
$p_T^Z$		$> 50$

Tabla 3.11: Cortes cinemáticos para el canal  $l^+l^-l\nu b$  en LHC. Las masas, energías y el momento están expresadas en GeV.

El número total de sucesos de señal y fondo para las fases L y H con luminosidades respectivas de  $10 \text{ fb}^{-1}$  y  $100 \text{ fb}^{-1}$  se recoge en la tabla 3.12, usando para la señal  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ . Hay que notar que para la fase L el disparador es redundante



porque todos los sucesos que pasan el corte de detector  $p_T^l > 15$  GeV satisfacen el disparador leptónico. Comparando los datos antes de los cortes cinemáticos se observa que en la fase H el disparador tiene poco efecto, debido a la presencia de tres leptones cargados en el estado final. Si no hay evidencia de este proceso, se obtienen cotas independientes para cada quark y cada acoplamiento,  $X_{tu} \leq 0.022$ ,  $X_{tc} \leq 0.045$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.014$ ,  $\kappa_{tc} \leq 0.034$  después de la fase L y  $X_{tu} \leq 0.011$ ,  $X_{tc} \leq 0.023$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.0063$ ,  $\kappa_{tc} \leq 0.016$  después de la fase H. El límite esperados a partir de la desintegración del top en la fase H es  $X_{tq} \leq 0.017$ .

	Fase L		Fase H	
	sin cortes	con cortes	sin cortes	con cortes
$gu \rightarrow Zt(\gamma_\mu)$	5.0	4.8	49.4	31.6
$gc \rightarrow Zt(\gamma_\mu)$	1.1	1.1	11.4	6.5
$gu \rightarrow Zt(\sigma_{\mu\nu})$	11.1	10.9	111	88.1
$gc \rightarrow Zt(\sigma_{\mu\nu})$	2.0	1.9	19.5	14.4
$ZWq_u$	4.9	1.4	49.2	5.0
$ZWq_d$	5.5	1.4	54.8	5.1
$ZWg$	4.7	1.1	47.4	4.0

Tabla 3.12: Número de sucesos  $l^+l^-l\nu b$  antes y después de los cortes cinemáticos de la tabla 3.11 para la señal  $Zt$  y el fondo. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .

En principio puede pensarse si sería ventajoso aprovechar el comportamiento característico del acoplamiento  $\sigma^{\mu\nu}$  cortando en grandes momentos transversos para obtener cotas más restrictivas. En este caso la diferencia es pequeña y exigir  $H_T > 360$  GeV sólo reduce el límite en  $\kappa_{tu}$  a 0.006.

### 3.5.2 SEÑAL $l^+l^-jjb$

Éste es el canal más interesante de aquellos en los que la  $W$  se desintegra hadrónicamente. Su principal fondo es la producción de  $Zjjj$  con un *jet* mal identificado como  $b$ . El segundo fondo es la producción de  $Zb\bar{b}j$  con un  $b$  identificado y otro no. El fondo  $ZWj$  es mucho menor, pero lo incluimos en las tablas y los cálculos para comparar con



el canal  $l^+l^-l\nu b$ .

Para reconstruir la señal primero hacemos identificación de  $b$  en la señal y los fondos con las probabilidades correspondientes de 0.6 para los *jets* que provienen de la fragmentación de un  $b$  y 0.01 para los que no, teniendo en cuenta todas las posibilidades de identificación y requiriendo al final un solo  $b$ . Esto reduce la señal por un factor 0.6, el fondo mayor  $Zjjj$  por 0.029 y el fondo  $Zb\bar{b}j$  por 0.48. Una vez identificado el  $b$ , que se supone proviene de la desintegración del quark *top*, los otros dos *jets* se asignan a la  $W$ , por lo que su masa invariante será la masa reconstruida de la  $W$ . La masa reconstruida del *top* es simplemente la masa invariante de los tres *jets*. Al igual que ocurría en Tevatron en el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$ , en este caso las dos masas invariantes no son independientes,  $(m_t^{\text{rec}})^2 = (M_W^{\text{rec}})^2 + 2p^W \cdot p^b$ , y los cortes cinemáticos pierden efectividad. En este canal también efectuamos cortes en  $H_T$  y en los momentos transversos del *jet* más rápido  $p_T^{j,\text{max}}$ , el leptón más rápido  $p_T^{l,\text{max}}$  y el quark  $b$   $p_T^b$ . Estas distribuciones están representadas en las figuras 3.16–3.21 para la señal  $gu \rightarrow Zt$  y los fondos en la fase L de LHC. En las figuras se observa que los fondos están muy concentrados en momentos transversos bajos, por eso es conveniente en este caso diferenciar los conjuntos de cortes 1 y 2 en la tabla 3.13 para los acoplamientos  $\gamma^\mu$  y  $\sigma^{\mu\nu}$ .

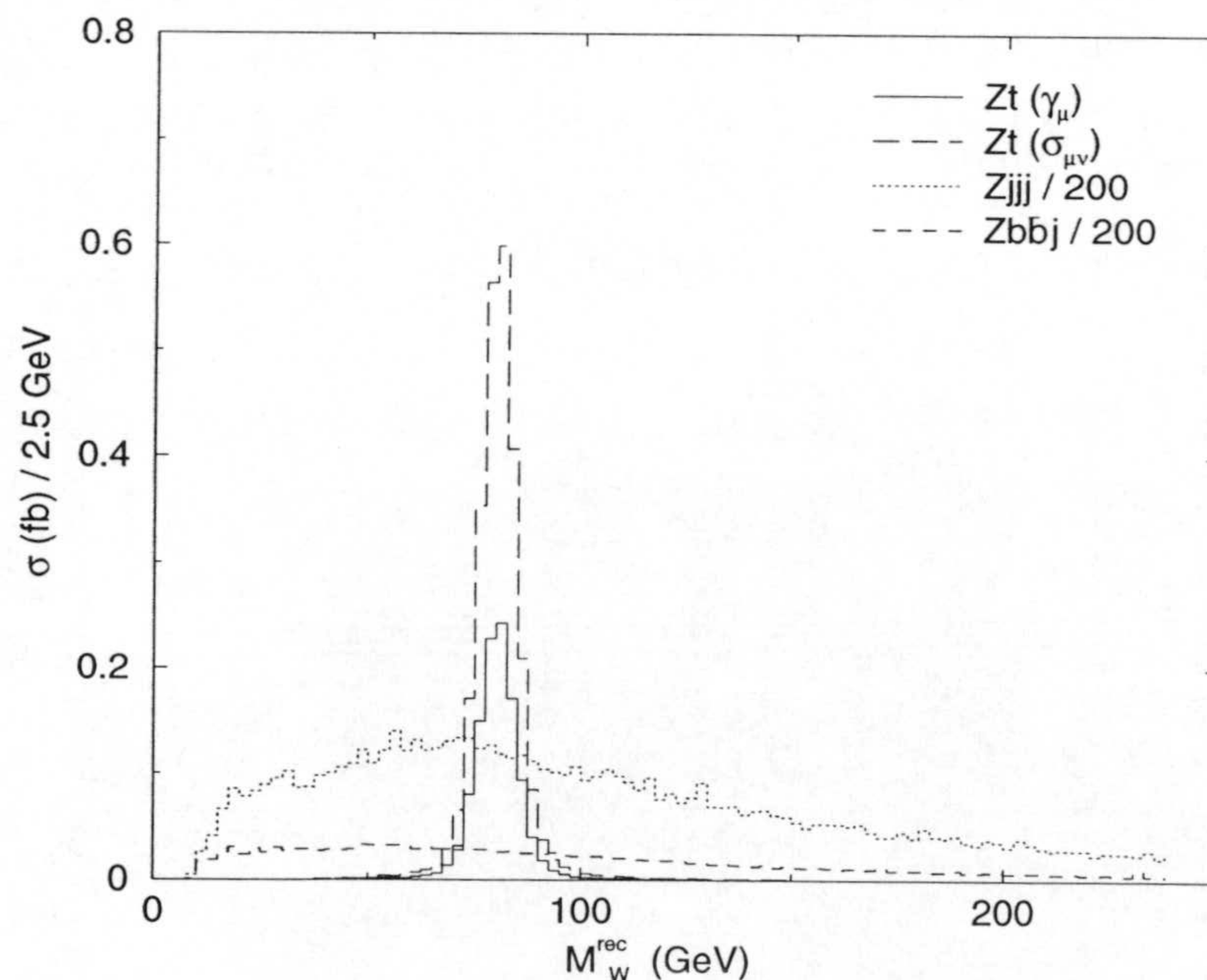


Figura 3.16: Distribución de la masa reconstruida de la  $W$   $M_W^{\text{rec}}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow l^+l^-jjb$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .



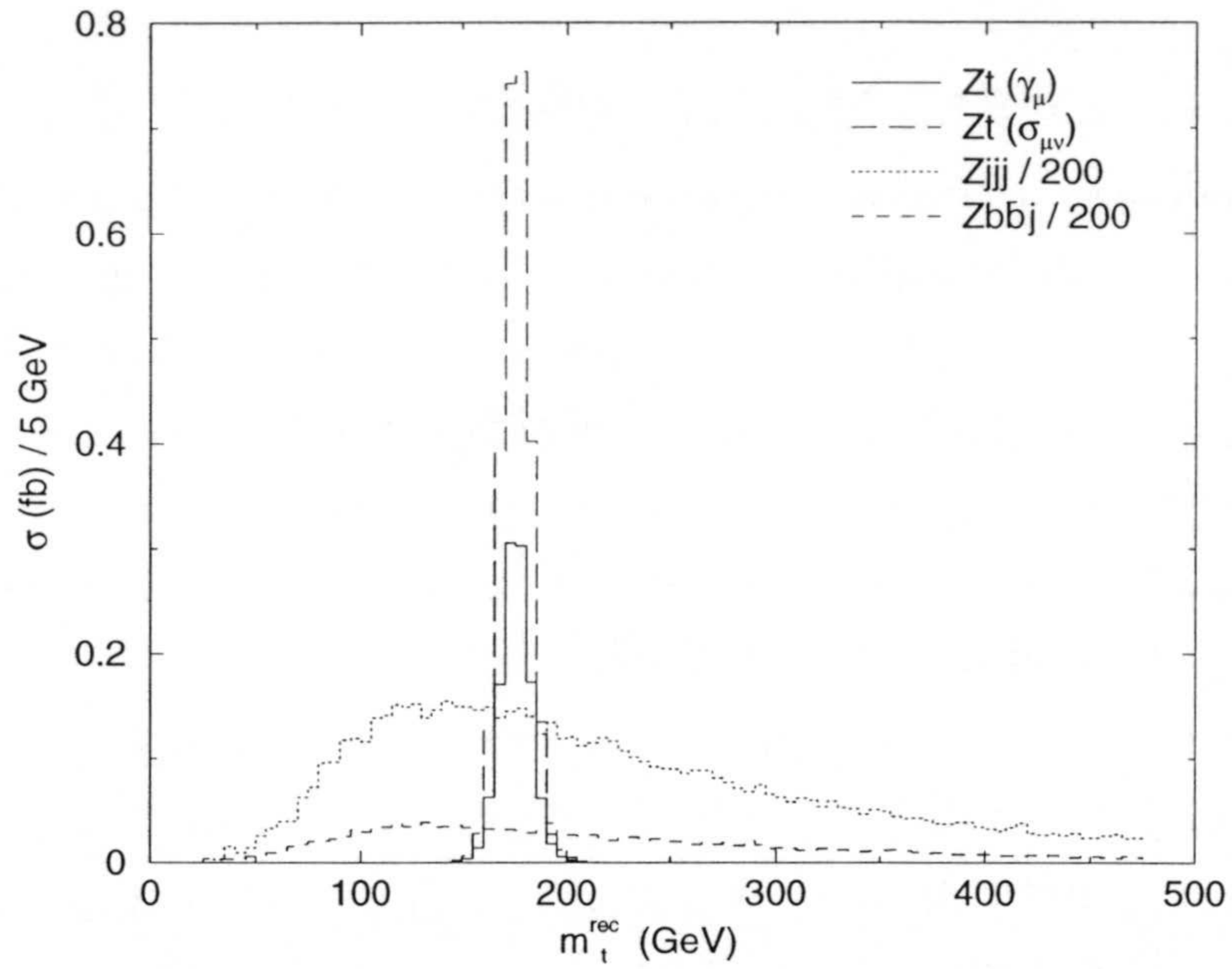


Figura 3.17: Distribución de la masa del *top* reconstruida  $m_t^{\text{rec}}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow l^+l^- jjb$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .

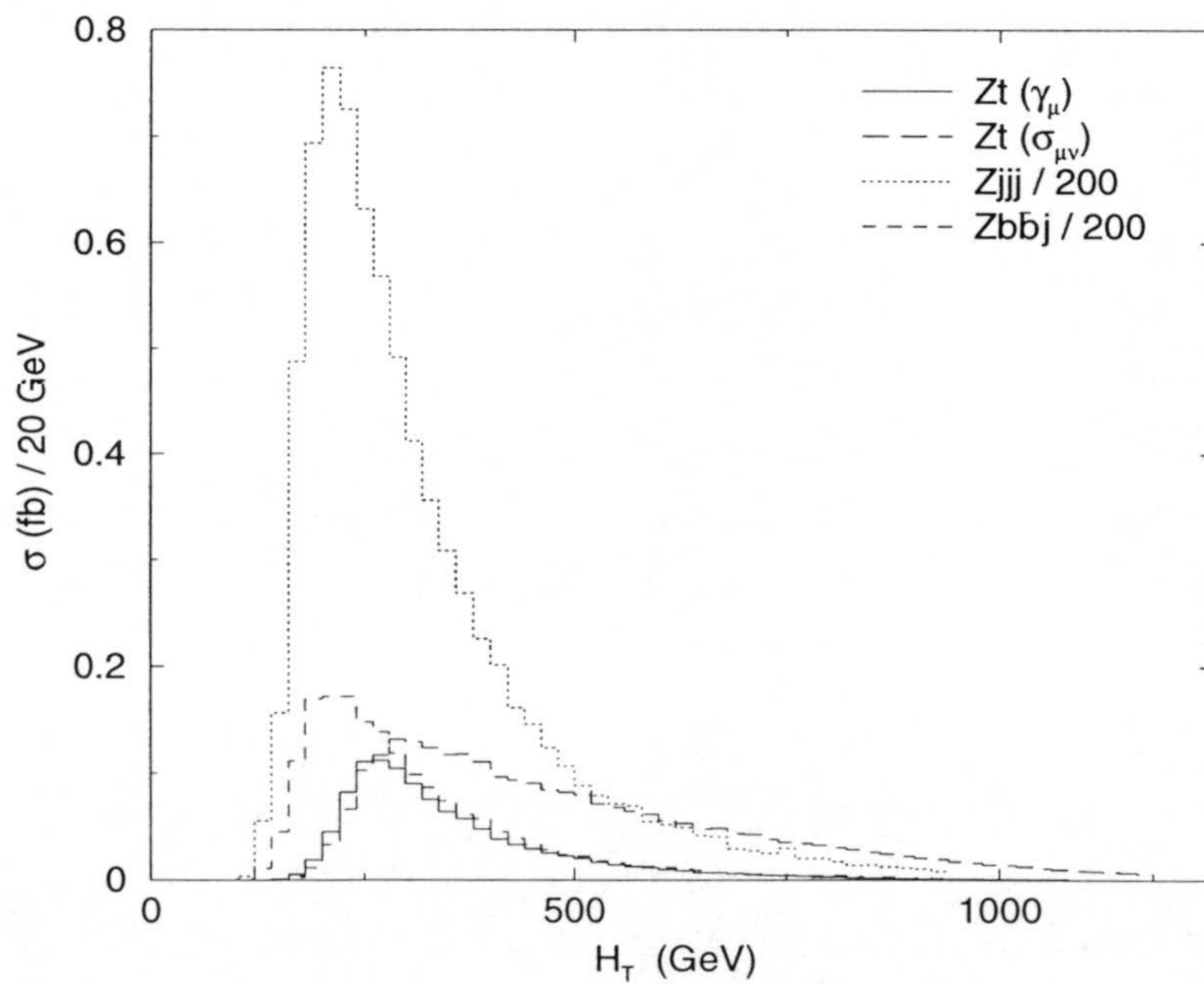


Figura 3.18: Distribución de la energía transversa total  $H_T$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow l^+l^- jjb$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .



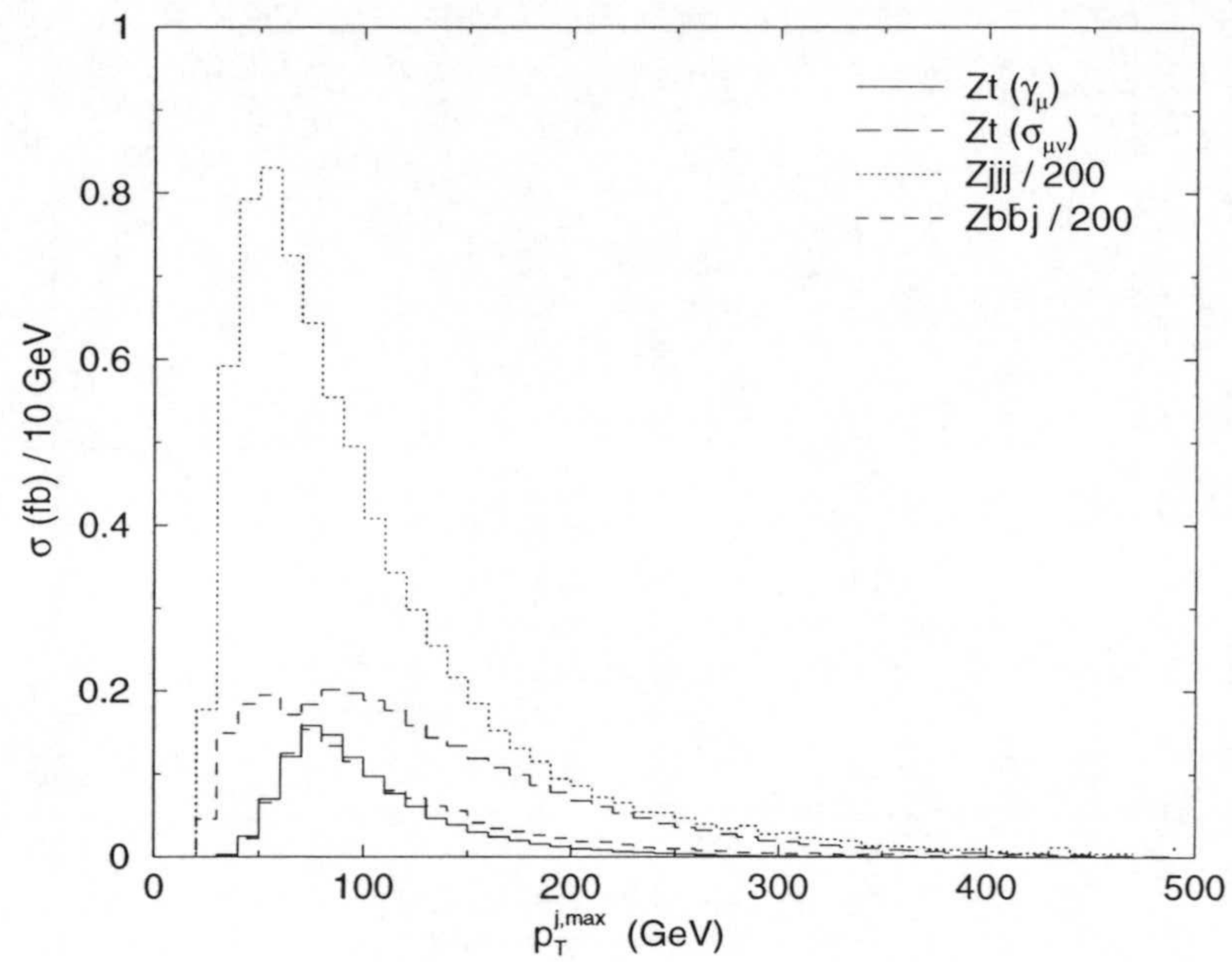


Figura 3.19: Distribución del momento transverso del *jet* más rápido  $p_T^{j,\max}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow l^+l^-jjb$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .

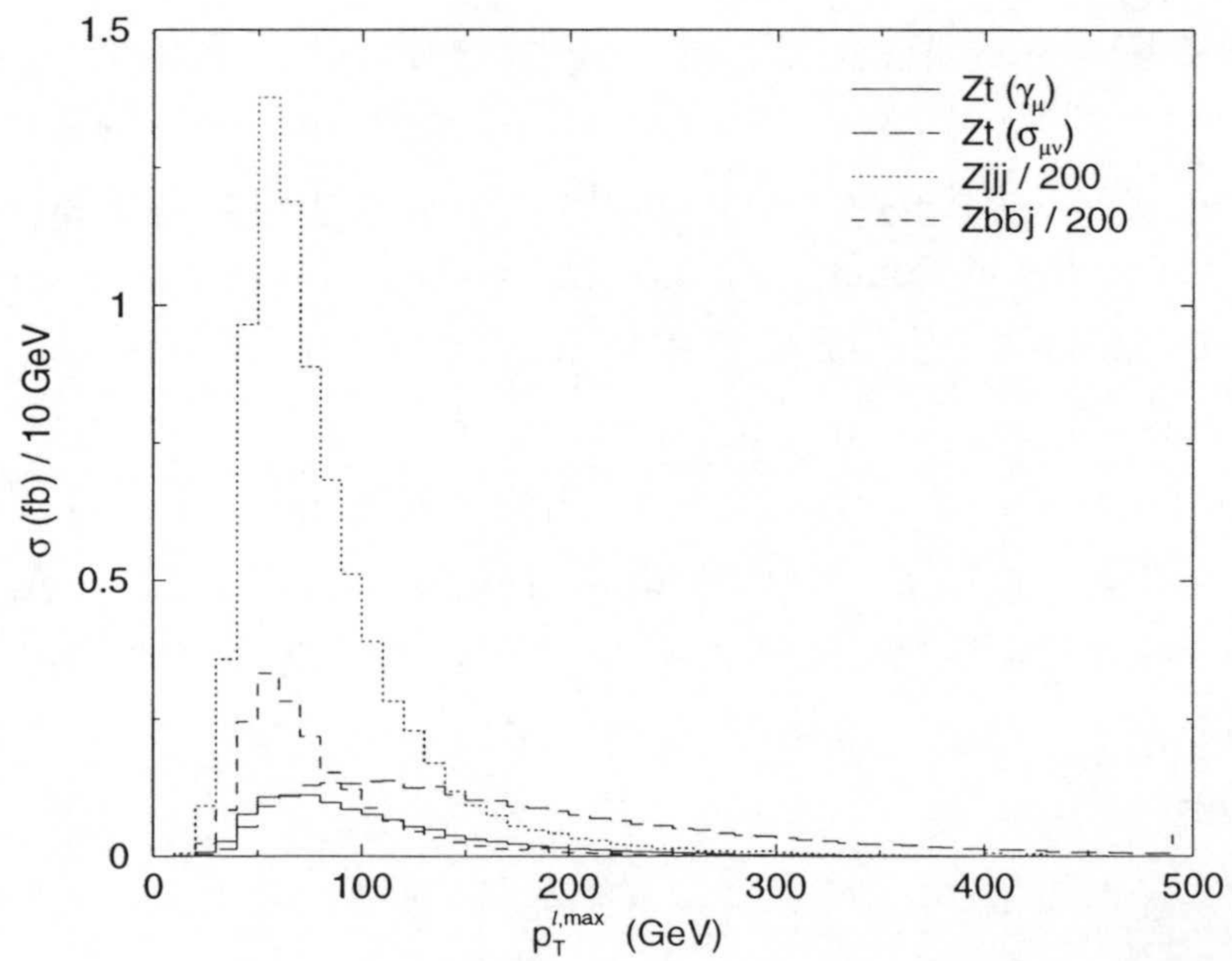


Figura 3.20: Distribución del momento transverso del leptón cargado más rápido,  $p_T^{l,\max}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow l^+l^-jjb$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .



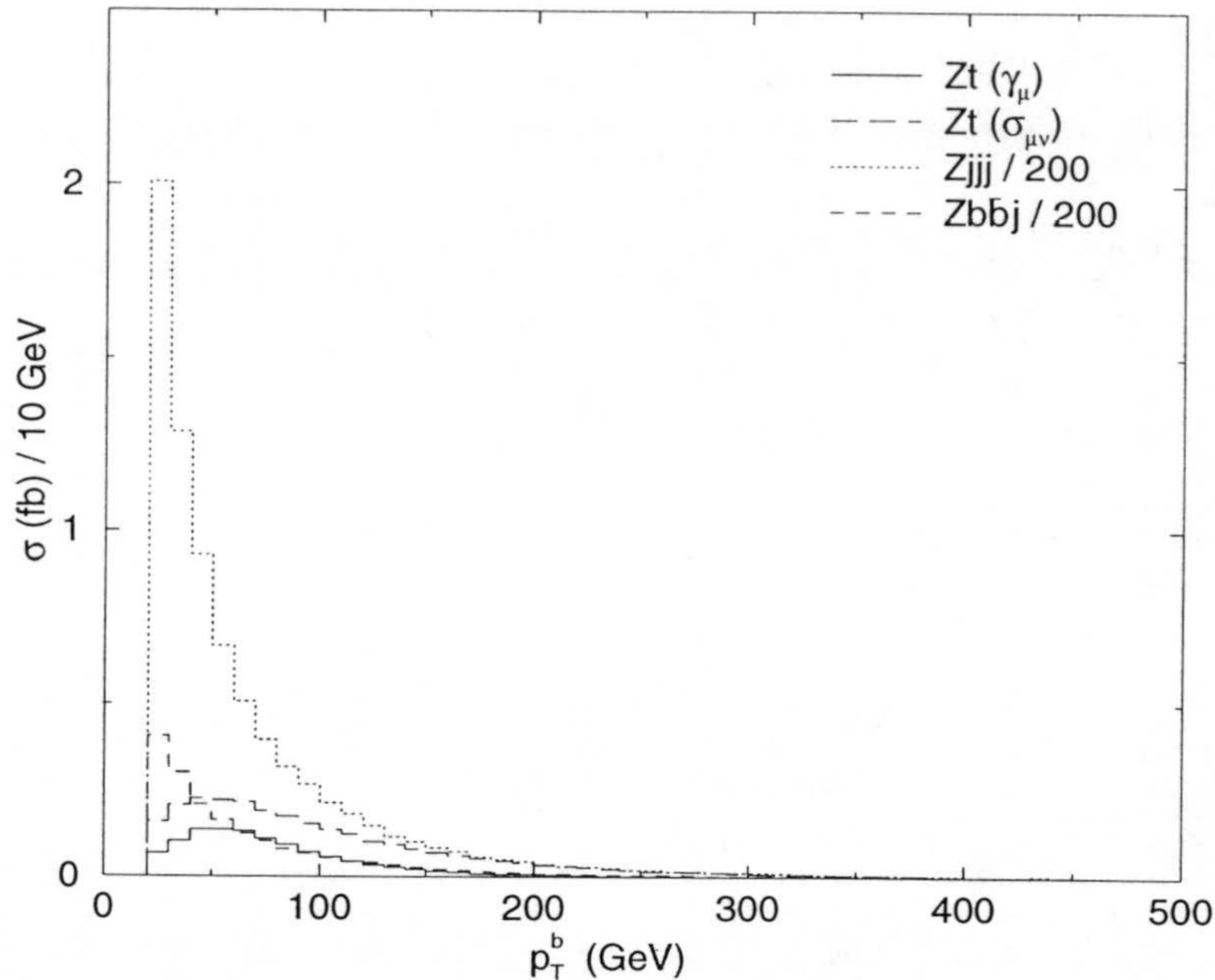


Figura 3.21: Distribución del momento transverso del quark  $b$   $p_T^b$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow l^+l^- jjb$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .

Estos cortes, especialmente los cortes en  $H_T$ , son muy eficientes reduciendo el fondo, como se puede observar en la tabla 3.14. Por ejemplo, en la fase H, el conjunto 2 de cortes para los acoplamientos  $\sigma^{\mu\nu}$  reduce el fondo cuatro órdenes de magnitud y mantiene el 26% de la señal. Como en el canal  $l^+l^- l\nu b$ , el disparador no tiene efecto en la fase L porque todos los leptones cargados que pasan el corte de detector ( $p_T \geq 15$  GeV) activan el disparador. En la fase H los cortes de disparador son un poco más altos (un leptón cargado con momento transverso de al menos 30 GeV o dos con 20) pero el disparador sigue teniendo poco efecto, menor que la fluctuación estadística de los Monte Carlo usados en la generación de la señal. Si no se observa este proceso, los límites obtenidos de la tabla 3.14 son  $X_{tu} \leq 0.036$ ,  $X_{tc} \leq 0.076$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.015$ ,  $\kappa_{tc} \leq 0.045$  en la fase L y  $X_{tu} \leq 0.020$ ,  $X_{tc} \leq 0.041$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.0076$ ,  $\kappa_{tc} \leq 0.0025$  en la fase H.



Variable	Fase L		Fase H	
	Conjunto 1	Conjunto 2	Conjunto 1	conjunto 2
$M_W^{\text{rec}}$	70–90	70–90	70–90	70–90
$m_t^{\text{rec}}$	160–190	160–190	160–190	160–190
$H_T$	> 200	> 450	> 200	> 600
$p_T^{j,\text{max}}$	> 50	> 50	> 50	> 50
$p_T^{l,\text{max}}$	> 30	> 30	> 30	> 30
$p_T^b$				> 30

Tabla 3.13: Cortes cinemáticos para el canal  $l^+l^-jjb$  en LHC. Las masas, energías y momentos están expresadas en GeV.

	Fase L			Fase H		
	sin cortes	cortes conjunto 1	cortes conjunto 2	sin cortes	cortes conjunto 1	cortes conjunto 2
$gu \rightarrow Zt(\gamma_\mu)$	11.3	9.9		112	98.6	
$gc \rightarrow Zt(\gamma_\mu)$	2.6	2.2		25.8	22.2	
$gu \rightarrow Zt(\sigma_{\mu\nu})$	26.5		12.1	265		68.6
$gc \rightarrow Zt(\sigma_{\mu\nu})$	4.6		1.4	46.3		6.3
$Zjjj$	15600	192	6.6	156000	1920	13.9
$Zb\bar{b}j$	3660	42.5	1.5	35900	425	3.3
$ZWj$	31.0	3.7	0.3	309	37	0.6

Tabla 3.14: Número de sucesos  $l^+l^-jjb$  antes y después de los cortes cinemáticos de la tabla 3.13 para la señal  $Zt$  y el fondo. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .

### 3.5.3 SEÑAL $b\bar{b}l\nu b$

Los canales de desintegración con pocos leptones cargados tienen en general fondos muy grandes en LHC, que pueden ser reducidos mediante la identificación de  $b$ . Los principales fondos en este canal son:

1. El proceso  $gb \rightarrow Wt \rightarrow jjl\nu b$ , que tiene una sección eficaz grande y puede simular la señal si los dos *jets* que resultan de la desintegración de la  $W$  tienen una masa invariante consistente con la masa de la  $Z$ . Si en este canal identificáramos un solo  $b$ , estaríamos considerando la señal  $jjl\nu b$ , y este fondo sería enorme. Al exigir tres  $b$ , este fondo se suprime por un factor de mala identificación de  $10^{-4}$



respecto a la señal.

2. La sección eficaz de  $t\bar{t} \rightarrow WbWb \rightarrow jjbl\nu b$  con un *jet* perdido es mayor incluso, pero está también suprimida por el factor de mala identificación de  $10^{-4}$ .
3. La producción de  $ZWj$  es muy pequeña comparada con los dos fondos anteriores
4. Aunque la producción de  $Zb\bar{b}j$  es muy grande, la supresión del factor de mala identificación de  $b$  de 0.01 y a los cortes cinemáticos hacen que este fondo sea menos importante. La producción de  $Zjjj$  tiene una supresión de  $10^{-6}$  y es despreciable.

En este canal tenemos que identificar los dos  $b$  producto de desintegración de la  $Z$ . Hay tres pares de *jets* identificados como  $b$ , y elegimos el que tiene masa invariante  $M_Z^{\text{rec}}$  más próxima a  $M_Z$ . El otro  $b$  se asigna al quark *top*, y la masa reconstruida del último se define como en el canal  $l^+l^-\nu b$ . Otras variables de interés son  $H_T$  y  $p_T^Z$ . En la tabla 3.15 damos un conjunto apropiado de cortes para mejorar la relación entre la señal y el fondo.

Variable	Fase L	Fase H
$M_Z^{\text{rec}}$	80–100	80–100
$m_t^{\text{rec}}$	160–190	160–190
$H_T$	> 240	> 300
$p_T^Z$		> 50

Tabla 3.15: Cortes cinemáticos para el canal  $b\bar{b}l\nu b$  en LHC. Las masas, energías y el momento están expresadas en GeV.

El número de sucesos antes y después de los cortes, tomando  $X_{tq} = 0.02$  y  $\kappa_{tq} = 0.02$ , se encuentra en la tabla 3.16. Nótese que hemos generado el fondo  $ZWj$  con la  $Z$  sobre la capa de masas y por tanto su distribución en  $M_Z^{\text{rec}}$  está muy concentrada alrededor de  $M_Z$ . Sin embargo, este fondo es mucho más pequeño que  $Wt$  y  $t\bar{t}$ , por lo que la sobreestimación del fondo  $ZWj$  debida al corte efectuado en  $M_Z^{\text{rec}}$  tiene un efecto mínimo. A partir de la tabla 3.16 se obtienen, si no se observa la señal, los límites  $X_{tu} \leq 0.056$ ,  $X_{tc} \leq 0.12$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.035$ ,  $\kappa_{tc} \leq 0.086$  en la fase L y  $X_{tu} \leq 0.035$ ,  $X_{tc} \leq 0.083$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.019$ ,  $\kappa_{tc} \leq 0.050$  en la fase H.



	Fase L		Fase H	
	sin cortes	con cortes	sin cortes	con cortes
$gu \rightarrow Zt(\gamma_\mu)$	3.5	2.4	28.8	13.3
$gc \rightarrow Zt(\gamma_\mu)$	0.8	0.5	6.3	2.4
$gu \rightarrow Zt(\sigma_{\mu\nu})$	8.0	5.9	71.4	46.7
$gc \rightarrow Zt(\sigma_{\mu\nu})$	1.4	1.0	11.9	6.7
$t\bar{t}$	1790	62.8	14600	345
$Wt$	21.0	8.3	161	36.2
$ZWj$	11.1	2.4	93.1	8.3
$Wb\bar{b}j$	115	1.5	924	4.3

Tabla 3.16: Número de sucesos  $b\bar{b}l\nu b$  antes y después de los cortes cinemáticos de la tabla 3.15 para la señal  $Zt$  y el fondo. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .

### 3.5.4 SEÑAL $\nu\bar{\nu}jjb$

Para concluir el análisis de la señal  $Zt$  en LHC analizaremos el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$  como comparación con la situación en Tevatron (subsección 3.4.1) En Tevatron éste es el canal más interesante por su anchura parcial del 13.6%, el tamaño moderado de sus fondos y la luminosidad relativamente baja del acelerador. Sin embargo, sus fondos  $Wt$  y  $t\bar{t}$  crecen muy rápidamente con la energía (ver tabla 3.17) por dos efectos: por una parte la sección eficaz crece (especialmente la del fondo  $Wt$ ) y por otra parte resulta mucho más fácil que algunas partículas escapen del detector en LHC.

	Tevatron II	LHC L	Cociente
$gu \rightarrow Zt(\gamma_\mu)$	0.148	46	1:310
$gu \rightarrow Zt(\sigma_{\mu\nu})$	0.173	112	1:640
$Zjjj$	199	23200	1:120
$Zb\bar{b}j$	74.1	4590	1:60
$Wt$	3.5	18500	1:5300
$t\bar{t}$	10.6	54800	1:5200

Tabla 3.17: Comparación entre el número de sucesos  $\nu\bar{\nu}jjb$  sin cortes cinemáticos para la señal  $Zt$  y sus fondos en la fase II de Tevatron y la fase L de LHC. Se usa  $X_{tu} = 0.02$ ,  $\kappa_{tu} = 0.02$ .



Nos concentraremos entonces en los acoplamientos  $Ztu$ , ya que los resultados para el *charm* son mucho peores. La señal se reconstruye como en la sección 3.4.1, con identificación de  $b$ . Para ambas fases usamos los cortes cinemáticos en la tabla 3.18. Estos cortes son menos restrictivos que los aplicados en la señal análoga  $l^+l^-jjb$  porque los fondos  $Wt$  y  $t\bar{t}$  después de perder un quark  $b$  y un leptón cargado son muy grandes e irreducibles (los fondos  $Zjjj$  y  $Zb\bar{b}j$  se reducen por un factor 80). Las cotas obtenidas del número de sucesos en la tabla 3.19 son  $X_{tu} \leq 0.068$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.044$  en la fase L y  $X_{tu} \leq 0.042$ ,  $\kappa_{tu} \leq 0.021$  en la fase H.

Variable	Fases L y H
$m_t^{\text{rec}}$	160–190
$M_W^{\text{rec}}$	70–90
$H_T$	> 180

Tabla 3.18: Cortes cinemáticos para el canal  $\nu\bar{\nu}jjb$  en LHC. Las masas y la energía están expresadas en GeV.

	Fase L		Fase H	
	sin cortes	con cortes	sin cortes	con cortes
$gu \rightarrow Zt(\gamma_\mu)$	46.0	41.2	201	178
$gu \rightarrow Zt(\sigma_{\mu\nu})$	112	101	759	681
$t\bar{t}$	54800	46200	143500	123400
$Wt$	18500	16100	41300	37300
$Zjjj$	23200	279	76400	657
$Zb\bar{b}j$	4590	67	14800	125

Tabla 3.19: Número de sucesos  $\nu\bar{\nu}jjb$  antes y después de los cortes cinemáticos de la tabla 3.18 para la señal  $Zt$  y el fondo. Se usa  $X_{tq} = 0.02$ ,  $\kappa_{tq} = 0.02$ .



3.5.5 SEÑAL  $\gamma l \nu b$ 

La desintegración leptónica de la  $W$  en la producción de  $\gamma t$  produce una señal  $\gamma l \nu b$  muy limpia, cuyo único fondo es la producción de  $\gamma W j$  con el *jet* mal identificado como  $b$ . Esta señal es análoga a la señal  $l^+ l^- l \nu b$  en producción de  $Zt$ , con la pareja de leptones  $l^+ l^-$  sustituida por un fotón. Al igual que sucedía en Tevatron, el canal  $\gamma l \nu b$  da las mejores cotas de producción de  $Zt$ ,  $\gamma t$  sobre los acoplamientos anómalos  $\zeta_{tq}$ , por lo que estudiaremos también este caso. Las variables cinemáticas de interés son  $m_t^{\text{rec}}$ , definida como en el canal  $l^+ l^- l \nu b$ ,  $H_T$ ,  $p_T^\gamma$  y  $\Delta R^{\text{min}}$ , definido como el  $\Delta R$  mínimo entre el fotón, el leptón cargado y el *jet*. Las distribuciones para la señal y el fondo están representadas en las figuras 3.22–3.25.

Se observa en las figuras que la señal  $\gamma t$  es muy diferente dependiendo de si es producida por acoplamientos anómalos  $\gamma tq$  o  $gtq$ . En el primer caso, en el diagrama en canal s de la figura 3.3 el vértice  $\sigma^{\mu\nu}$  acopla estados finales, mientras que en el segundo caso, en el diagrama en canal s de la figura 3.4 acopla estados iniciales. Esto hace que las distribuciones de  $H_T$  y  $p_T^\gamma$  sean completamente diferentes, y es conveniente usar dos conjuntos de cortes, el conjunto 1 para los acoplamientos  $\gamma tq$  y el 2 para los  $gtq$ ,

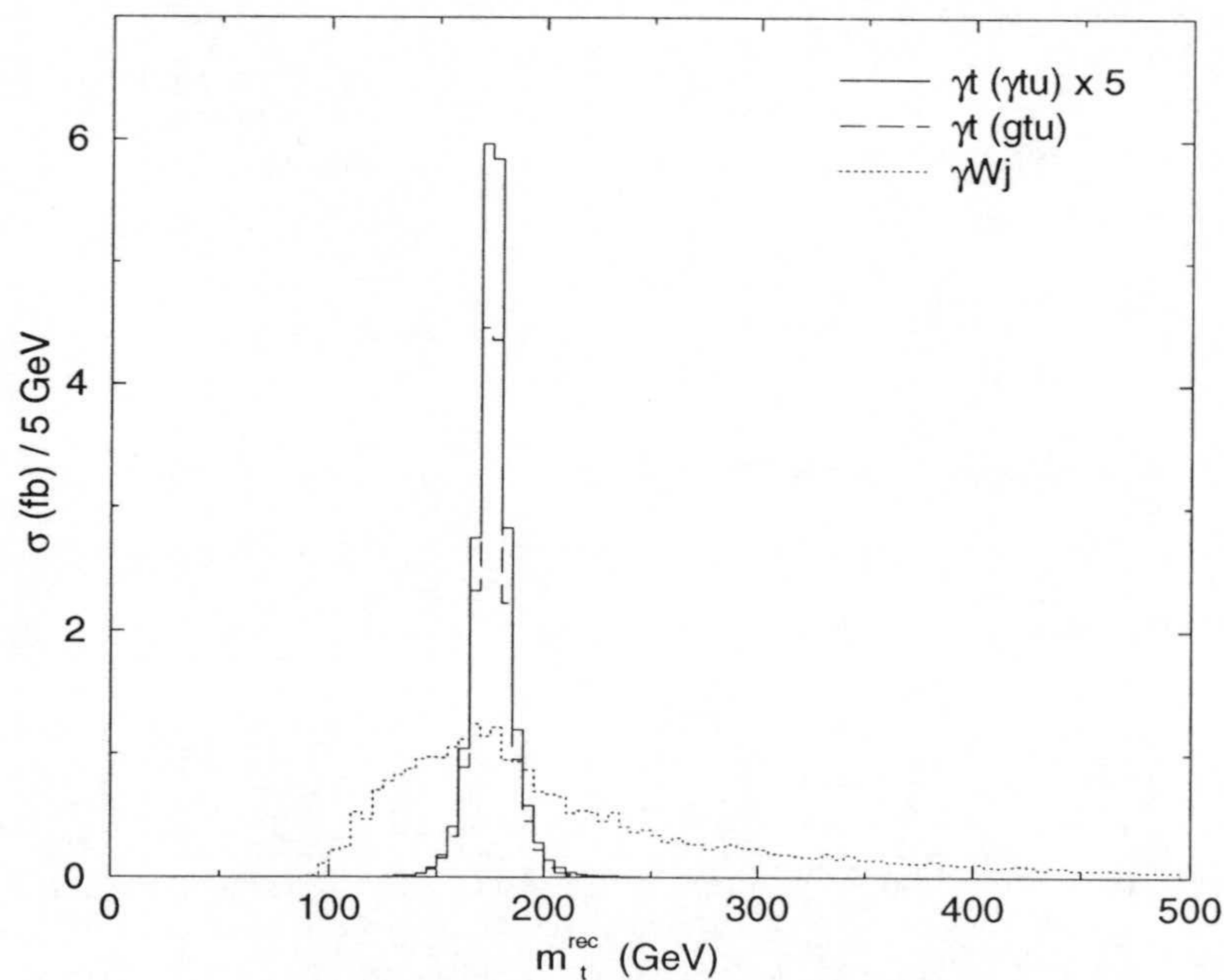


Figura 3.22: Distribución de la masa del *top* reconstruida  $m_t^{\text{rec}}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma l \nu b$  y el fondo en la fase L del LHC. Se usa  $\lambda_{tu} = 0.01$ ,  $\zeta_{tu} = 0.01$  y la señal con el acoplamiento  $\lambda_{tu}$  ha sido multiplicada por 5 para mejor comparación.



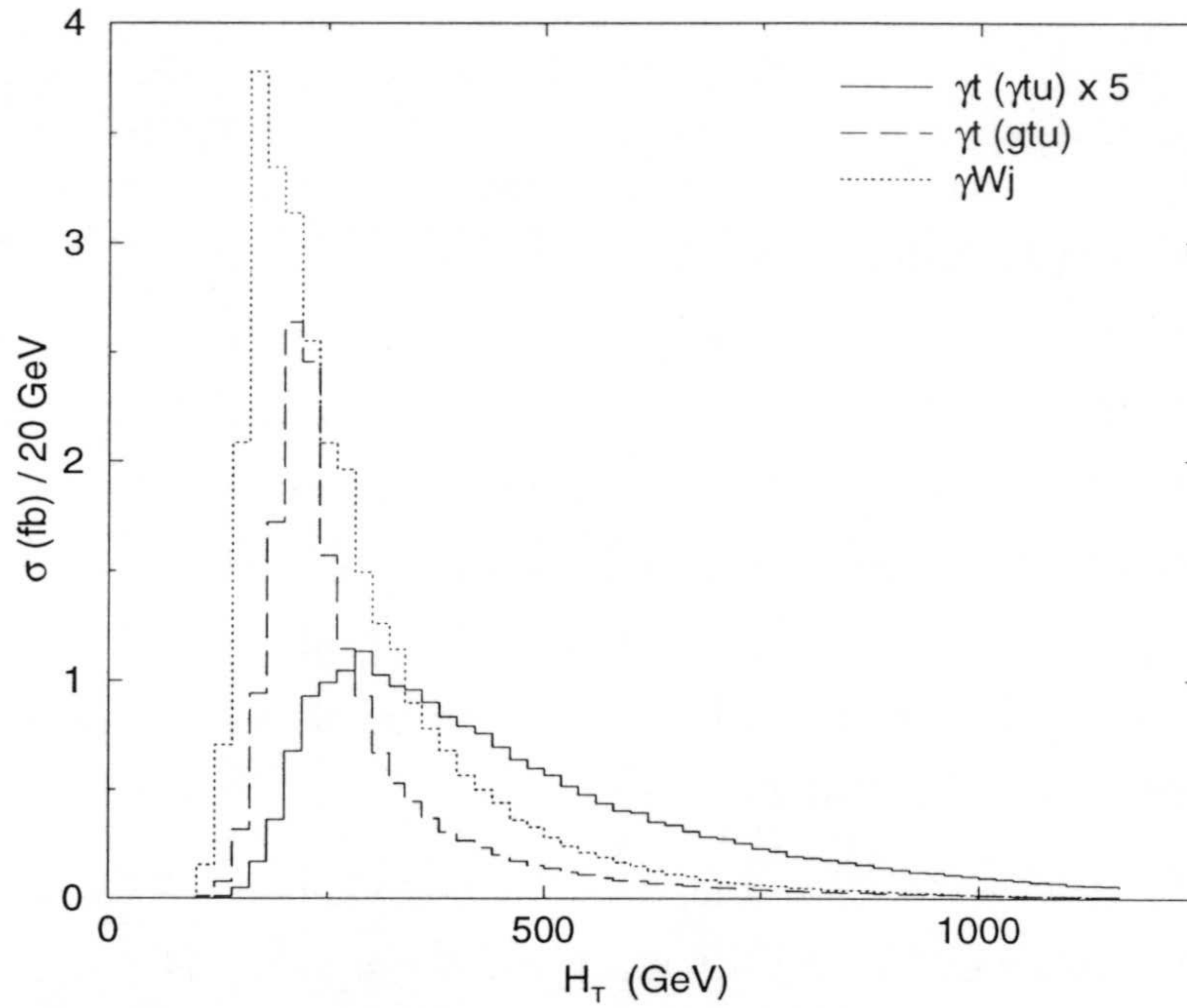


Figura 3.23: Distribución de la energía transversa total  $H_T$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma l \nu b$  y el fondo en la fase L del LHC. Se usa  $\lambda_{tu} = 0.01$ ,  $\zeta_{tu} = 0.01$  y la señal con el acoplamiento  $\lambda_{tu}$  ha sido multiplicada por 5 para mejor comparación.

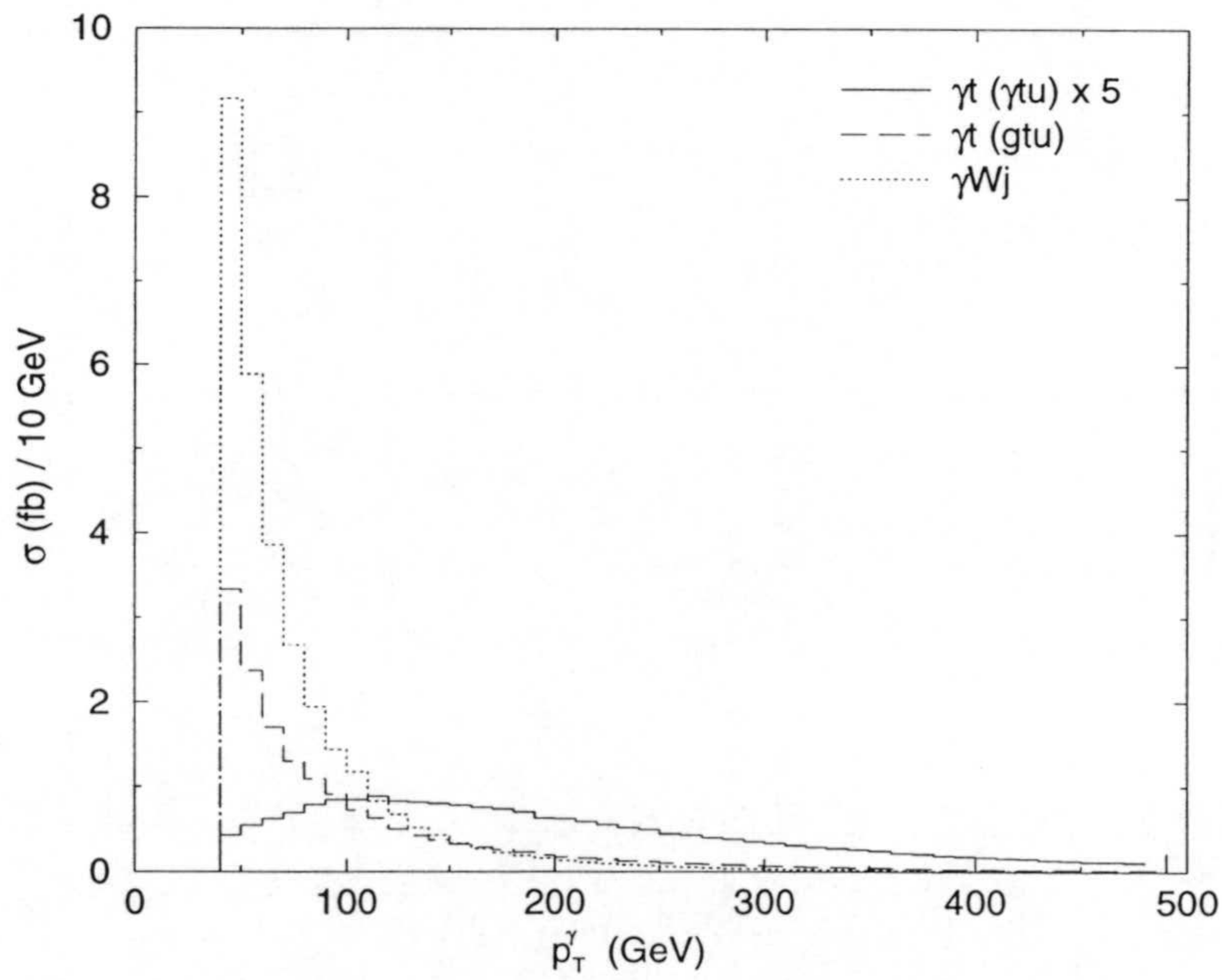


Figura 3.24: Distribución del momento transversa del fotón  $p_T^\gamma$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma l \nu b$  y el fondo en la fase L del LHC. Se usa  $\lambda_{tu} = 0.01$ ,  $\zeta_{tu} = 0.01$  y la señal con el acoplamiento  $\lambda_{tu}$  ha sido multiplicada por 5 para mejor comparación.



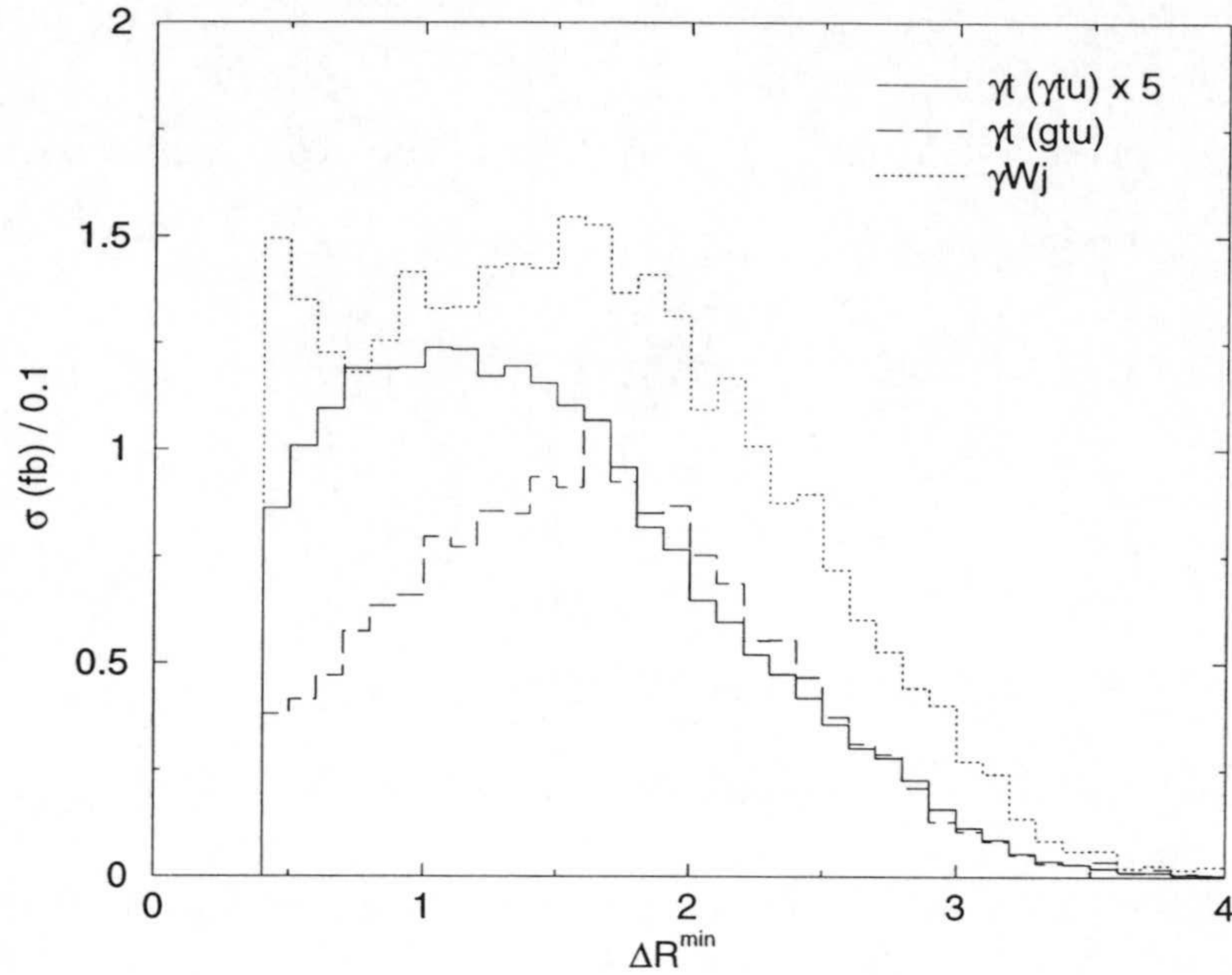


Figura 3.25: Distribución de  $\Delta R^{\min}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma l \nu b$  y el fondo en la fase L del LHC. Se usa  $\lambda_{tu} = 0.01$ ,  $\zeta_{tu} = 0.01$  y la señal con el acoplamiento  $\lambda_{tu}$  ha sido multiplicada por 5 para mejor comparación.

indicados en la tabla 3.20. El número de sucesos antes y después de cortes para la señal y el fondo usando  $\lambda_{tq} = 0.01$ ,  $\zeta_{tq} = 0.01$  se recoge en la tabla 3.21.

Aunque la sección eficaz con acoplamientos  $gtq$  es mucho mayor, la distribución cinemática en  $H_T$  y  $p_T^\gamma$  es mucho más parecida al fondo (ver figs. 3.23 y 3.24) y la efectividad de los cortes es mucho menor por tanto. Los límites obtenidos si no se observa la señal son  $\lambda_{tu} \leq 0.0048$ ,  $\lambda_{tc} \leq 0.013$ ,  $\zeta_{tu} \leq 0.0034$ ,  $\zeta_{tc} \leq 0.0069$  en la fase L y  $\lambda_{tu} \leq 0.0021$ ,  $\lambda_{tc} \leq 0.0065$ ,  $\zeta_{tu} \leq 0.0018$ ,  $\zeta_{tc} \leq 0.0037$  en la fase H.

Variable	Fase L		Fase H	
	Conjunto 1	Conjunto 2	Conjunto 1	Conjunto 2
$m_t^{\text{rec}}$	160–190	160–190	160–190	160–190
$H_T$	> 300	> 200	> 300	> 200
$p_T^\gamma$	> 100		> 200	
$\Delta R^{\min}$		> 0.6		> 0.6

Tabla 3.20: Cortes cinemáticos para el canal  $\gamma l \nu b$  en LHC. Las masas, energías y momentos están expresadas en GeV.



	Fase L			Fase H		
	sin cortes	cortes conjunto 1	cortes conjunto 2	sin cortes	cortes conjunto 1	cortes conjunto 2
$gu \rightarrow \gamma t (\gamma tu)$	43.3	29.3		423	179	
$gc \rightarrow \gamma t (\gamma tc)$	7.5	4.2		73.3	19.5	
$gu \rightarrow \gamma t (gtu)$	167		118.5	1470		1190
$gc \rightarrow \gamma t (gtc)$	43.2		29.1	368		291
$\gamma W q_u$	140	2.5	16.8	1250	3.3	168
$\gamma W q_d$	111	2.8	14.5	980	5.8	145
$\gamma W g$	56.7	1.2	6.3	420	2.4	63

Tabla 3.21: Número de sucesos  $\gamma l\nu b$  antes y después de los cortes cinemáticos de la tabla 3.20 para la señal  $\gamma t$  y el fondo. Se usa  $\lambda_{tq} = 0.01$ ,  $\zeta_{tq} = 0.01$ .

### 3.5.6 SEÑAL $\gamma jjb$

El modo de desintegración  $\gamma jjb$  es similar a la señal  $l^+l^- jjb$  con la pareja de leptones reemplazados por un fotón. Aunque la anchura parcial hadrónica de la  $W$  es mayor que la leptónica, los fondos  $\gamma jjj$  y  $\gamma b\bar{b}j$  son mucho mayores que el fondo  $\gamma W j$  del canal anterior. Para reducirlos, aprovechamos el comportamiento característico del acoplamiento  $\sigma^{\mu\nu}$  para grandes momentos, y exigimos grandes valores de  $H_T$ ,  $p_T^\gamma$ ,  $p_T^b$ ,  $E^\gamma$  y  $p_T^{\min}$  (momento transverso mínimo de los jets), además de reconstruir las masas de la  $W$  y el top de la misma forma que en los canales  $l^+l^- jjb$  y  $\nu\bar{\nu} jjb$  (ver figuras 3.26–3.32). Las distribuciones de la señal tienen la misma forma que para la señal  $\gamma l\nu b$ , mientras que los fondos  $\gamma jjj$  y  $\gamma b\bar{b}j$  están más concentrados en momentos transversos bajos. Esto es debido a que el fotón no tiene masa, aunque el efecto se reduce por la condición de detector  $p_T^\gamma \geq 40$ . En la tabla 3.22 se indica un conjunto conveniente de cortes, y en la tabla 3.23 el número de sucesos antes y después de efectuar los mismos. El efecto de estos cortes es impresionante, especialmente en la fase H: el fondo se reduce más de 5 órdenes de magnitud mientras se mantiene de un 5% a un 10% de la señal. Esto permite obtener cotas competitivas sobre los acoplamientos  $\gamma tu$ ,  $\lambda_{tu} \leq 0.0059$ ,  $\lambda_{tc} \leq 0.020$  en la fase L  $\lambda_{tu} \leq 0.0033$ ,  $\lambda_{tc} \leq 0.012$  en la fase H.



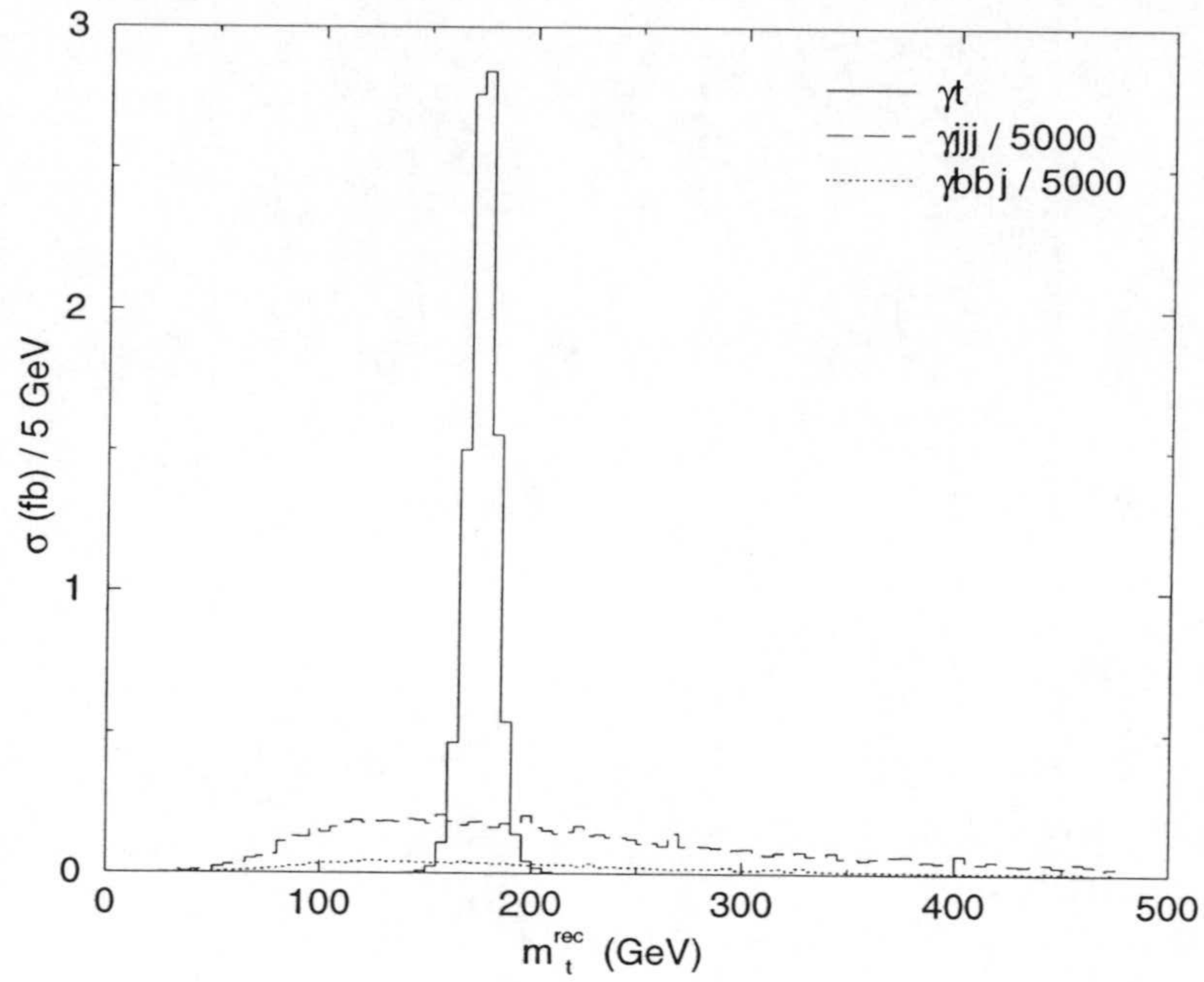


Figura 3.26: Distribución de la masa reconstruida del  $top$   $m_t^{\text{rec}}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma jj b$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $\lambda_{tu} = 0.01$ .

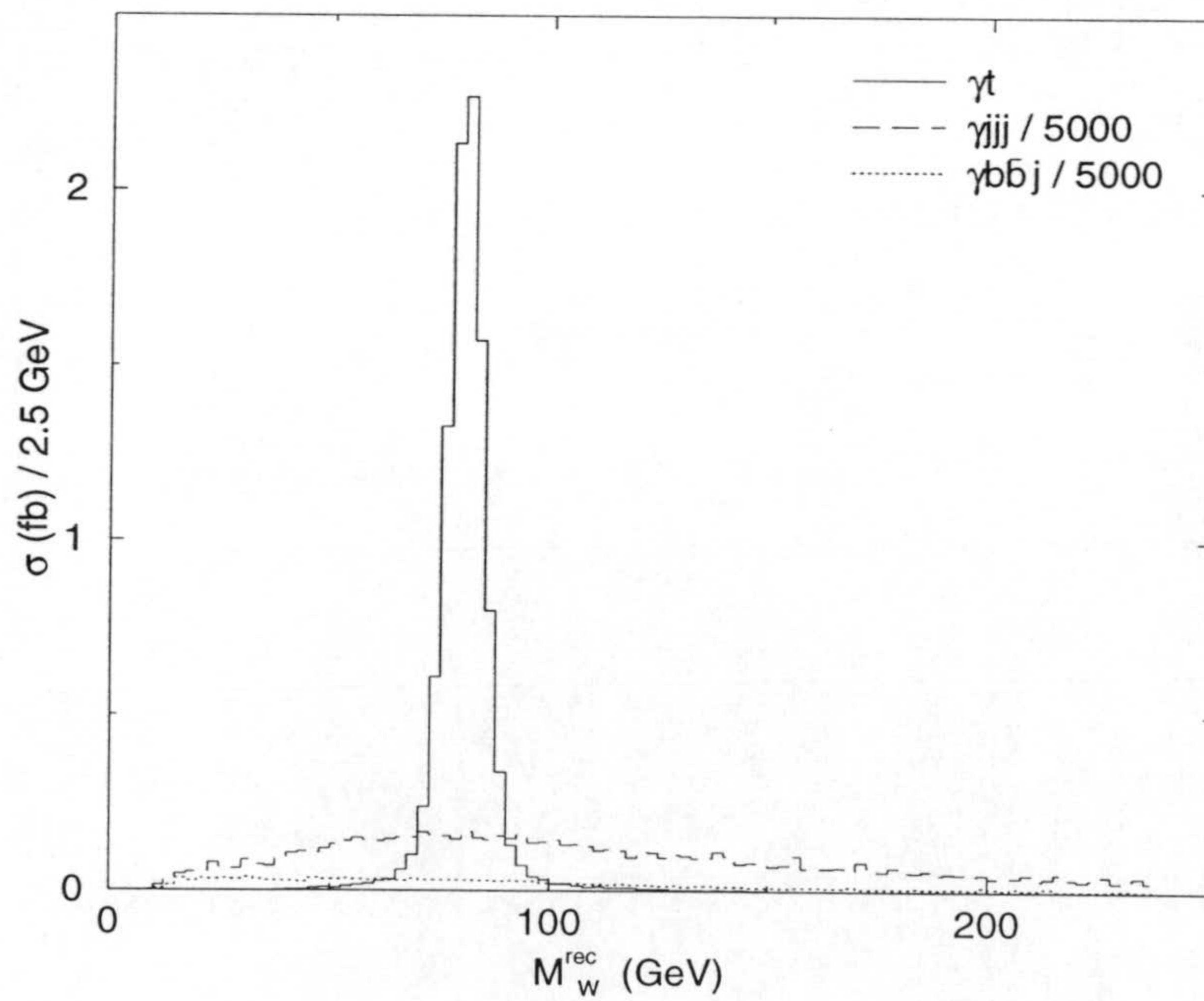


Figura 3.27: Distribución de la masa reconstruida de la  $W$   $M_W^{\text{rec}}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma jj b$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $\lambda_{tu} = 0.01$ .



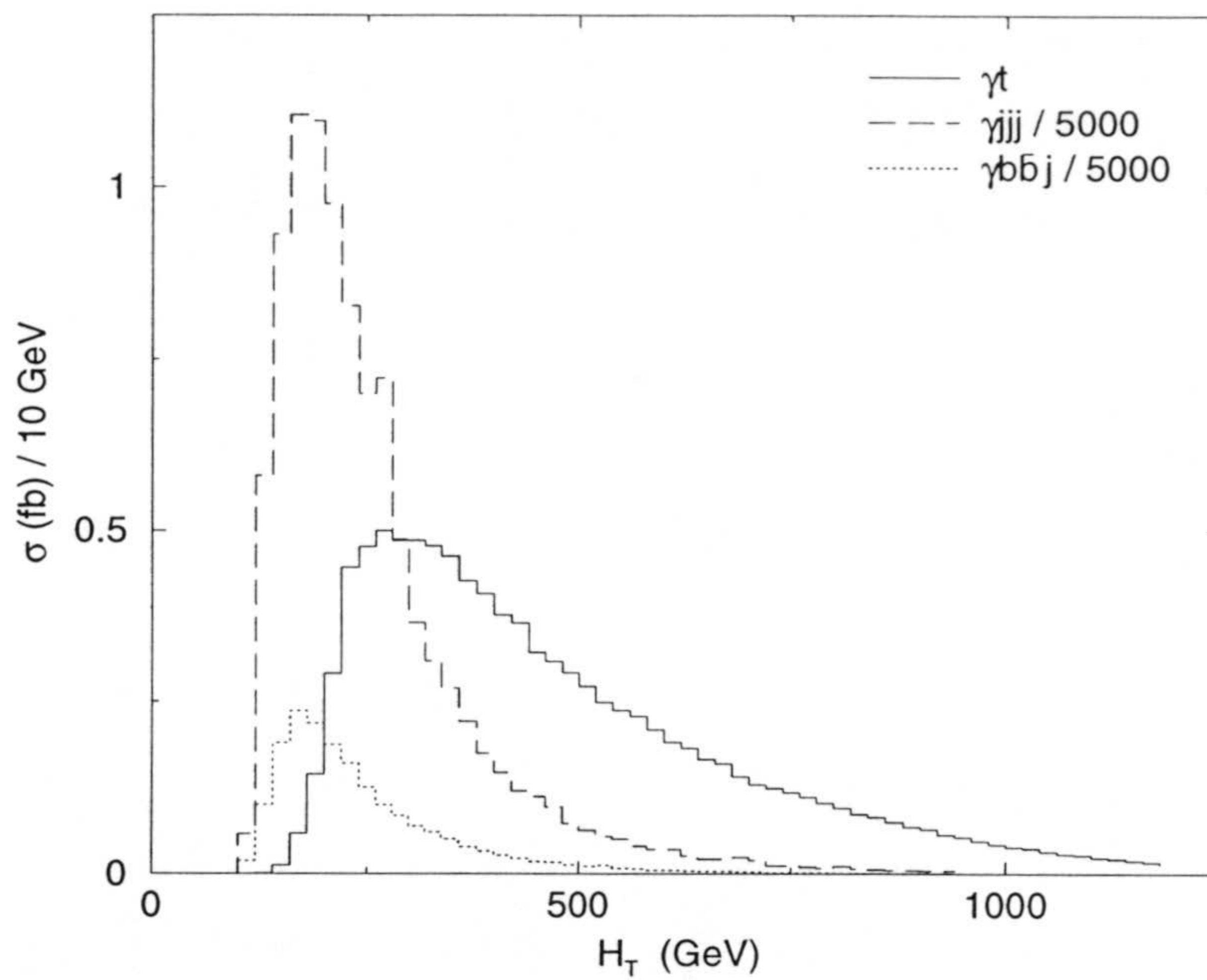


Figura 3.28: Distribución de la energía transversa total  $H_T$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma jjb$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $\lambda_{tu} = 0.01$ .

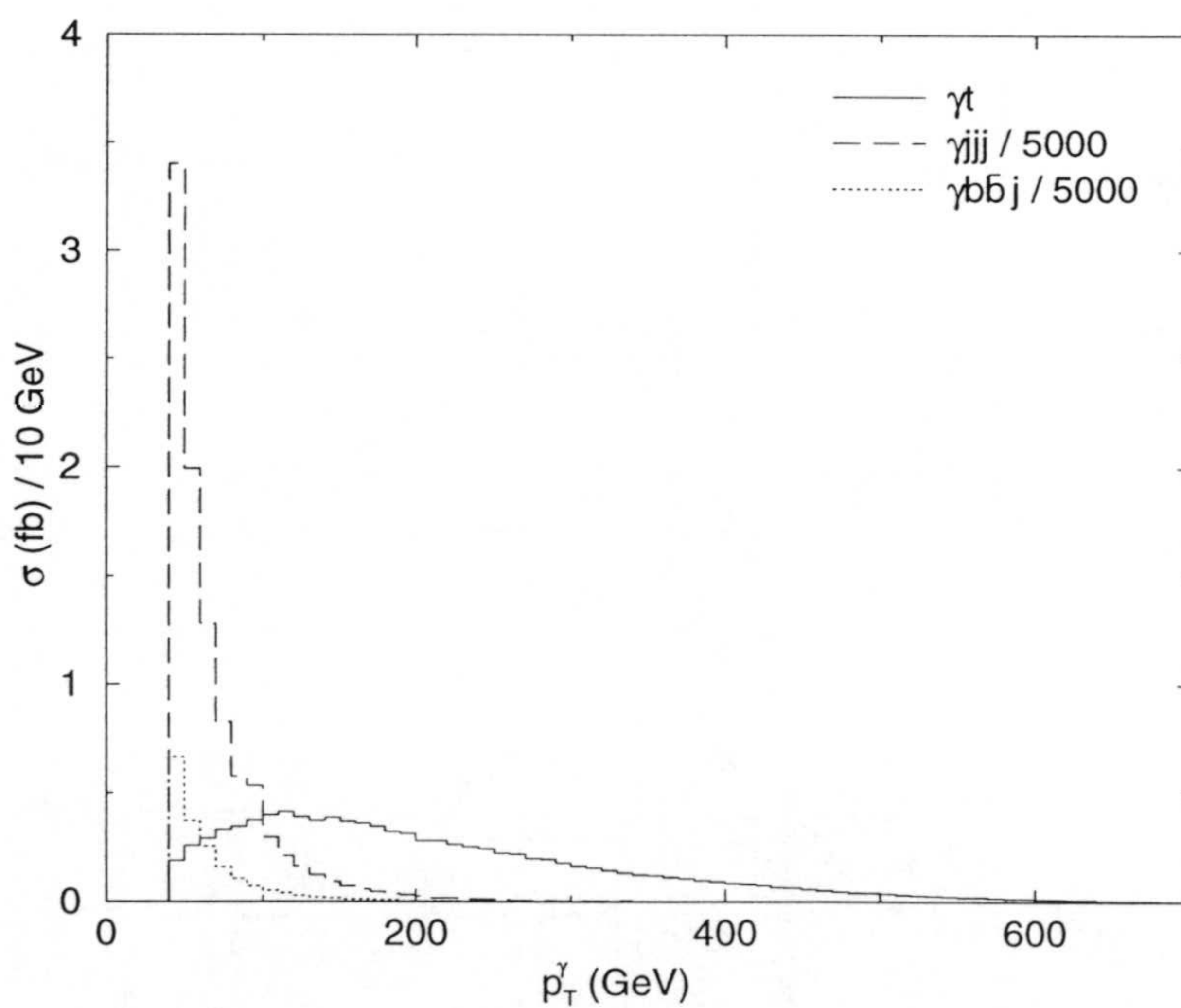


Figura 3.29: Distribución del momento transversa del fotón  $p_T^\gamma$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma jjb$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $\lambda_{tu} = 0.01$ .



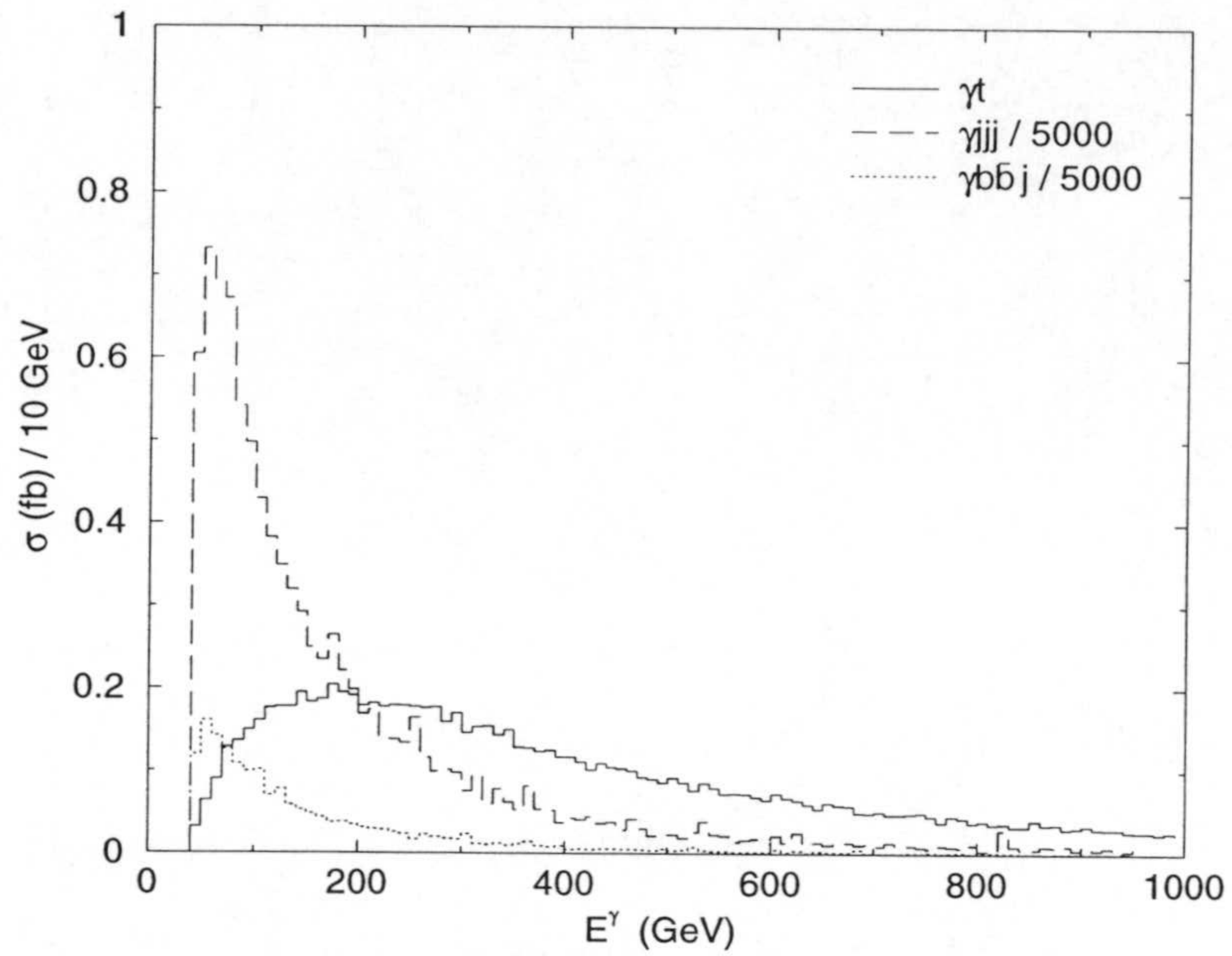


Figura 3.30: Distribución de la energía del fotón  $E^\gamma$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma jjb$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $\lambda_{tu} = 0.01$ .

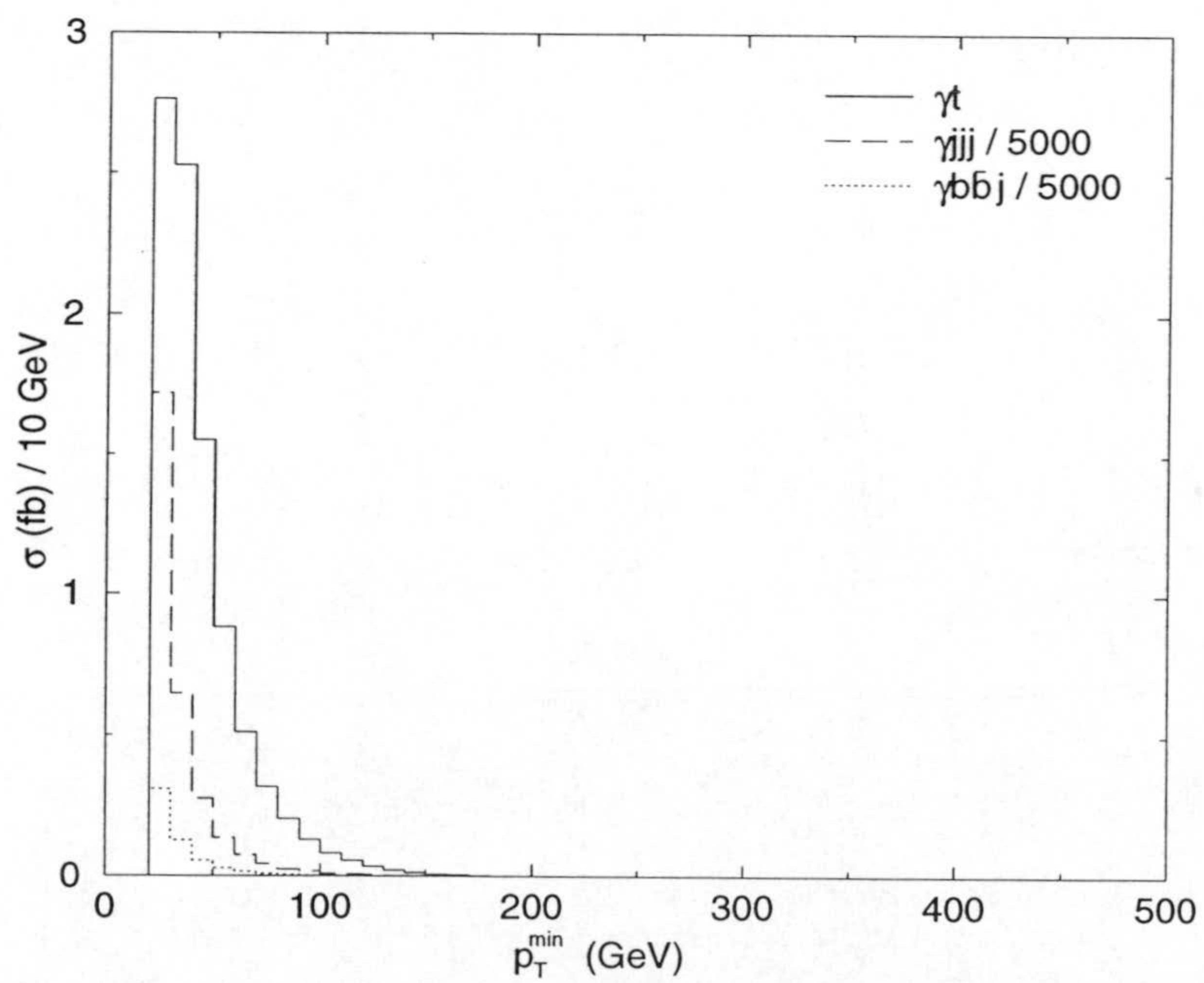


Figura 3.31: Distribución del momento transverso mínimo de los jets  $p_T^{\min}$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma jjb$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $\lambda_{tu} = 0.01$ .



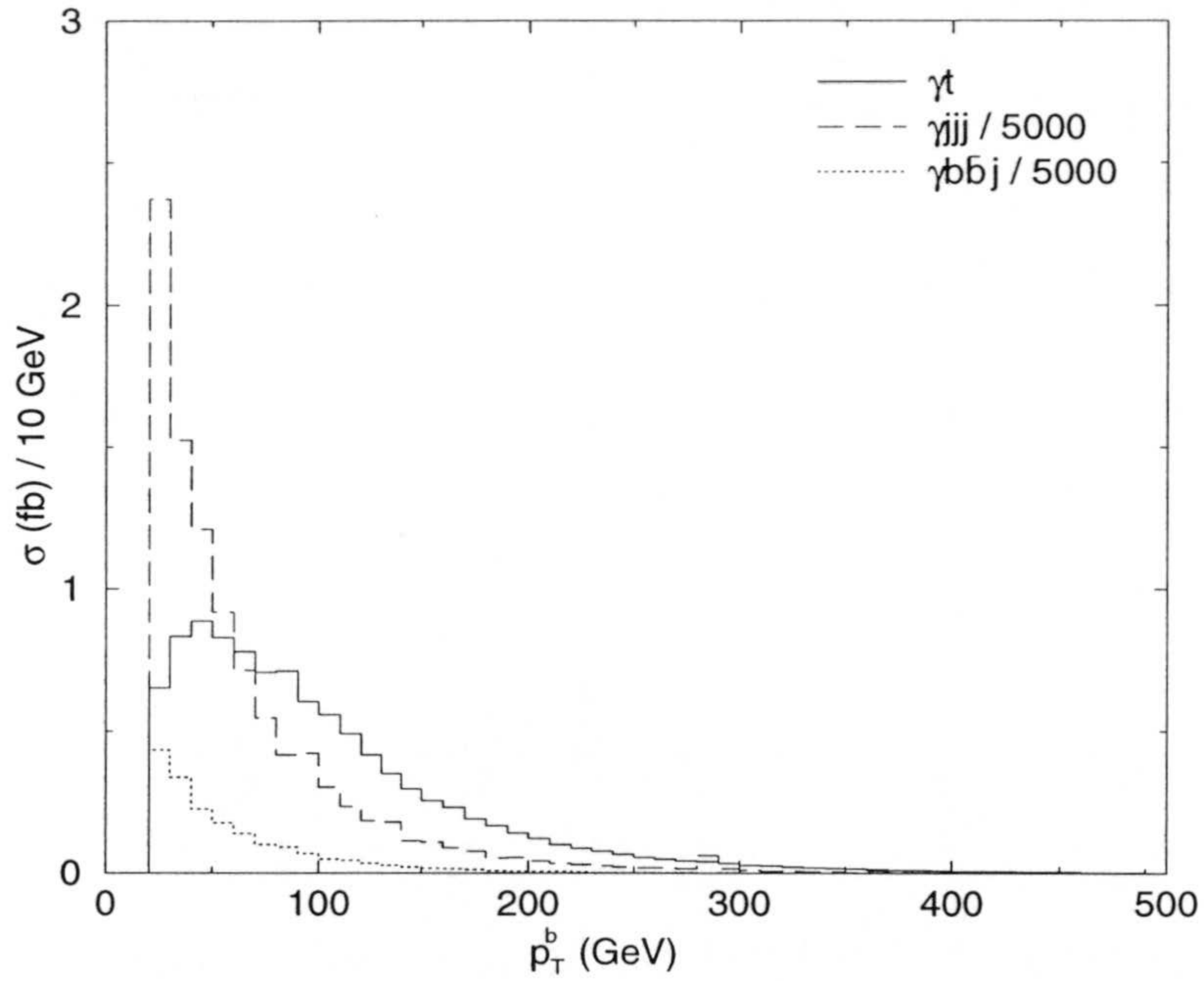


Figura 3.32: Distribución del momento transverso del quark  $b$   $p_T^b$  sin cortes cinemáticos para la señal  $gu \rightarrow \gamma jjb$  y el fondo en la fase L de LHC. Se usa  $\lambda_{tu} = 0.01$ .

Variable	Fase L	Fase H
$M_W^{\text{rec}}$	70–90	70–90
$m_t^{\text{rec}}$	160–190	160–190
$H_T$	> 540	> 700
$p_T^\gamma$	> 230	> 300
$E^\gamma$	> 300	
$p_T^{\text{min}}$	> 30	> 40
$p_T^b$	> 50	> 60

Tabla 3.22: Cortes cinemáticos para el canal  $\gamma jjb$  en LHC. Las masas, energías y momentos están expresadas en GeV.



	Fase L		Fase H	
	sin cortes	con cortes	sin cortes	con cortes
$gu \rightarrow Zt(\sigma_{\mu\nu})$	102	19.4	970	99.4
$gc \rightarrow Zt(\sigma_{\mu\nu})$	18.5	1.7	170	7.9
$\gamma jjj$	466000	6.9	2070000	15.3
$\gamma b\bar{b}j$	92000	2.0	403000	5.2
$\gamma Wj$	659	0.4	3430	1.0

Tabla 3.23: Número de sucesos  $\gamma jjb$  antes y después de los cortes cinemáticos de la tabla 3.22 para la señal  $\gamma t$  y el fondo. Se usa  $\lambda_{tq} = 0.01$ .

### 3.5.7 RESUMEN

El incremento de energía de LHC frente a Tevatron trae consigo ventajas e inconvenientes. La principal ventaja es el incremento en la sección eficaz debido a que con pequeñas fracciones de momento de los partones se puede producir la señal. Esto permite que modos de desintegración con anchura parcial pequeña pero menor fondo sean interesantes. Otra ventaja importante es que en LHC la producción de  $Zt$  y  $\gamma t$  es sensible a los acoplamientos anómalos con el *charm*. Los inconvenientes vienen dados también por el aumento de energía: los fondos  $Wt$  y  $t\bar{t}$  crecen más que la señal y hacen poco interesantes los modos  $j\bar{j}l\nu b$  y  $\nu\bar{\nu}jjb$  que tienen como fondo estos procesos (ver tablas 3.24 y 3.25).

Al igual que ocurre en Tevatron, y en mayor medida si cabe, la producción de  $Zt$  y  $\gamma t$  proporciona mejores cotas a los acoplamientos  $X_{tu}$ ,  $\kappa_{tu}$  y  $\lambda_{tu}$  del Lagrangiano (3.1) que la desintegración del *top*, aunque las cotas sobre los acoplamientos con el *charm* siguen siendo peores.



Señal	Fase L			Fase H		
	$X_{tu}$	$\kappa_{tu}$	$\lambda_{tu}$	$X_{tu}$	$\kappa_{tu}$	$\lambda_{tu}$
$l^+l^-l\nu b$	0.022	0.014	—	0.011	0.0063	—
$l^+l^-jjb$	0.036	0.015	—	0.020	0.0076	—
$b\bar{b}l\nu b$	0.056	0.035	—	0.035	0.019	—
$\nu\bar{\nu}jjb$	0.068	0.044	—	0.042	0.021	—
$\gamma l\nu b$	—	—	0.0048	—	—	0.0021
$\gamma jjb$	—	—	0.0059	—	—	0.0033
$t \rightarrow Vu$	0.030		0.0062	0.017		0.0035

Tabla 3.24: Resumen de los límites sobre los acoplamientos anómalos  $Vtu$  del Lagrangiano (3.1) con la notación en (3.2) obtenidos en LHC en los diferentes canales de desintegración analizados. Por comparación también incluimos los límites que pueden obtenerse de la desintegración del *top*, pero en este caso el análisis para  $t \rightarrow Zu$  con vértices  $\sigma^{\mu\nu}$  no existe en la literatura.

Señal	Fase L			Fase H		
	$X_{tc}$	$\kappa_{tc}$	$\lambda_{tc}$	$X_{tc}$	$\kappa_{tc}$	$\lambda_{tc}$
$l^+l^-l\nu b$	0.045	0.034	—	0.023	0.016	—
$l^+l^-jjb$	0.076	0.045	—	0.041	0.025	—
$b\bar{b}l\nu b$	0.12	0.086	—	0.083	0.050	—
$\gamma l\nu b$	—	—	0.013	—	—	0.0065
$\gamma jjb$	—	—	0.020	—	—	0.012
$t \rightarrow Vc$	0.030		0.0062	0.017		0.0035

Tabla 3.25: Resumen de los límites sobre los acoplamientos anómalos  $Vtc$  del Lagrangiano (3.1) con la notación en (3.2) obtenidos en LHC en los diferentes canales de desintegración analizados. Por comparación también incluimos los límites que pueden obtenerse de la desintegración del *top*, pero en este caso el análisis para  $t \rightarrow Zc$  con vértices  $\sigma^{\mu\nu}$  no existe en la literatura.



## CAPÍTULO 4

# VIOLACIÓN DE CP EN GRANDES COLISIONADORES

La existencia de nuevos fermiones pesados de tipo exótico puede dar lugar a que se generen acoplamientos NCS entre los quarks ligeros conocidos, como ya se vio en la sección 2.2. En el caso del quark *top*, los límites actuales son débiles y los acoplamientos pueden ser grandes. Si éste es el caso, la existencia de acoplamientos NCS no nulos a nivel árbol predomina sobre otros efectos menores como pueden ser la pérdida de unitariedad de la matriz CKM  $3 \times 3$  o los efectos de violación de CP. Es por ello prioritario realizar medidas experimentales para obtener cotas sobre estos acoplamientos (o en su caso observarlos si son diferentes de cero) como se ha propuesto en el capítulo 3, ya que los otros efectos, especialmente en violación de CP, son menores si los diagramas con acoplamientos NCS a nivel árbol dominan sobre los diagramas a un bucle sin estos acoplamientos.

En el caso del quark *bottom*, el punto de partida es distinto. Los acoplamientos del *bottom* con el bosón *Z* están muy bien medidos (ver tablas 2.4 y 2.6) y concuerdan con lo que se espera en el ME salvo por  $A_{\text{FB}}^{0,b}$ , que difiere en  $2\sigma$  del valor predicho. A pesar de los límites existentes sobre los acoplamientos NCS, la interferencia entre los diagramas con un vértice anómalo y los diagramas a un bucle sin este tipo de vértices puede dar lugar a efectos inesperados en observables de violación de CP [62, 63, 64, 65, 66]<sup>1</sup>. En el resto del capítulo centraremos nuestro estudio en violación de CP en procesos con

---

<sup>1</sup>Además, la pérdida de unitariedad de la matriz CKM  $3 \times 3$  hace que otros observables relacionando  $\text{Br}(b \rightarrow d\gamma)$  y  $\text{Br}(b \rightarrow s\gamma)$  puedan presentar desviaciones respecto del ME [67].



quarks  $b$ , y cómo la extensión más simple del ME, la adición de un isosinglete de carga  $-1/3$ , modifica las predicciones.

## 4.1 VIOLACIÓN DE CP EN EL MODELO ESTÁNDAR

Como ya se vio en la sección 2.1, en el ME las interacciones de corrientes cargadas con el bosón  $W$  vienen descritas por la matriz CKM de dimensión  $3 \times 3$  en la ecuación (2.3). Esta matriz es en principio una matriz unitaria general, por lo que depende de 3 ángulos de mezcla y 6 fases. No obstante, dado que las fases de los campos  $q_L$ ,  $q'_L$  en el Lagrangiano (2.2) no son observables, se pueden redefinir los campos de forma que en la matriz CKM se eliminen todas las fases menos una. Esta fase en general viola CP <sup>2</sup>, por lo que una condición necesaria y suficiente para que se conserve CP es que la única fase  $\delta$  que aparece en la matriz CKM después de redefinir los campos de forma adecuada sea  $\delta = 0, \pi$ . Esta condición depende de la parametrización de la matriz CKM, y una condición invariante bajo cambios de base de los autoestados de interacción débil de los quarks es que [68]

$$I \equiv \det [M_u M_u^\dagger, M_d M_d^\dagger] = 0, \quad (4.1)$$

que es equivalente a [69]

$$\text{tr} [M_u M_u^\dagger, M_d M_d^\dagger]^3 = 3I = 0, \quad (4.2)$$

donde  $M_u$ ,  $M_d$  son las matrices de masa de los quarks de tipo *up* y *down* respectivamente, como se definen en el apéndice C. En función de parámetros físicos,

$$\begin{aligned} I &= -2i(m_t^2 - m_c^2)(m_t^2 - m_u^2)(m_c^2 - m_u^2) \\ &\quad \times (m_b^2 - m_s^2)(m_b^2 - m_d^2)(m_s^2 - m_d^2) \\ &\quad \times \text{Im} V_{ud} V_{cd}^* V_{cs} V_{us}^*, \end{aligned} \quad (4.3)$$

donde  $m_i$  es la masa del quark  $i$ . A la vista de la ecuación (4.3), CP se conserva si hay dos quarks del sector *up* (o *down*) degenerados en masa, un elemento de la matriz CKM

<sup>2</sup>Es interesante notar que con sólo dos generaciones de quarks, es decir, en una matriz unitaria  $2 \times 2$ , todas las fases se pueden eliminar mediante una redefinición de los campos. La formulación original de Kobayashi y Maskawa predecía la existencia de una tercera generación para así explicar la violación de CP observada en el sistema de kaones neutros.



es nulo o las fases de estos elementos están relacionadas de forma que los productos  $V_{ij}V_{kj}^*V_{kl}V_{il}^*$  son reales <sup>3</sup>.

La violación de CP en el ME se puede resumir en los llamados *triángulos de unitariedad* [70]. Estos triángulos resultan de representar en el plano complejo las condiciones de ortogonalidad entre filas y columnas de la matriz CKM. Por ejemplo, la condición de ortogonalidad de las columnas 1<sup>a</sup> y 3<sup>a</sup>,  $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ , se puede representar como el triángulo de unitariedad de la figura 4.1, donde se elige el eje real paralelo a  $V_{ud}V_{ub}^*$ .

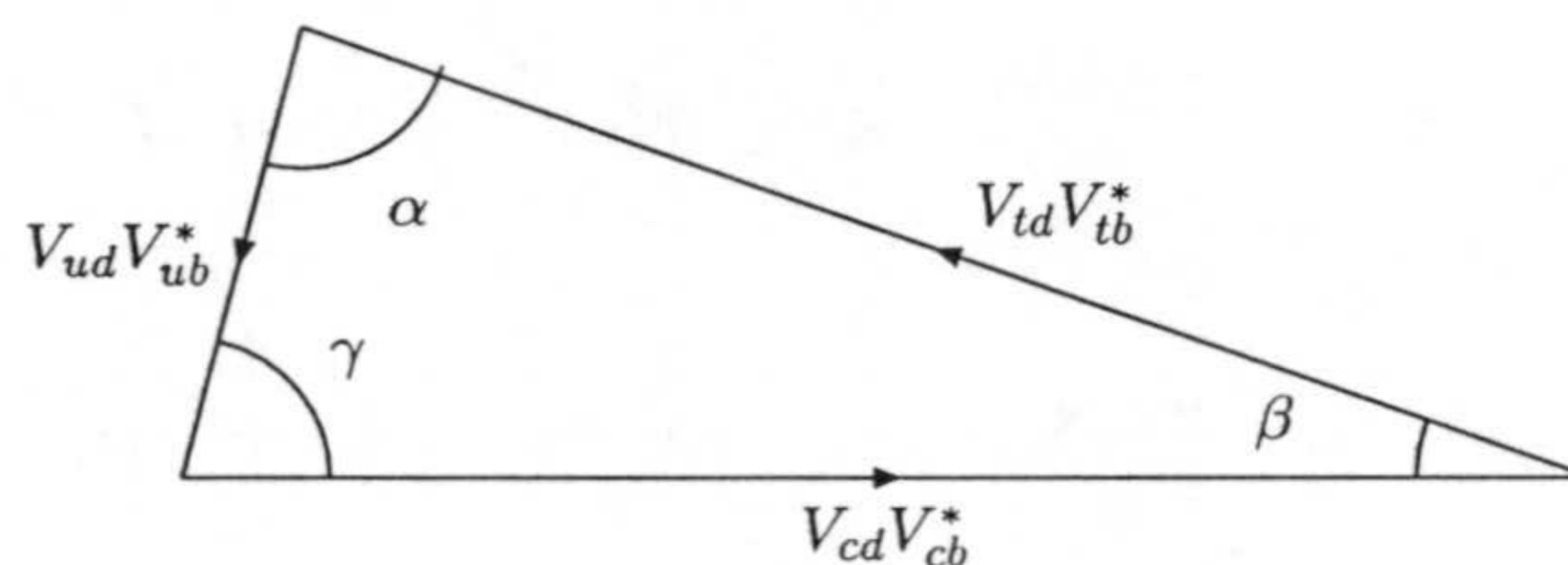


Figura 4.1: Triángulo de unitariedad .

Existen otros 5 triángulos, pero éste es particularmente interesante ya que todos sus lados son aproximadamente del mismo tamaño. Gran parte de los esfuerzos experimentales van dedicados a la determinación de este triángulo, cuyos ángulos son

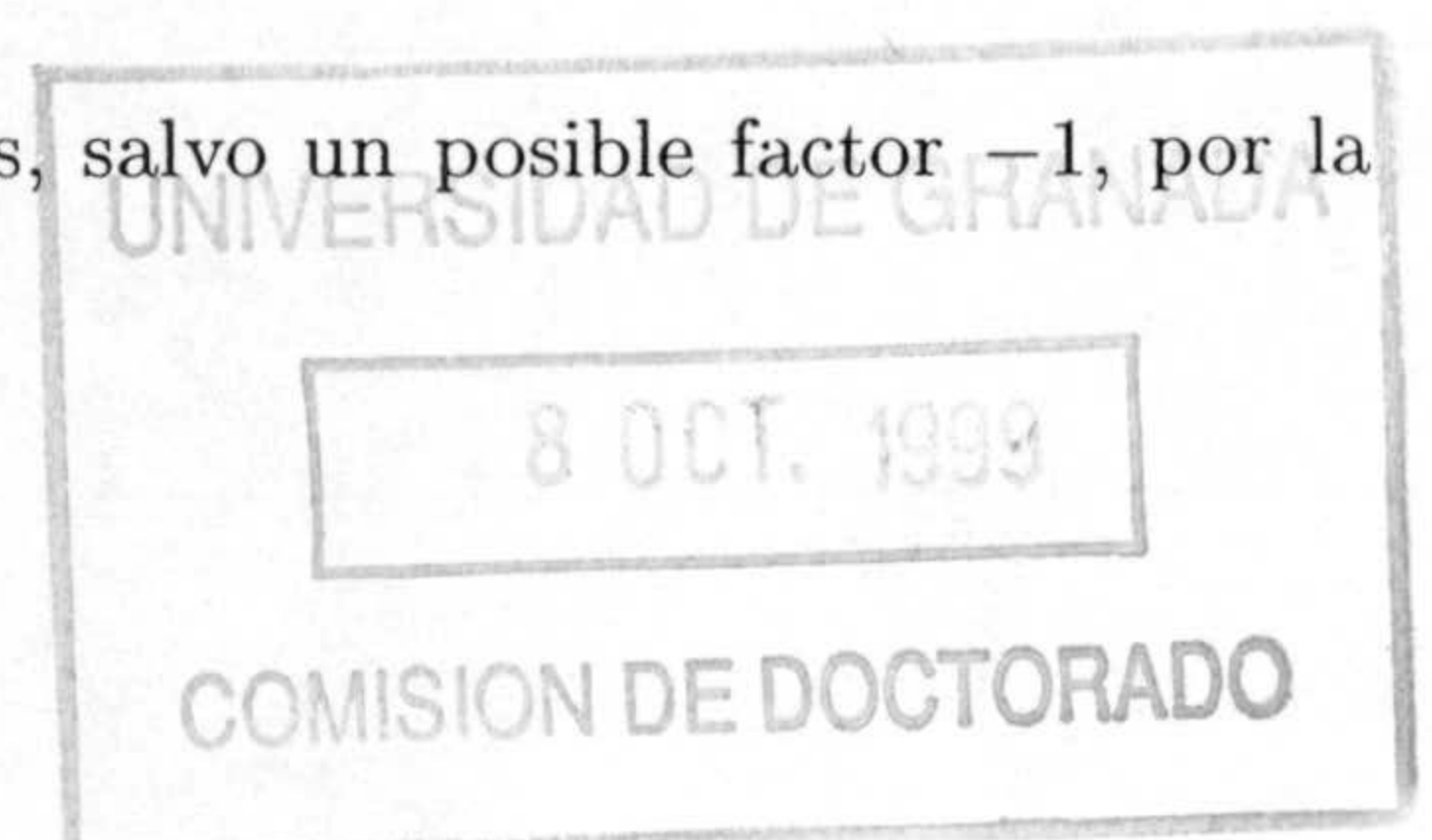
$$\begin{aligned}\sin \alpha &= |\sin \arg V_{td}V_{tb}^*V_{ub}V_{ud}^*|, \\ \sin \beta &= |\sin \arg V_{cd}V_{cb}^*V_{tb}V_{td}^*|, \\ \sin \gamma &= |\sin \arg V_{ud}V_{ub}^*V_{cb}V_{cd}^*|.\end{aligned}\quad (4.4)$$

Estos ángulos toman los valores 0 ó  $\pi$  si CP se conserva, y por tanto son medidas de violación de CP. El área de este triángulo es

$$A = \frac{1}{2} |\text{Im } V_{ud}V_{cd}^*V_{cb}V_{ub}^*|, \quad (4.5)$$

y es nula si, y sólo si, CP se conserva, según la condición (4.3). Nótese que el área de todos los triángulos es la misma, ya que por unitariedad en la matriz CKM  $3 \times 3$  se cumple

<sup>3</sup>Nótese que todos los productos  $\text{Im } V_{ij}V_{kj}^*V_{kl}V_{il}^*$  son iguales, salvo un posible factor  $-1$ , por la unitariedad de la matriz CKM (ver ec. (4.6)).





$$\begin{aligned}
\text{Im } V_{ud}V_{cd}^*V_{cs}V_{us}^* &= -\text{Im } V_{ud}V_{cd}^*V_{cb}V_{ub}^* = \text{Im } V_{us}V_{cs}^*V_{cb}V_{ub}^* \\
&= -\text{Im } V_{ud}V_{td}^*V_{ts}V_{us}^* = \text{Im } V_{ud}V_{td}^*V_{tb}V_{ub}^* \\
&= -\text{Im } V_{us}V_{ts}^*V_{tb}V_{ub}^* = \text{Im } V_{cd}V_{td}^*V_{ts}V_{cs}^* \\
&= -\text{Im } V_{cd}V_{td}^*V_{tb}V_{cb}^* = \text{Im } V_{cs}V_{ts}^*V_{tb}V_{cb}^*, \tag{4.6}
\end{aligned}$$

y por tanto todos los triángulos son en principio equivalentes, aunque la determinación de alguno de ellos, como el de la figura 4.1, sea más fácil experimentalmente. La comprobación de que el área de este triángulo es no nula es la prueba de que en la matriz CKM existe violación de CP, lo cual no descarta otras posibles fuentes de violación de CP más allá del ME.

Los ángulos de este triángulo pueden determinarse por ejemplo midiendo la desintegración de sistemas oscilantes  $B - \bar{B}$  en función del tiempo [71]. Cualquier inconsistencia en la medida de lados y ángulos lleva necesariamente a la no unitariedad de la matriz CKM  $3 \times 3$  y al descubrimiento de nueva física. De forma más general y basándose en unitariedad, se pueden establecer relaciones entre observables que miden ángulos de éste y otros triángulos [71, 72] que, si no se cumplen, señalan la existencia de nueva física. Los observables definidos para mesones  $B$  están especialmente indicados para esto, y los lugares donde se podrán medir estos observables serán las factorías de  $B$  como KEKB o PEP-II, o el experimento LHCb de LHC que pretende aprovechar la gran cantidad de mesones  $B$  que se producirán en este acelerador.

## 4.2 VIOLACIÓN DE CP CON UN ISOSINGLETE EXTRA

La adición de nuevos quarks modifica muchas de las predicciones del ME para violación de CP, ya que en general la matriz CKM  $3 \times 3$  ya no será una matriz unitaria, sino una submatriz de una matriz unitaria. En esta sección analizaremos el caso más sencillo de un isosinglete *down* de carga  $-1/3$ ; el caso de un isosinglete *up* es análogo.

En este modelo las interacciones cargadas vienen descritas por una matriz CKM  $3 \times 4$ ,

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} & V_{uB} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} & V_{cB} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} & V_{tB} \end{pmatrix}, \tag{4.7}$$



donde  $B$  es el nuevo autoestado de masa. Esta matriz está formada por las tres primeras filas de una matriz  $V$  unitaria  $4 \times 4$ , y en general depende de 6 ángulos de mezcla y 3 fases, después de redefinir los campos para eliminar las fases no físicas. La condición invariante de violación de CP en las ecuaciones (4.1) o (4.2) se generaliza (ver apéndice C) a 7 condiciones necesarias y suficientes,

$$\begin{aligned}
I_1 &= \text{Im tr } H_u H_d h_d h_d^\dagger = 0, \\
I_2 &= \text{Im tr } H_u^2 H_d h_d h_d^\dagger = 0, \\
I_3 &= \text{Im tr } (H_u^3 H_d h_d h_d^\dagger - H_u^2 H_d H_u h_d h_d^\dagger) = 0, \\
I_4 &= \text{Im tr } H_u H_d^2 h_d h_d^\dagger = 0, \\
I_5 &= \text{Im tr } H_u^2 H_d^2 h_d h_d^\dagger = 0, \\
I_6 &= \text{Im tr } (H_u^3 H_d^2 h_d h_d^\dagger - H_u^2 H_d^2 H_u h_d h_d^\dagger) = 0, \\
I_7 &= \text{Im tr } H_u^2 H_d H_u H_d^2 = 0,
\end{aligned} \tag{4.8}$$

con  $H_u = M_u M_u^\dagger$ ,  $H_d = M_d M_d^\dagger$ ,  $h_d = M_d m_d^\dagger$  y  $M_u$ ,  $M_d$ ,  $m_d$  las matrices de masa según se definen en el apéndice C.

La condición de ortogonalidad entre las columnas 1ª y 3ª de la matriz CKM que en la sección anterior definía el triángulo de la figura 4.1, se escribe ahora como  $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = X_{db}$ , con  $X_{db} = -V_{4d}V_{4b}^*$ , que coincide con la definición previa dada en (2.13). Esta ecuación da lugar al cuadrilátero de la figura 4.2 con área

$$\begin{aligned}
A_{db} &= \frac{1}{4} \{ |\text{Im } V_{ud}V_{ub}^*V_{cb}V_{cd}^*| + |\text{Im } V_{cd}V_{cb}^*V_{tb}V_{td}^*| \\
&\quad + |\text{Im } V_{td}V_{tb}^*X_{db}^*| + |\text{Im } X_{db}V_{ub}V_{ud}^*| \},
\end{aligned} \tag{4.9}$$

que es nula si CP se conserva. Sin embargo, en este caso la anulación del área de este cuadrilátero no es condición suficiente para que se conserve CP, sino que además deben anularse por ejemplo las áreas del cuadrilátero formado con las columnas 1ª y 2ª y el formado con las columnas 2ª y 3ª [73]. Nótese que en este caso no se cumple la ecuación 4.6 que implica que las áreas de todos los triángulos son iguales, sino que se tienen relaciones del tipo

$$\text{Im } V_{ud}V_{cd}^*V_{cb}V_{ub}^* = -\text{Im } V_{ud}V_{cd}^*V_{cb}V_{ub}^* - \text{Im } V_{ud}V_{cd}^*V_{cs}V_{us}^*. \tag{4.10}$$

Los ángulos de este cuadrilátero son

$$\sin \phi_1 = |\sin \arg V_{ud}V_{ub}^*V_{cb}V_{cd}^*|,$$



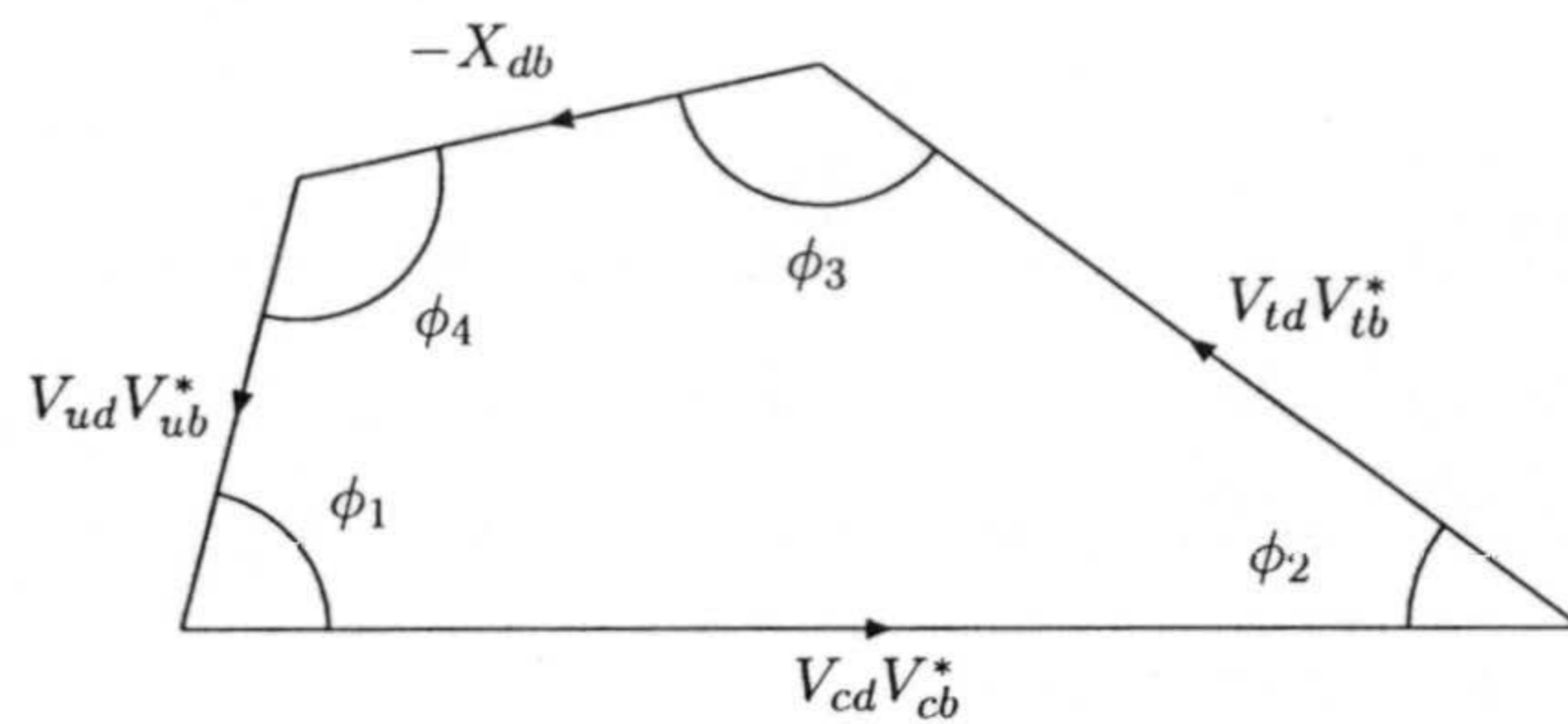


Figura 4.2: Cuadrilátero de unitariedad. El tamaño del lado  $X_{db}$  ha sido exagerado por claridad.

$$\begin{aligned}
 \sin \phi_2 &= |\sin \arg V_{cd} V_{cb}^* V_{tb} V_{td}^*|, \\
 \sin \phi_3 &= |\sin \arg V_{td} V_{tb}^* X_{db}^*|, \\
 \sin \phi_4 &= |\sin \arg X_{db} V_{ub} V_{ud}^*|,
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

y los hemos llamado  $\phi_{1-4}$  para indicar que cuando se añade un isosinglete, la extracción de los ángulos  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  a partir de observables puede sufrir variaciones [74]. Éste no será sin embargo el objeto de nuestro estudio, que se centrará en los efectos de un isosinglete en violación de CP en colisionadores.

### 4.3 VIOLACIÓN DE CP A ALTAS ENERGÍAS

En el ME, los observables de violación de CP en mesones  $B$  no están suprimidos por el factor  $(m_s^2 - m_d^2)$  del invariante (4.3) porque se pueden distinguir los sabores  $d$  y  $s$  (uno puede distinguir entre  $B_d$  y  $B_s$  en el estado inicial y kaones y piones en el estado final). En grandes colisionadores esto ya no es posible, y cualquier observable (de violación de CP o no) debe sumar estados finales con *jets* que pueden corresponder como mínimo a los quarks  $u$ ,  $d$ ,  $s$ , y dependiendo de la energía y la identificación de *charm*, también al quark  $c$ . Además, la gran energía en centro de masas hace que las aproximaciones  $m_{u,d,s} = 0$  o  $m_{u,d,s,c} = 0$  sean buenas. Tenemos entonces que el límite quiral  $m_{u,d,s} = 0$  y el límite quiral extremo  $m_{u,d,s,c} = 0$  que corresponden a considerar a estos quarks con masa nula e indistinguibles (salvo por la carga) tienen significado físico y son los límites adecuados en grandes colisionadores [75].

En la expresión del invariante en (4.3) vemos claramente que en ambos límites se conserva CP en el ME, por tanto en estos límites toda la violación de CP debe tener su origen en nueva física. En efecto, muchas extensiones simples del ME incorporan nuevas fuentes de violación de CP que pueden ser observables en grandes colisionadores



[76]. En esta sección estudiaremos los límites quiral y quiral extremo en el modelo con un isosinglete extra y también en el modelo con cuatro generaciones secuenciales en el que se obtienen resultados muy similares <sup>4</sup>.

### 4.3.1 EL LÍMITE QUIRAL

En el límite quiral  $m_{u,d,s} = 0$  no hay violación de CP en el ME, mientras que para un isosinglete o una familia extra aún hay dos fases físicas que violan CP. La mejor forma de estudiar este límite es sustituir  $m_{u,d,s} = 0$  en las expresiones de los conjuntos completos de invariantes que caracterizan la violación de CP. En el modelo con el isosinglete, los invariantes en (4.8) se reducen a

$$\begin{aligned}
I_1 &= m_t^2 I_t + m_c^2 I_c, \\
I_2 &= m_t^4 I_t + m_c^4 I_c, \\
I_3 &= m_t^6 I_t + m_c^6 I_c + m_t^2 m_c^2 (m_t^2 - m_c^2) m_B^2 m_b^2 (m_B^2 - m_b^2) \text{Im } V_{cb} V_{tb}^* V_{tB} V_{cB}^* + I_7, \\
I_4 &= (m_B^2 X_{BB} + m_b^2 X_{bb}) I_1, \\
I_5 &= (m_B^2 X_{BB} + m_b^2 X_{bb}) I_2, \\
I_6 &= (m_B^2 X_{BB} + m_b^2 X_{bb}) (m_t^6 I_t + m_c^6 I_c) \\
&\quad - m_t^2 m_c^2 (m_t^2 - m_c^2) m_B^2 m_b^2 [m_B^2 m_b^2 (X_{BB} - X_{bb}) \text{Im } V_{cb} V_{tb}^* V_{tB} V_{cB}^* \\
&\quad + (m_B^4 |V_{cB}|^2 - m_b^4 |V_{cb}|^2) \text{Im } V_{tb} X_{bB} V_{tB}^* \\
&\quad - (m_B^4 |V_{tB}|^2 - m_b^4 |V_{tb}|^2) \text{Im } V_{cb} X_{bB} V_{cB}^*], \\
I_7 &= -m_t^2 m_c^2 (m_t^2 - m_c^2) m_B^2 m_b^2 [(m_B^2 X_{BB} - m_b^2 X_{bb}) \text{Im } V_{cb} V_{tb}^* V_{tB} V_{cB}^* \\
&\quad + (m_B^2 |V_{cB}|^2 - m_b^2 |V_{cb}|^2) \text{Im } V_{tb} X_{bB} V_{tB}^* \\
&\quad - (m_B^2 |V_{tB}|^2 - m_b^2 |V_{tb}|^2) \text{Im } V_{cb} X_{bB} V_{cB}^*], \tag{4.12}
\end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned}
I_c &= m_c^2 m_B^2 m_b^2 (m_B^2 - m_b^2) \text{Im } V_{cb} X_{bB} V_{cB}^*, \\
I_t &= m_t^2 m_B^2 m_b^2 (m_B^2 - m_b^2) \text{Im } V_{tb} X_{bB} V_{tB}^*. \tag{4.13}
\end{aligned}$$

<sup>4</sup>Una diferencia entre ambos modelos es que en el modelo con 4 generaciones secuenciales la matriz CKM es una matriz unitaria  $V$  de dimensión  $4 \times 4$  completa (no sólo las 3 primeras filas como en el caso del isosinglete). En el caso de 4 familias llamaremos  $V_{Tq}$  a los elementos de la cuarta fila; en el caso del isosinglete los llamaremos  $V_{4q}$  y cuando nos refiramos a ambos modelos también los llamaremos  $V_{4q}$ . Otra diferencia es que en el modelo de 4 generaciones no existen acoplamientos NCS a nivel árbol. En ambos casos la matriz CKM depende de 6 ángulos de mezcla y tres fases.



Solamente tres partes imaginarias linealmente independientes,  $\text{Im } V_{tb}X_{bB}V_{tB}^*$ ,  $\text{Im } V_{cb}X_{bB}V_{cB}^*$  y  $\text{Im } V_{cb}V_{tb}^*V_{tB}V_{cB}^*$ , intervienen en  $I_{1-7}$ . Su anulación garantiza la conservación de CP en este límite (obviamente suponemos  $m_B > m_b$ ). Análogamente, en el caso de una familia extra, el conjunto completo de 8 invariantes en (C.7) se reduce a

$$\begin{aligned}
I'_1 &= I'_{ct} + I'_{cT} + I'_{tT}, \\
I'_2 &= (m_t^2 + m_c^2)I'_{ct} + (m_T^2 + m_c^2)I'_{cT} + (m_T^2 + m_t^2)I'_{tT}, \\
I'_3 &= (m_t^4 + m_c^4)I'_{ct} + (m_T^4 + m_c^4)I'_{cT} + (m_T^4 + m_t^4)I'_{tT}, \\
I'_4 &= (m_t^6 + m_c^6)I'_{ct} + (m_T^6 + m_c^6)I'_{cT} + (m_T^6 + m_t^6)I'_{tT}, \\
&\quad -m_T^2m_t^2m_c^2(m_t^2 - m_c^2)(m_T^2 - m_c^2)(m_T^2 - m_t^2)m_B^2m_b^2 \\
&\quad \times [(|V_{TB}|^2m_B^2 - |V_{Tb}|^2m_b^2)\text{Im } V_{cb}V_{tb}^*V_{tB}V_{cB}^* \\
&\quad - (|V_{tB}|^2m_B^2 - |V_{tb}|^2m_b^2)\text{Im } V_{cb}V_{Tb}^*V_{TB}V_{cB}^* \\
&\quad + (|V_{cB}|^2m_B^2 - |V_{cb}|^2m_b^2)\text{Im } V_{tb}V_{Tb}^*V_{TB}V_{tB}^*], \\
I'_5 &= (m_B^2 + m_b^2)I'_1, \\
I'_6 &= (m_B^2 + m_b^2)I'_2, \\
I'_7 &= (m_B^4 + m_b^4)I'_1, \\
I'_8 &= (m_B^6 + m_b^6)I'_1,
\end{aligned} \tag{4.14}$$

con

$$\begin{aligned}
I'_{ct} &= -m_t^2m_c^2(m_t^2 - m_c^2)m_B^2m_b^2(m_B^2 - m_b^2)\text{Im } V_{cb}V_{tb}^*V_{tB}V_{cB}^*, \\
I'_{cT} &= -m_T^2m_c^2(m_T^2 - m_c^2)m_B^2m_b^2(m_B^2 - m_b^2)\text{Im } V_{cb}V_{Tb}^*V_{TB}V_{cB}^*, \\
I'_{tT} &= -m_T^2m_t^2(m_T^2 - m_t^2)m_B^2m_b^2(m_B^2 - m_b^2)\text{Im } V_{tb}V_{Tb}^*V_{TB}V_{tB}^*.
\end{aligned} \tag{4.15}$$

Para 4 familias también hay tres partes imaginarias de productos linealmente independientes,  $\text{Im } V_{tb}V_{Tb}^*V_{TB}V_{tB}^*$ ,  $\text{Im } V_{cb}V_{Tb}^*V_{TB}V_{cB}^*$  y  $\text{Im } V_{cb}V_{tb}^*V_{tB}V_{cB}^*$  que intervienen en  $I_{1-8}$ , y cuya anulación garantiza violación de CP, suponiendo implícitamente  $m_T > m_t$ ,  $m_B > m_b$ . Definiendo en ambos casos

$$\begin{aligned}
B_1 &= \text{Im } V_{cb}V_{4b}^*V_{4B}V_{cB}^*, \\
B_2 &= \text{Im } V_{tb}V_{4b}^*V_{4B}V_{tB}^*, \\
B_3 &= \text{Im } V_{cb}V_{tb}^*V_{tB}V_{cB}^*,
\end{aligned} \tag{4.16}$$

se comprueba que  $B_{1-3}$  controlan el tamaño de violación de CP en el límite quiral en los dos modelos (recuérdese que  $X_{\alpha\beta} = -V_{4\alpha}^*V_{4\beta}$ ).



Puede establecerse una relación interesante entre  $B_{1-3}$  y cantidades definidas en la submatriz  $3 \times 3$  de acoplamientos entre quarks ligeros. Definimos

$$\begin{aligned} T_1 &\equiv \text{Im } V_{ud}V_{cd}^*V_{cb}V_{ub}^* + \text{Im } V_{us}V_{cs}^*V_{cb}V_{ub}^* , \\ T_2 &\equiv \text{Im } V_{ud}V_{td}^*V_{tb}V_{ub}^* + \text{Im } V_{us}V_{ts}^*V_{tb}V_{ub}^* , \\ T_3 &\equiv \text{Im } V_{cd}V_{td}^*V_{tb}V_{cb}^* + \text{Im } V_{cs}V_{ts}^*V_{tb}V_{cb}^* , \end{aligned} \quad (4.17)$$

que son idénticamente nulos en el ME según las relaciones (4.6), por lo que podemos considerar a  $T_{1-3}$  como medidas de la unitariedad de la submatriz  $3 \times 3$ . Entonces podemos expresar  $B_{1-3}$  como

$$\begin{aligned} B_1 &\equiv \text{Im } V_{cb}V_{4b}^*V_{4B}V_{cB}^* = T_1 - T_3 , \\ B_2 &\equiv \text{Im } V_{tb}V_{4b}^*V_{4B}V_{tB}^* = T_2 + T_3 , \\ B_3 &\equiv \text{Im } V_{cb}V_{tb}^*V_{tB}V_{cB}^* = T_3 . \end{aligned} \quad (4.18)$$

Estas ecuaciones permiten relacionar los imaginarios que controlan violación de CP en el límite quiral con cantidades que miden la unitariedad de la matriz CKM  $3 \times 3$ . Así, los efectos de un isosinglete pueden verse midiendo  $B_{1-3}$  en procesos de alta energía o a través de la no anulación de  $T_{1-3}$  en procesos de baja energía.

### 4.3.2 EL LÍMITE QUIRAL EXTREMO

En el límite quiral extremo  $m_{u,d,s,c} = 0$  en la matriz CKM hay solamente una fase que viola CP, tanto en el caso de un quark  $B$  extra como en el caso de una generación secuencial ( $T, B$ ). En el modelo con el isosinglete, sustituyendo  $m_{u,d,s,c} = 0$  en los invariantes (4.8) se obtiene

$$\begin{aligned} I_1 &= m_t^2 m_B^2 m_b^2 (m_B^2 - m_b^2) \text{Im } V_{tb} X_{bB} V_{tB}^* , \\ I_2 &= m_t^2 I_1 , \\ I_3 &= m_t^4 I_1 , \\ I_4 &= (m_B^2 X_{BB} + m_b^2 X_{bb}) I_1 , \\ I_5 &= m_t^2 I_4 , \\ I_6 &= m_t^4 I_4 , \\ I_7 &= 0 . \end{aligned} \quad (4.19)$$

En este límite CP se conserva si, y sólo si,  $\text{Im } V_{tb} X_{bB} V_{tB}^* = 0$  (con  $m_B > m_b$  como antes). Así, todos los observables de violación de CP son proporcionales a esta cantidad,



que da el tamaño de la violación de CP. Este límite es útil para estudiar por ejemplo procesos de bariogénesis en modelos con un isosinglete extra [77].

De forma similar, para 4 familias los 8 invariantes que caracterizan violación de CP se reducen a

$$\begin{aligned}
I'_1 &= -m_T^2 m_t^2 (m_T^2 - m_t^2) m_B^2 m_b^2 (m_B^2 - m_b^2) \text{Im } V_{tb} V_{Tb}^* V_{TB} V_{tB}^*, \\
I'_2 &= (m_T^2 + m_t^2) I'_1, \\
I'_3 &= (m_T^4 + m_t^4) I'_1, \\
I'_4 &= (m_T^6 + m_t^6) I'_1, \\
I'_5 &= (m_B^2 + m_b^2) I'_1, \\
I'_6 &= (m_B^2 + m_b^2) I'_2, \\
I'_7 &= (m_B^4 + m_b^4) I'_1, \\
I'_8 &= (m_B^6 + m_b^6) I'_1,
\end{aligned} \tag{4.20}$$

y CP se conserva si, y sólo si,  $\text{Im } V_{tb} V_{Tb}^* V_{TB} V_{tB}^* = 0$ , con las suposiciones implícitas  $m_T > m_t$ ,  $m_B > m_b$ . Vemos que en ambos casos solamente sobrevive  $B_2$ , que controla el tamaño de violación de CP en el límite  $m_{u,d,s,c} = 0$  en los dos modelos.

### 4.3.3 RESTRICCIONES EXPERIMENTALES SOBRE $B_{1-3}$

Los observables de violación de CP en el límite quiral son proporcionales a  $B_{1-3}$ . Para obtener límites sobre estas cantidades deberemos distinguir entre el caso de una cuarta familia y el caso de un isosinglete. En ambos casos usamos las medidas experimentales en la tabla 2.1 tomando como límites inferiores y superiores los dados por 1.64 desviaciones estándar. Estos valores, junto con la unitariedad de la matriz  $V$  de dimensión  $4 \times 4$ , dan los límites superiores en la tabla 2.2 (los límites para  $V_{td}$  y  $V_{ts}$  son los mismos que para  $V_{4d}$  y  $V_{4s}$  respectivamente). Además consideraremos siempre  $V_{tb} \geq 0.8$ . Nuestra estrategia será obtener primero cotas rigurosas sobre  $B_{1-3}$  usando estos límites, y comprobar después que se pueden escribir matrices unitarias  $4 \times 4$  que los saturan parcialmente y cumplen a la vez todas las restricciones experimentales. Es importante tener en cuenta que los límites en  $B_{1-3}$  serán conservadores, en tanto los obtendremos suponiendo *simultáneamente* variaciones de  $1.64\sigma$  en los elementos de matriz de la tabla 2.1 y usando las cotas de la tabla 2.2 que tienen un nivel de confianza del 90%, por tanto no se puede esperar saturarlos completamente en ningún ejemplo explícito.



Los límites en las tablas 2.1 y 2.2 implican, usando también  $|V_{tb}V_{tB}| \leq 1/2$ ,

$$\begin{aligned} |\text{Im } V_{ub}V_{cb}^*V_{cB}V_{uB}^*| &\leq |V_{ub}||V_{cb}||V_{cB}||V_{uB}| \leq 9.6 \times 10^{-6}, \\ |\text{Im } V_{ub}V_{tb}^*V_{tB}V_{uB}^*| &\leq |V_{ub}||V_{tb}||V_{tB}||V_{uB}| \leq 1.8 \times 10^{-4}, \\ |\text{Im } V_{cb}V_{tb}^*V_{tB}V_{cB}^*| &\leq |V_{cb}||V_{tb}||V_{tB}||V_{cB}| \leq 1.3 \times 10^{-2}. \end{aligned} \quad (4.21)$$

Entonces, usando unitariedad y la desigualdad triangular, se obtiene

$$\begin{aligned} |B_1| &= |\text{Im } V_{ub}V_{cb}^*V_{cB}V_{uB}^* - \text{Im } V_{cb}V_{tb}^*V_{tB}V_{cB}^*| \leq 1.3 \times 10^{-2}, \\ |B_2| &= |\text{Im } V_{ub}V_{tb}^*V_{tB}V_{uB}^* + \text{Im } V_{cb}V_{tb}^*V_{tB}V_{cB}^*| \leq 1.3 \times 10^{-2}, \\ |B_3| &= |\text{Im } V_{cb}V_{tb}^*V_{tB}V_{cB}^*| \leq 1.3 \times 10^{-2}, \end{aligned} \quad (4.22)$$

que son cotas válidas para una cuarta familia. Estas cotas se saturan al 75% con la matriz unitaria

$$|V| = \begin{pmatrix} 0.9739 & 0.2161 & 0.0042 & 0.070 \\ 0.218 & 0.80 & 0.0415 & 0.55 \\ 0.033 & 0.32 & 0.81 & 0.48 \\ 0.055 & 0.46 & 0.58 & 0.67 \end{pmatrix}, \quad (4.23)$$

$$\arg V = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1.49 & -1.49 & 0 & -1.49 \\ -0.0767 & 0.182 & 0 & 0.302 \\ 0.351 & 0.309 & 0 & 0.245 \end{pmatrix}, \quad (4.24)$$

para la cual  $|B_1| = 9.71 \times 10^{-3}$ ,  $|B_2| = 9.75 \times 10^{-3}$ ,  $|B_3| = 9.71 \times 10^{-3}$ .

En el caso del isosinglete hay restricciones extra dadas por la ausencia de corrientes NCS,  $|X_{ds}| = |V_{4d}V_{4s}| \leq 4.1 \times 10^{-5}$ ,  $|X_{db}| = |V_{4d}V_{4b}| \leq 1.1 \times 10^{-3}$ ,  $|X_{sb}| = |V_{4s}V_{4b}| \leq 1.9 \times 10^{-3}$  en la tabla 2.6. Usando estos límites y la desigualdad triangular se obtiene

$$\begin{aligned} |\text{Im } V_{ub}V_{4b}^*V_{4B}V_{uB}^*| &= |\text{Im } V_{ud}V_{4d}^*V_{4b}V_{ub}^* + \text{Im } V_{us}V_{4s}^*V_{4b}V_{ub}^*| \leq 6.9 \times 10^{-6}, \\ |\text{Im } V_{cb}V_{4b}^*V_{4B}V_{cB}^*| &= |\text{Im } V_{cd}V_{4d}^*V_{4b}V_{cb}^* + \text{Im } V_{cs}V_{4s}^*V_{4b}V_{cb}^*| \leq 9.2 \times 10^{-5}, \end{aligned} \quad (4.25)$$

que junto con el límite general  $|\text{Im } V_{ub}V_{cb}^*V_{cB}V_{uB}^*| \leq 9.6 \times 10^{-6}$  permiten obtener

$$\begin{aligned} |B_1| &= |\text{Im } V_{cb}V_{4b}^*V_{4B}V_{cB}^*| \leq 9.2 \times 10^{-5}, \\ |B_2| &= |\text{Im } V_{ub}V_{4b}^*V_{4B}V_{uB}^* + \text{Im } V_{cb}V_{4b}^*V_{4B}V_{cB}^*| \leq 9.9 \times 10^{-5}, \\ |B_3| &= |\text{Im } V_{ub}V_{cb}^*V_{cB}V_{uB}^* + \text{Im } V_{cb}V_{4b}^*V_{4B}V_{cB}^*| \leq 1.0 \times 10^{-4}. \end{aligned} \quad (4.26)$$



Estos son los límites para un isosinglete extra, que se saturan al 75% con la matriz

$$|V| = \begin{pmatrix} 0.9751 & 0.2218 & 0.0028 & 0.0082 \\ 0.222 & 0.97 & 0.0423 & 0.040 \\ 0.0067 & 0.041 & 0.998 & 0.0457 \\ 0.00098 & 0.041 & 0.045 & 0.998 \end{pmatrix}, \quad (4.27)$$

$$\arg V = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ -0.216 & -0.216 & 0 & -0.179 \\ -0.297 & -0.169 & 0 & -1.50 \\ 1.56 & -1.53 & 0 & -1.54 \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

para la cual  $|B_1| = |B_2| = |B_3| = 4.0 \times 10^{-5}$ . En esta matriz se exige también  $V_{4b} < 0.05$  para ajustar el valor experimental de  $R_b$  (el valor medido de  $A_{FB}^{0,b}$  está a  $2\sigma$  del valor predicho en el ME y no puede ajustarse mejor con un isosinglete extra).

#### 4.4 OBSERVABLES DE VIOLACIÓN DE CP A ALTA ENERGÍA

La violación de CP a alta energía en el límite quiral puede verse en procesos que involucren el nuevo quark  $B$ , tanto en su producción como en procesos a un bucle. Claramente, en procesos de producción es más interesante observar el nuevo quark que observar la violación de CP asociada a su producción, por eso en esta sección mencionaremos solamente un proceso a un bucle que ya hemos visto anteriormente, el proceso  $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$  de la figura 4.3.

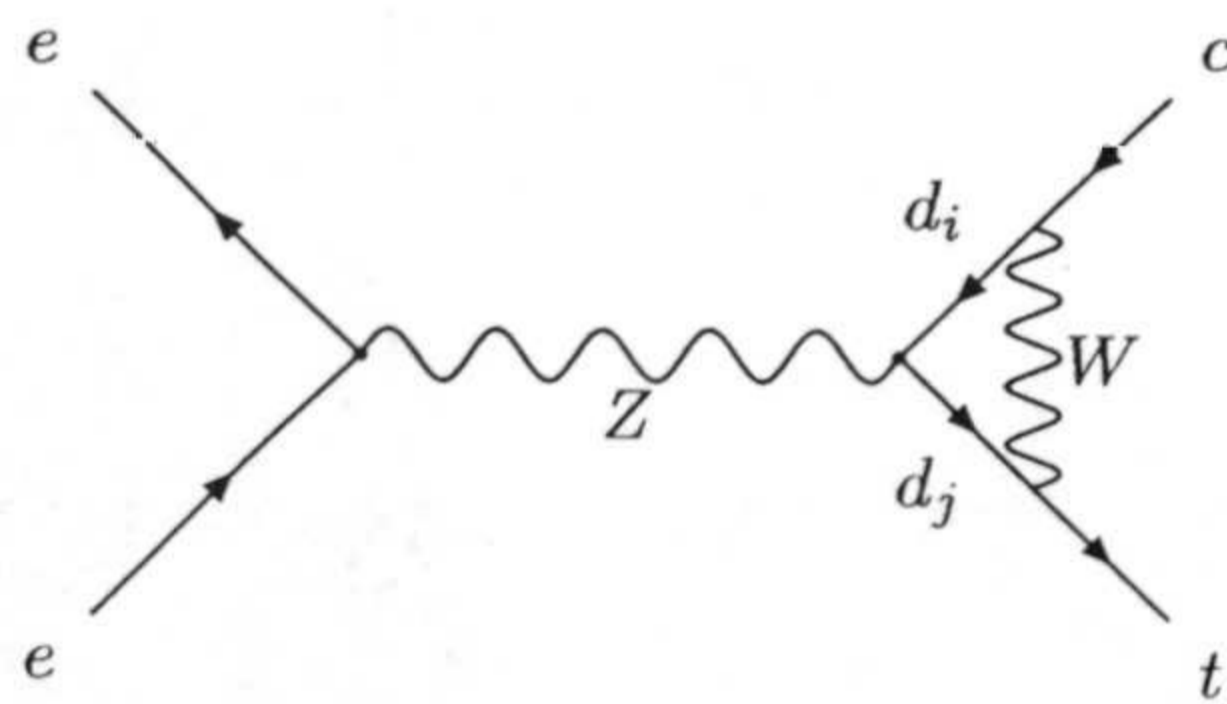


Figura 4.3: Diagramas de Feynman para el proceso  $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$  a un bucle con un isosinglete *down*.

Este proceso ha sido estudiado para proporcionar cotas a los acoplamientos anómalos



$Ztc$  (ver sección 3.1 y figura 3.1) que pueden surgir cuando extendemos el ME con un isosinglete  $up$ . Sin embargo, la adición de un isosinglete  $down$  también afecta a la producción de  $t\bar{c}$ . Como ya se dijo anteriormente, el vértice efectivo  $Ztc$  inducido a un bucle es muy pequeño en el ME debido a la cancelación por el mecanismo de GIM. Esta cancelación se produce al ser las masas de los quarks  $d_i, d_j, i = j = 1, 2, 3$  que intervienen en el bucle muy pequeñas comparadas con la escala de energía del proceso, típicamente la masa del  $top$ . Un nuevo autoestado de masa  $m_B > m_t$  rompe esta cancelación y por tanto debe conducir a un incremento en la sección eficaz, con lo que este proceso podría ser observable si el fondo no es demasiado grande <sup>5</sup>. Si esta señal es observable, se podría también quizás observar violación de CP en la producción de  $t\bar{c}$ . Dependiendo de  $m_B$ , alguno de los quarks  $B$  en el diagrama de la figura 4.3 puede estar sobre la capa de masas, y esto nos proporciona la otra fase necesaria para la interferencia entre las amplitudes [78].

---

<sup>5</sup>El principal fondo de esta señal es la producción de  $W^+W^-$ , con una  $W$  al menos desintegrándose hadrónicamente. La producción de  $b$  en el fondo está suprimida por el ángulo de mezcla  $|V_{cb}|^2$  y es pequeña, por lo que si exigimos un  $b$  en el estado final, el tamaño del fondo viene dado por el factor de supresión para quarks no  $b$ .







## CAPÍTULO 5

### CONCLUSIONES

En este trabajo hemos investigado los efectos más sobresalientes de la mezcla de quarks exóticos (cuyas componentes levógiras y dextrógiras transforman igual bajo  $SU(2)_L$ ) con los quarks conocidos, y que sean observables en grandes colisionadores.

Hemos demostrado que los acoplamientos neutros del quark *top* con el bosón *Z* pueden ser grandes en modelos realistas [27] y que los grandes colisionadores hadrónicos podrán medirlos con precisión en los procesos de producción de un único quark *top* asociado a un bosón *Z* o un fotón [47, 48]. La precisión final que se espera es del 1% en LHC, que es la mejor posible a menos que se construya una factoría mayor de quarks *top*, dado que al desintegrarse éste antes de producir estados ligados duraderos no pueden medirse estos acoplamientos en desintegraciones o mezclas de hadrones con quarks *top* ligados.

También hemos estudiado las nuevas fuentes de violación de CP asociadas a la existencia de esos nuevos quarks exóticos cerca de la escala electrodébil y con mezcla pequeña con el quark *bottom* como requieren los datos experimentales [75]. Aunque los efectos de violación de CP observables en grandes colisionadores son en estos modelos extendidos mucho mayores que en el Modelo Estándar, su detección es difícil en cualquier caso.







## APÉNDICE A

# TRATAMIENTO ESTADÍSTICO DE CANTIDADES NO FÍSICAS

La obtención de resultados a partir de cantidades cuya medida experimental cae fuera de su rango físico de variación es problemático, y requiere una aplicación cuidadosa del cálculo estadístico. Tomemos el ejemplo más sencillo de una variable  $x$  con distribución gaussiana normalizada ( $\sigma = 1$ ), que está restringida a ser positiva y para la que, sin embargo, el valor obtenido experimentalmente  $x_{\text{exp}} = -0.5 \pm 1$  es negativo <sup>1</sup> como se representa en la figura A.1.

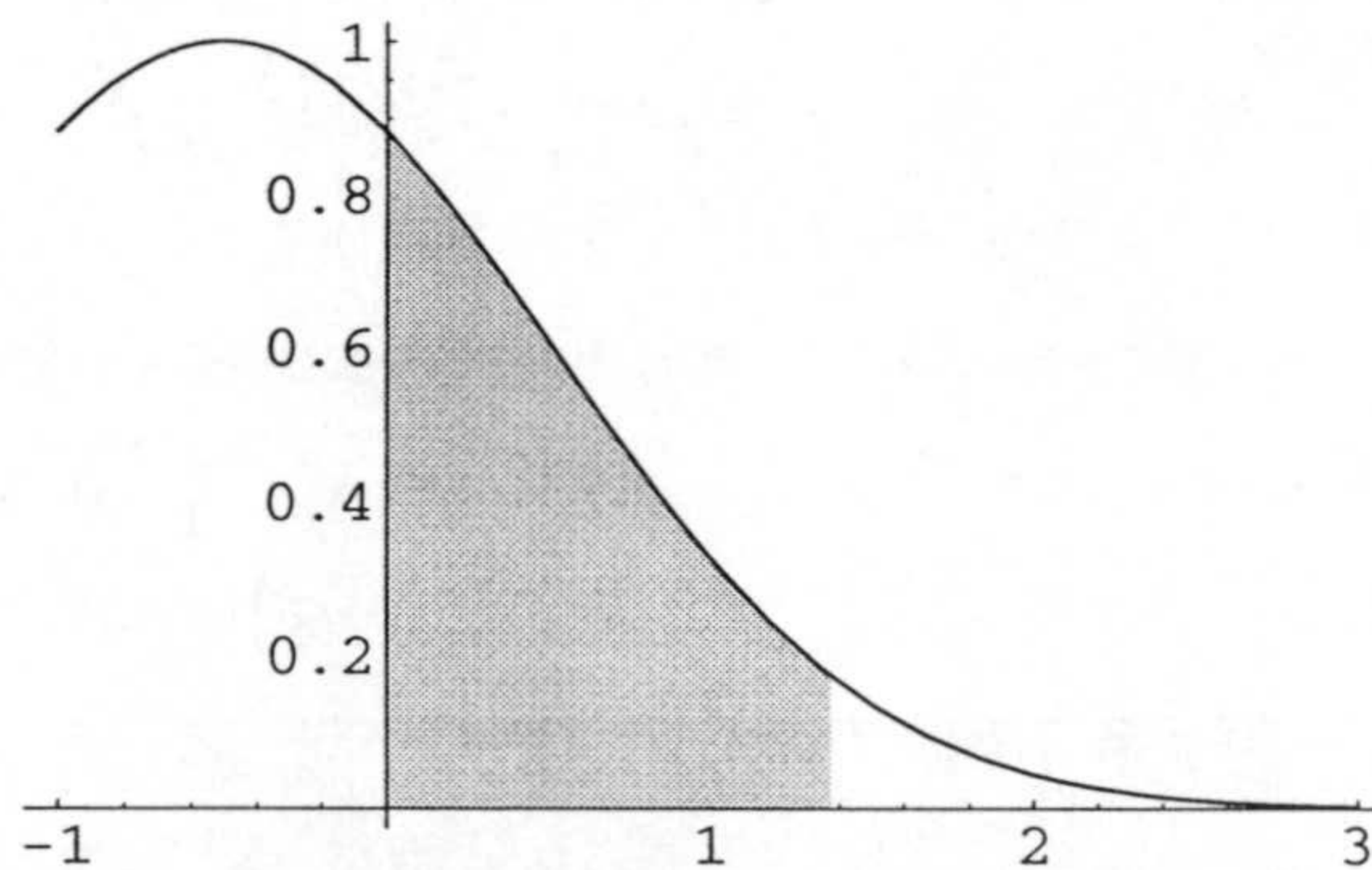
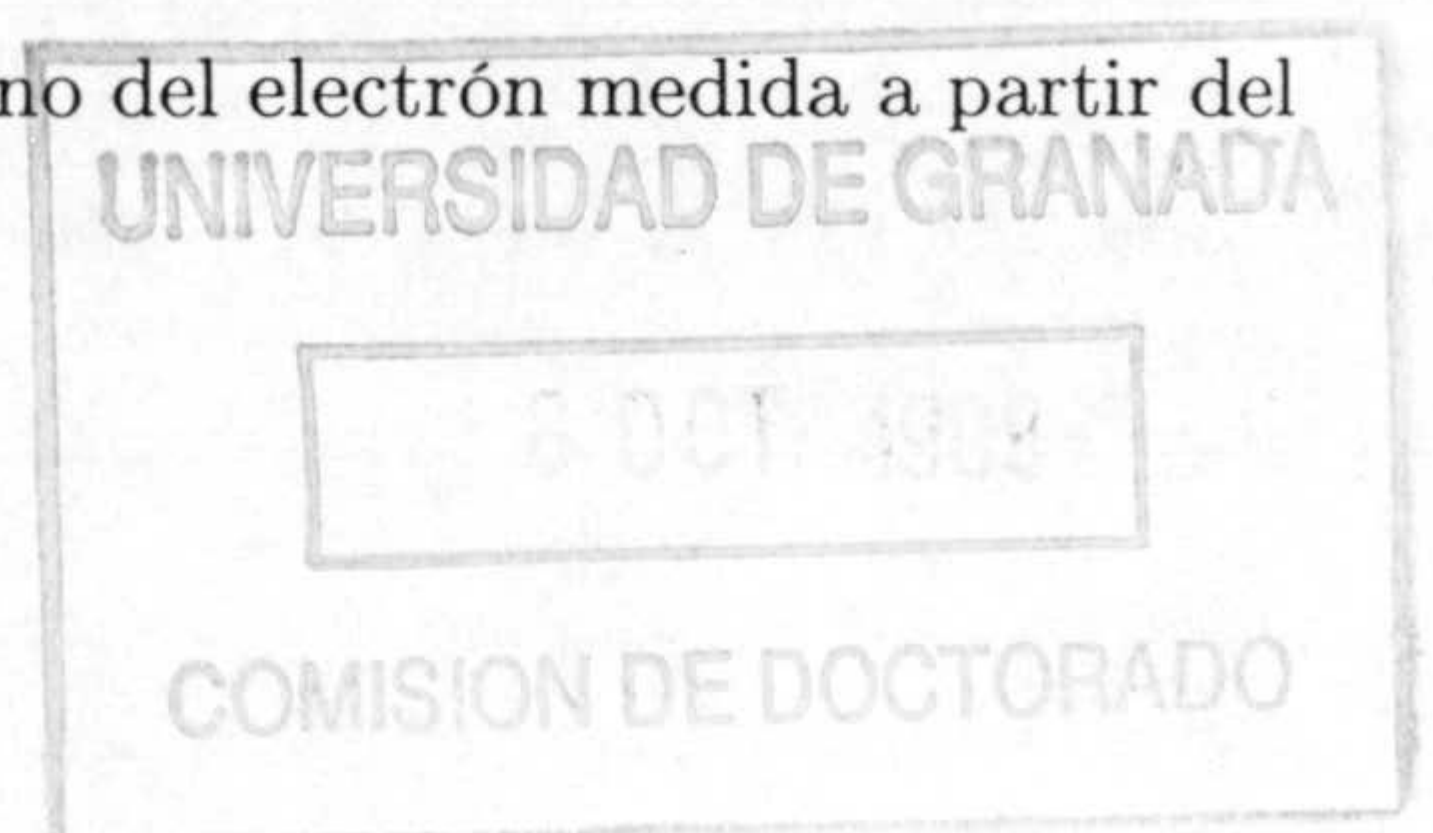


Figura A.1: Distribución gaussiana para una variable con desviación estándar  $\sigma = 1$  centrada en  $x_{\text{exp}} = -0.5$ . El área sombreada  $x \leq 1.37$  corresponde al 90% del área total bajo la curva en el intervalo físico  $[0, \infty]$ .

<sup>1</sup>Éste es el caso, por ejemplo, de la masa al cuadrado del neutrino del electrón medida a partir del punto final en las desintegraciones  $\beta$ .





A pesar de lo que pudiera parecer, esta medida experimental no es inútil, y se pueden definir límites superiores en  $x$  con cualquier nivel de confianza. En este caso, el límite superior con un nivel de confianza del 90% lo definiremos como el valor  $x_0$  tal que el área en el intervalo  $[0, x_0]$  es el 90% del área total en la zona física  $[0, \infty]$ , y corresponde al área sombreada en la figura, con  $x_0 = 1.37$ <sup>2</sup>. Así pues, nuestra medida experimental  $x_{\text{exp}} = -0.5 \pm 1$  nos da el límite superior  $x \leq 1.37$  con un nivel de confianza del 90% mediante esta sencilla construcción.

El caso de interés que nos ocupa, la aplicación de las desigualdades (2.19,2.18) es más complejo pero el procedimiento es el mismo. El problema numérico que queremos resolver es: Dados unos valores de  $R_b$ ,  $R_c$ ,  $A_{\text{FB}}^{0,b}$ ,  $A_{\text{FB}}^{0,c}$ , de los que se pueden extraer los acoplamientos diagonales de los quarks *bottom* y *charm*  $X_{bb}^{L,R}$ ,  $X_{cc}^{L,R}$ , y dados los acoplamientos  $X_{uu}^{L,R}$ ,  $X_{dd}^{L,R}$  extraídos de la referencia [3], ¿cuáles son las cotas que dan las desigualdades (2.19,2.18) sobre los acoplamientos no diagonales  $X_{ct}^L \dots$  con un nivel de confianza del 90%?

Para resolver el problema, resolveremos primero: Dados  $R_b$ ,  $R_c$ , ... y unas cotas propuestas  $X_{ct}^{L0}$ , etc. ¿cuál es el nivel de confianza con el que  $X_{ct}^L \leq X_{ct}^{L0}$ , ...? Una vez resuelto este problema, variando las cotas propuestas  $X_{ct}^{L0}$ , etc., obtendremos las cotas con un nivel de confianza del 90%. La resolución numérica se hace mediante un Monte Carlo que consta de tres pasos:

1. En primer lugar generamos valores aleatorios con distribución uniforme para  $R_b$ ,  $R_c$ ,  $A_{\text{FB}}^{0,b}$  y  $A_{\text{FB}}^{0,c}$ , usando el generador `ran2` en [79]. Después elegimos o rechazamos este conjunto de valores según su probabilidad gaussiana, usando la matriz de correlación en [30]. Este procedimiento nos da valores aleatorios con distribución gaussiana correlacionada para  $R_b$ ,  $R_c$ ,  $A_{\text{FB}}^{0,b}$  y  $A_{\text{FB}}^{0,c}$ . Con estos datos calculamos las constantes de acoplamiento  $X_{cc}^{L,R}$ ,  $X_{bb}^{L,R}$ , y si alguna de ellas no está dentro de la zona física volvemos a empezar de nuevo.
2. En segundo lugar, generamos valores para  $X_{uu}^{L,R}$ ,  $X_{dd}^{L,R}$  con distribución gaussiana no correlacionada, usando la subrutina `GAUSS(pull)` que genera valores aleatorios en el intervalo  $[-\text{pull}, \text{pull}]$  con probabilidad gaussiana normalizada a  $\sigma = 1$ . De estos valores rechazamos aquellos que son no físicos y, en su caso, los generamos de nuevo.

<sup>2</sup>Otra posibilidad sería por ejemplo mover el valor  $x_{\text{exp}}$  a la zona física (hacer  $x_{\text{exp}} = 0$ ) y proceder de la misma forma. Así se obtienen los límites indicados entre paréntesis en la tabla 2.6



3. En tercer lugar, aplicamos las desigualdades (2.19,2.18) a los acoplamientos diagonales generados aleatoriamente para calcular los acoplamientos no diagonales, y los comparamos para ver si son menores que las cotas propuestas.

Repitiendo los pasos 1 – 3 con diferentes valores aleatorios, calculamos la fracción de acoplamientos no diagonales que es menor que las cotas propuestas. Variando los valores de estas cotas propuestas se encuentran las cotas con un nivel de confianza del 90%. A pesar de su aparente complejidad, este algoritmo es muy fácil de implementar en FORTRAN, por ejemplo mediante el programa que se detalla al final de este apéndice.

La obtención de cotas con un nivel de confianza del 90% sobre los posibles elementos nuevos de la matriz CKM se hace con un procedimiento completamente análogo. Primero se proponen unas cotas para  $V_{u4}$ ,  $V_{c4}$ ,  $V_{4d}$ ,  $V_{4s}$ , después:

1. Se generan valores aleatorios con probabilidad gaussiana para los elementos de matriz en la tabla 2.1 y se comprueba que son consistentes con unitariedad; de lo contrario se generan de nuevo.
2. Se hallan los módulos de  $V_{u4}$ ,  $V_{c4}$ ,  $V_{4d}$ ,  $V_{4s}$  usando unitariedad y se comparan con las cotas

Repitiendo estos dos pasos se halla la fracción de elementos de matriz  $V_{u4}$ ,  $V_{c4}$ ,  $V_{4d}$ ,  $V_{4s}$  menores que las cotas propuestas, y así el nivel de confianza de éstas.



## PROGRAM COTAS

C Usa las subrutinas ran2 del 'Numerical Recipes' y GAUSS

```
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
COMMON /ranno/ idum
```

C PARAMETROS PARA CORRER EL PROGRAMA

```
pull=3d0           ! Máxima desviación permitida
inumtot=1000      ! Número total de puntos del Monte Carlo
```

```
XLuc0=0.0325d0    ! Cotas propuestas
XRuc0=0.0178d0
XLtu0=0.2815d0
XRtu0=0.139d0
XLtc0=0.143d0
XRtc0=0.1628d0
XLds0=0.135d0
XRds0=0.615d0
XLdb0=0.008d0
XRdb0=0.0595d0
XLsb0=0.0755d0
XRsb0=0.124d0
```

C PARAMETROS FIJOS

```
pi=2d0*dasin(1d0)
sW2=0.2315d0
rkc=(1d0-4d0/3d0*sW2)**2+(4d0/3d0*sW2)**2 ! Constantes de
rkb=(1d0-2d0/3d0*sW2)**2+(2d0/3d0*sW2)**2 ! acoplamiento en el ME
ec=(1d0-4d0/3d0*sW2)**2-(4d0/3d0*sW2)**2
eb=(1d0-2d0/3d0*sW2)**2-(2d0/3d0*sW2)**2
```

```
RBm=0.21656d0     ! Valores experimentales de R_b, R_c
RCm=0.1735d0
ABm=0.099d0       ! y las asimetrías
ACm=0.0709d0
sRB=0.00074d0     ! Errores de R_b, R_c
sRC=0.0044d0
sAB=0.0021d0      ! y de las asimetrías
sAC=0.0044d0
```

```
RB0=0.2158d0     ! Predicciones del ME
```



```
RC0=0.1723d0
AB0=0.1031d0
AC0=0.0736d0
```

```
CLu=0.656d0
CRu=-0.358d0
CLd=-0.880d0
CRd=-0.054d0
sCLu=0.032d0
sCRu=0.026d0
sCLd=0.022d0
sCRd=0.125d0
```

```
! Constantes de acoplamiento para
! los quarks u,d [PDB]
```

```
! Errores [PDB]
```

```
C   CONTADORES
```

```
inumLuc=0
inumRuc=0
inumLtu=0
inumRtu=0
inumLtc=0
inumRtc=0
inumLds=0
inumRds=0
inumLdb=0
inumRdb=0
inumLsb=0
inumRsb=0
```

```
C   BUCLE PRINCIPAL
```

```
DO 100 it=1,inumtot
```

```
C   Generacion aleatoria de valores para RB, RC, AB, AC
C   con probabilidad gaussiana correlacionada
```

```
1   RB=pull*sRB*(2d0*ran2(idum)-1d0)
    RC=pull*sRC*(2d0*ran2(idum)-1d0)
    AB=pull*sAB*(2d0*ran2(idum)-1d0)
    AC=pull*sAC*(2d0*ran2(idum)-1d0)
    prob=exp(-9601.d0*RB**2 - 2*3533.38d0*RB*RC - 2*817.652d0*RB*AB +
+2*91.0037d0*RB*AC - 27336.7d0*RC**2 + 2*1940.88d0*RC*AB -
+2*2188.51d0*RC*AC - 115590.d0*AB**2 + 2*7354.63d0*AB*AC -
+26460.9*AC**2)
    prob2=ran2(idum)
```



```

if (prob .LT. prob2) GO TO 1
RB=RB+RBm
RC=RC+RCm
AB=AB+ABm
AC=AC+ACm

```

C Cálculo de las constantes de acoplamiento diagonales  
C a partir de RB, RC

```

xc=(RC0*(1d0-RB)-RC*(1d0-RB0))/(RC0*(1d0-RC0-RB0))
xb=(RB0*(1d0-RC)-RB*(1d0-RC0))/(RB0*(1d0-RC0-RB0))
XLcc=sqrt((1d0-xc)*(rkc+ec*AC/AC0)/2d0)+4d0/3d0*sW2
XRcc=-sqrt((1d0-xc)*(rkc-ec*AC/AC0)/2d0)+4d0/3d0*sW2
XLbb=sqrt((1d0-xb)*(rkb+eb*AB/AB0)/2d0)+2d0/3d0*(sW2+0.0014)
XRbb=-sqrt((1d0-xb)*(rkb-eb*AB/AB0)/2d0)+2d0/3d0*(sW2+0.0014)

```

C Si están fuera de la zona física, volver a intentarlo

```

IF ((XLcc .GT. 1d0) .OR. (XRcc .LT. 0d0) .OR.
.(XLbb .GT. 1d0) .OR. (XRbb .LT. 0d0)) GO TO 1

```

C Generación aleatoria de valores para las constantes de  
C acoplamiento diagonales de los quarks u,d con probabilidad  
C gaussiana y comprobación de que se encuentran en la zona física

C Se usa la subrutina GAUSS(pull) que genera un numero aleatorio  
C entre -pull y pull con probabilidad gaussiana  
C normalizada a sigma=1

```

2 XLdd=-(CLd+sCLd*GAUSS(pull))+2d0/3d0*sW2
IF (XLdd .GT. 1d0) GO TO 2
3 XRdd=-(CRd+sCRd*GAUSS(pull))+2d0/3d0*sW2
IF (XRdd .LT. 0d0) GO TO 3
4 XLuu=(CLu+sCLu*GAUSS(pull))+4d0/3d0*sW2
IF (XLuu .GT. 1d0) GO TO 4
5 XRuu=(CRu+sCRu*GAUSS(pull))+4d0/3d0*sW2
IF (XRuu .LT. 0d0) GO TO 5

```

C Aplicación de las desigualdades para el cálculo de las cotas

```

XLuc=sqrt((1d0-XLuu)*(1d0-XLcc))
XRuc=sqrt(XRuu*XRcc)
XLtu=sqrt(1d0*(1d0-XLuu))
XRtu=sqrt(1d0*XRuu)

```



```

XLtc=sqrt(1d0*(1d0-XLcc))
XRtc=sqrt(1d0*XRcc)
XLds=sqrt((1d0-XLdd)*1d0)
XRds=sqrt(XRdd*1d0)
XLdb=sqrt((1d0-XLdd)*(1d0-XLbb))
XRdb=sqrt(XRdd*XRbb)
XLsb=sqrt(1d0*(1d0-XLbb))
XRsb=sqrt(1d0*XRbb)

```

C Comparación con las cotas propuestas

```

IF (XLuc .LT. XLuc0) inumLuc=inumLuc+1
IF (XRuc .LT. XRuc0) inumRuc=inumRuc+1
IF (XLtu .LT. XLtu0) inumLtu=inumLtu+1
IF (XRtu .LT. XRtu0) inumRtu=inumRtu+1
IF (XLtc .LT. XLtc0) inumLtc=inumLtc+1
IF (XRtc .LT. XRtc0) inumRtc=inumRtc+1
IF (XLds .LT. XLds0) inumLds=inumLds+1
IF (XRds .LT. XRds0) inumRds=inumRds+1
IF (XLdb .LT. XLdb0) inumLdb=inumLdb+1
IF (XRdb .LT. XRdb0) inumRdb=inumRdb+1
IF (XLsb .LT. XLsb0) inumLsb=inumLsb+1
IF (XRsb .LT. XRsb0) inumRsb=inumRsb+1

```

100 CONTINUE

C Fracciones de puntos menores que las cotas propuestas

```

print *, 'TOTAL = ', inumtot, ' puntos'
print *, 'XLuc < ', XLuc0, ' ', 100*float(inumLuc)/float(inumtot), '%'
print *, 'XRuc < ', XRuc0, ' ', 100*float(inumRuc)/float(inumtot), '%'
print *, 'XLtu < ', XLtu0, ' ', 100*float(inumLtu)/float(inumtot), '%'
print *, 'XRtu < ', XRtu0, ' ', 100*float(inumRtu)/float(inumtot), '%'
print *, 'XLtc < ', XLtc0, ' ', 100*float(inumLtc)/float(inumtot), '%'
print *, 'XRtc < ', XRtc0, ' ', 100*float(inumRtc)/float(inumtot), '%'
print *, 'XLds < ', XLds0, ' ', 100*float(inumLds)/float(inumtot), '%'
print *, 'XRds < ', XRds0, ' ', 100*float(inumRds)/float(inumtot), '%'
print *, 'XLdb < ', XLdb0, ' ', 100*float(inumLdb)/float(inumtot), '%'
print *, 'XRdb < ', XRdb0, ' ', 100*float(inumRdb)/float(inumtot), '%'
print *, 'XLsb < ', XLsb0, ' ', 100*float(inumLsb)/float(inumtot), '%'
print *, 'XRsb < ', XRsb0, ' ', 100*float(inumRsb)/float(inumtot), '%'
STOP
END

```



```
DOUBLE PRECISION FUNCTION GAUSS(pull)
REAL*8 pi,gauss,pull,prob,prob2
COMMON /ranno/ idum
pi=2.d0*dasin(1.0d0)
1 gauss=pull*(2*ran2(idum)-1d0)
prob=EXP(-gauss**2/2d0)
prob2=ran2(idum)
IF (prob .LT. prob2) GO TO 1
RETURN
END
```



## APÉNDICE B

### PROCESOS DE POISSON CON FONDO

El análisis estadístico de procesos de Poisson con fondo es un problema que merece un estudio detallado, más profundo que el que se realizará en este apéndice. La construcción clásica de intervalos de confianza [80] puede en algunos casos ‘patológicos’ dar como resultado el conjunto vacío, por ejemplo cuando el número observado de sucesos es menor que el fondo esperado. Para solucionar estos problemas, en la referencia [81] se usa la definición original de Neyman de ‘intervalos de confianza’ [82] para construir los intervalos de forma que en cualquier caso el intervalo obtenido sea no nulo. En lo que sigue explicaremos paso a paso la construcción de los intervalos de confianza según la referencia [80].

En el caso que nos ocupa el observable es el número total de sucesos  $n$ , que consiste de sucesos de señal, con media  $\mu$ , y sucesos de fondo, con media conocida  $b$ . La probabilidad de medir  $n$  sucesos viene dada por la fórmula de Poisson

$$P(n|\mu) = \frac{(\mu + b)^n e^{-(\mu+b)}}{n!}. \quad (\text{B.1})$$

Tomando un valor de  $b$  fijo, para cada valor de  $\mu$  se elige un intervalo  $[n_1, n_2]$  tal que la probabilidad de obtener un resultado entre  $n_1$  y  $n_2$  sea mayor o igual que  $\alpha$ , el nivel de confianza de nuestros intervalos <sup>1</sup>:

$$P(n \in [n_1, n_2]|\mu) \geq \alpha. \quad (\text{B.2})$$

La elección de los intervalos  $[n_1, n_2]$  no es única, y de ella depende el resultado. Por ejemplo, para obtener los límites superiores tradicionales se elige  $n_2 = \infty$ ,  $P(n \leq$

---

<sup>1</sup>En el caso de una variable continua  $x$ , la fórmula a aplicar es  $P(x \in [x_1, x_2]|\mu) = \alpha$ , pero para una variable discreta  $n$  no es posible obtener la igualdad, que se reemplaza por una desigualdad.



$n_1|\mu) \leq 1 - \alpha$ . En la ref. [81] se elige un nuevo principio de ordenación para la elección de los intervalos. Recordemos que hemos fijado  $b$  y  $\mu$ , y pretendemos obtener un intervalo  $[n_1, n_2]$  tal que la probabilidad de obtener  $n \in [n_1, n_2]$  sea mayor o igual que  $\alpha$ . Para cada valor de  $n$  definimos  $\mu_{\text{mejor}}$  como el valor de  $\mu$  que maximiza  $P(n|\mu)$  dada por la fórmula (B.1) y calculamos el cociente

$$R(n) = \frac{P(n|\mu)}{P(n|\mu_{\text{mejor}}(n))}, \quad (\text{B.3})$$

que es la cantidad en que se basa el principio de ordenación. En general, se eligen los valores  $n$  de mayor a menor  $R(n)$ , en número necesario para que sumen una probabilidad total mayor que  $\alpha$ , y así se obtiene el intervalo  $[n_1, n_2]$ .

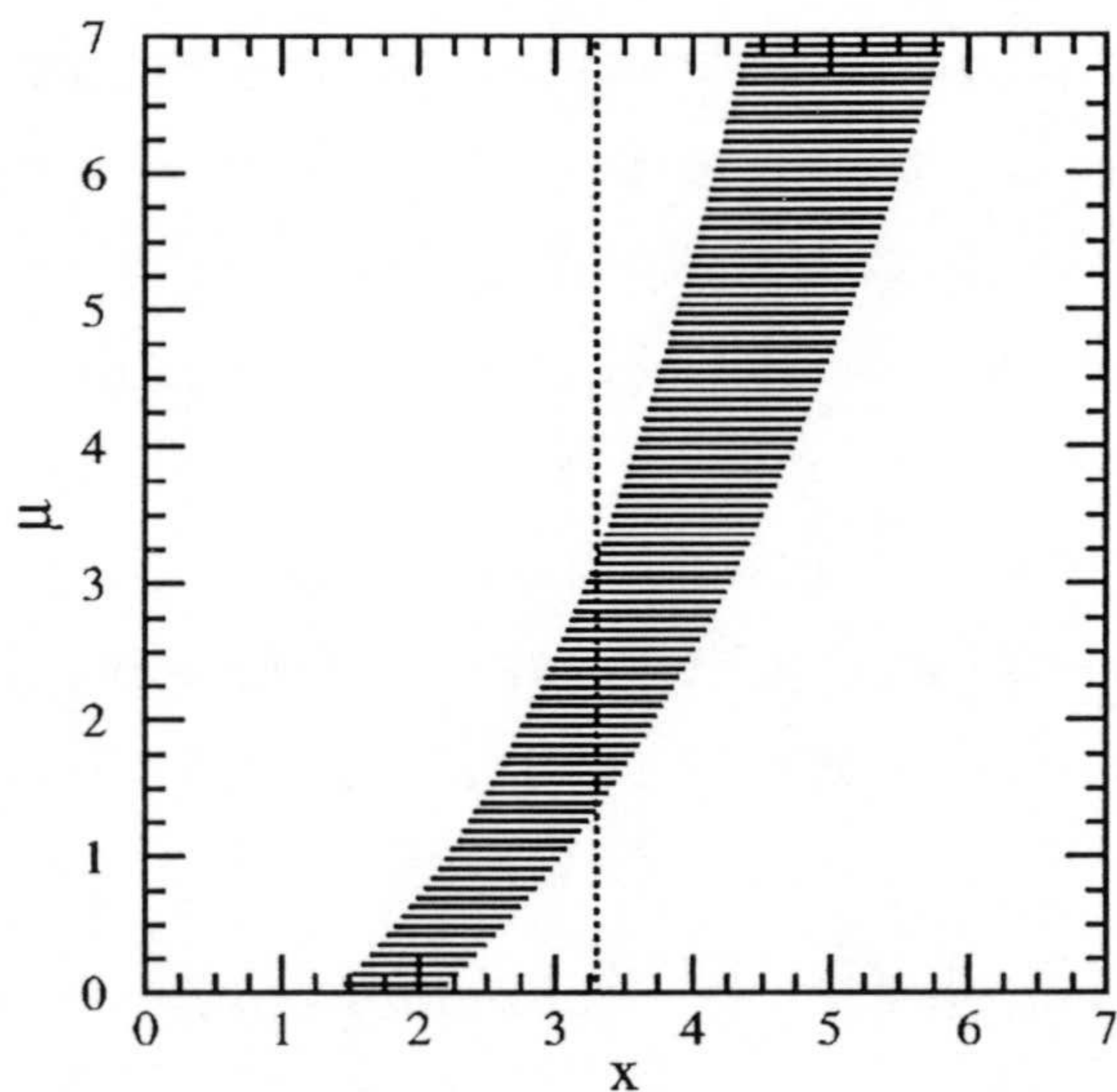


Figura B.1: Construcción y uso de un intervalo de confianza genérico. Para cada valor de  $\mu$  se dibuja en sentido horizontal un intervalo de aceptación  $[x_1, x_2]$  tal que  $P(x \in [x_1, x_2]|\mu) = \alpha$ . Cuando se obtiene experimentalmente un valor  $x_0$ , se dibuja una línea vertical a través de  $x_0$ . El intervalo de confianza  $[\mu_1, \mu_2]$  es el conjunto de valores de  $\mu$  para los que los intervalos de aceptación interceptan esta línea. Tomado de la ref. [81].

Una vez contruidos los intervalos  $[n_1, n_2]$  para cada valor de  $\mu$ , y para un valor fijo de  $b$ , se representan en una gráfica como en la figura B.1, calculada para el caso de una variable continua  $x$ . Después de realizar el experimento y obtener el valor  $n_0$ , se dibuja una línea vertical a través de  $n_0$ . El intervalo de confianza  $[\mu_1, \mu_2]$  es el conjunto de valores de  $\mu$  para los que los intervalos  $[n_1, n_2]$  interceptan esta línea.



Para la construcción de este tipo de intervalos hemos desarrollado un algoritmo que permite obtener los intervalos  $[\mu_1, \mu_2]$  de forma rápida y automática a partir del número de sucesos de fondo esperado  $b$  y el número de sucesos observado  $n_0$ , ya que las tablas proporcionadas en la ref. [81] alcanzan solamente hasta  $n_0 = 20$ ,  $b = 15$ . Mediante este programa se obtienen todos los límites superiores del capítulo 3 con un nivel de confianza del 95%, suponiendo siempre que el número observado de sucesos  $n_0$  es igual al fondo esperado  $b$ .

La comparación de los límites superiores con  $\alpha = 0.95$  obtenidos mediante este método con los límites superiores tradicionales muestra que nuestros límites son algo menos restrictivos (ver tabla B.1). Otro método de obtención de límites superiores, como el usados en las refs. [39, 40, 41, 42, 45] basado en requerir  $n_s/\sqrt{n_s + n_b} \geq 3$ , con  $n_s$  y  $n_b$  el número de sucesos de señal y fondo esperados, es un método conservador que conduce a límites más débiles en los acoplamientos por un factor  $\sim \sqrt{2}$ .

$n = n_b$	$n_s$ (Ref. [81])	$n_s$ (Ref. [80])	$n_s$ (Refs. [39, 40, 41, 42, 45])
0	3.09	3.0	9.91
5	6.26	5.51	12.58
10	7.82	6.97	15
15	9.31	8.09	16.96

Tabla B.1: Límites con un nivel de confianza del 95% sobre el número de sucesos de señal  $n_s$  para diferentes número de sucesos observados  $n$ , igual al fondo esperado  $n_b$ , según tres prescripciones diferentes.







## APÉNDICE C

# FORMULACIÓN INVARIANTE DE VIOLACIÓN DE CP

### C.1 INTRODUCCIÓN

Los invariantes de CP son cantidades físicamente significativas, que pueden expresarse en función de las masas de los quarks y de partes imaginarias de productos invariantes de ángulos de mezcla de la matriz CKM. El nombre ‘invariante’ se debe a que su valor no depende de la base de autoestados de interacción débil elegida para calcularlos. Un conjunto completo de invariantes es un conjunto tal que la anulación de todos ellos implica conservación de CP, mientras que si alguno de ellos no es nulo hay violación de CP.

La formulación invariante es complementaria a la formulación en función de fases de la matriz CKM, en tanto que:

1. La formulación invariante puede ser muy útil en construcción de modelos. Actualmente no hay una teoría estándar del sabor, y en el ME por ejemplo los acoplamientos de Yukawa son parámetros libres. En la literatura ha habido intentos varios de introducir simetrías adicionales de sabor para expresar los acoplamientos de Yukawa en función de unos pocos parámetros, posiblemente con algunos ceros de texturas [83]. En estos casos es necesario comprobar que a pesar de las simetrías adicionales impuestas el modelo considerado contiene violación de CP genuina en los acoplamientos con el bosón  $W$ . El método usual de diagonalizar



las matrices de masa de los quarks es inadecuado, sobre todo en modelos con familias extra. La forma más sencilla de comprobar si existe violación de CP en modelos con simetrías adicionales es evaluar un conjunto completo de invariantes en el modelo considerado. Si alguno de estos invariantes es no nulo, se está seguro de que existe violación de CP.

2. Los invariantes son también muy útiles para estudiar violación de CP en límites físicos, por ejemplo aquellos con varias masas degeneradas o nulas. Si en alguno de estos límites los invariantes que forman un conjunto completo son nulos CP se conserva, mientras que si alguno no es idénticamente nulo sigue existiendo violación de CP
3. En la literatura ha habido varios intentos de definir el concepto de ‘violación de CP máxima’, así como una medida del tamaño de violación de CP en el ME [84, 85, 86]. Los invariantes proporcionan la única definición consistente del tamaño de violación de CP, que puede ser generalizada a cualquier extensión del ME [87].

Por otra parte, el número de invariantes que constituyen un conjunto completo crece rápidamente con el número de fases, lo cual hace difícilmente manejables estos conjuntos en modelos como el ME con simetría LR.

## C.2 FORMULACIÓN PARA 3 Ó 4 FAMILIAS

En el ME con  $N$  familias el término de masa de los quarks puede escribirse, tras la ruptura espontánea de la simetría y usando la notación de la sección 2.2 como

$$\mathcal{L}_{\text{masa}} = -\bar{u}_L^{(d)} M_u u_R^{(s)} - \bar{d}_L^{(d)} M_d d_R^{(s)} + \text{h.c.}, \quad (\text{C.1})$$

Este Lagrangiano es invariante bajo una transformación de CP [69]

$$\begin{aligned} u_L^{(d)} &\rightarrow U_L C (u_L^{(d)})^* & , & & u_R^{(s)} &\rightarrow U_R^u C (u_R^{(s)})^* , \\ d_L^{(d)} &\rightarrow U_L C (d_L^{(d)})^* & , & & d_R^{(s)} &\rightarrow U_R^d C (d_R^{(s)})^* , \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

donde  $C$  es la matriz de conjugación de carga de Dirac y  $U_L$ ,  $U_R^u$ ,  $U_R^d$  son matrices unitarias  $N \times N$ , si se cumple

$$\begin{aligned} U_L^\dagger M_u U_R^u &= M_u^* , \\ U_L^\dagger M_d U_R^d &= M_d^* . \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$



Los términos de interacción del Lagrangiano son invariantes bajo la transformación (C.2). Por tanto, CP se conserva si existen matrices  $U_L$ ,  $U_R^u$ ,  $U_R^d$  que cumplan (C.3). Sean  $H_u = M_u M_u^\dagger$ ,  $H_d = M_d M_d^\dagger$ ; entonces (C.3) implica

$$\begin{aligned} U_L^\dagger H_u U_L &= H_u^*, \\ U_L^\dagger H_d U_L &= H_d^*. \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

El recíproco puede verse que también es cierto teniendo en cuenta: (i) podemos suponer  $M_u$ ,  $M_d$  hermíticas sin pérdida de generalidad; (ii) dadas dos matrices  $A$  y  $B$  hermíticas y con valores propios positivos,  $A^2 = B^2$  implica  $A = B$ ; (iii) por construcción, en este caso  $U_R^u = U_R^d = U_L$  en (C.3).

Bajo transformaciones unitarias arbitrarias  $U_L$ , la traza (y el determinante) de cualquier producto de matrices  $H_u$ ,  $H_d$  es invariante. Por tanto, la condición (C.4) implica

$$\text{Im tr} (H_u^{p_1} H_d^{p_2} H_u^{p_3} \cdots H_d^{p_r}) = 0. \quad (\text{C.5})$$

con  $r, p_1, \dots, p_r$  enteros positivos cualesquiera. El conjunto de todas las ecuaciones (C.5) es también un conjunto completo de condiciones necesarias y suficientes para la conservación de CP. Sin embargo, en la práctica uno está interesado en obtener un subconjunto mínimo. Para  $N = 3$  hay una condición necesaria y suficiente,

$$\text{Im tr} (H_u^2 H_d H_u H_d^2) = 0, \quad (\text{C.6})$$

dado que  $\text{Im tr} (H_u^2 H_d H_u H_d^2) = -\frac{1}{6} \text{Im tr} [H_u, H_d]^3$  en (4.2).

Para  $N = 4$  hay seis condiciones para la conservación de CP para masas no degeneradas, dadas por las secuencias (2,1,1,2), (2,1,1,3), (2,2,1,3), (1,1,1,2,1,3), (3,1,1,2), (3,1,1,3) en (C.5) [88]. Para el caso degenerado es necesario añadir dos condiciones más. Un conjunto mínimo de estas condiciones es

$$\begin{aligned} I'_1 &\equiv \text{Im tr} (H_u^2 H_d H_u H_d^2) = 0, \\ I'_2 &\equiv \text{Im tr} (H_u^3 H_d H_u H_d^2) = 0, \\ I'_3 &\equiv \text{Im tr} (H_u^4 H_d H_u H_d^2 - H_u^3 H_d H_u^2 H_d^2) = 0, \\ I'_4 &\equiv \text{Im tr} (H_u^5 H_d H_u H_d^2 - H_u^4 H_d H_u^2 H_d^2 + H_u^3 H_d H_u^2 H_d H_u H_d) = 0, \\ I'_5 &\equiv \text{Im tr} (H_u^2 H_d H_u H_d^3) = 0, \\ I'_6 &\equiv \text{Im tr} (H_u^3 H_d H_u H_d^3) = 0, \\ I'_7 &\equiv \text{Im tr} (H_u^2 H_d H_u H_d^4 - H_u^2 H_d^2 H_u H_d^3) = 0, \\ I'_8 &\equiv \text{Im tr} (H_u^2 H_d H_u H_d^5 - H_u^2 H_d^2 H_u H_d^4 + H_u H_d H_u H_d^2 H_u H_d^3) = 0. \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$



La demostración explícita puede encontrarse en la referencia [73].

### C.3 FORMULACIÓN PARA 3 FAMILIAS Y 1 ISOSINGLETE

En el caso de  $N$  generaciones secuenciales y  $n_d$  isosingletes *down*, los términos de masa del Lagrangiano se escriben como

$$-\mathcal{L}_{\text{masa}} = \bar{u}_L^{(d)} M_u u_R^{(s)} + \bar{d}_L^{(d)} M_d d_R^{(s)} + \bar{d}_L^{(s)} m_d d_R^{(s)} + \text{h.c.}, \quad (\text{C.8})$$

con  $M_u$ ,  $M_d$  y  $m_d$  matrices de dimensión  $N \times N$ ,  $N \times (N + n_d)$  y  $n_d \times (N + n_d)$ , respectivamente. Bajo la transformación de CP

$$\begin{aligned} u_L^{(d)} &\rightarrow U_L C(u_L^{(d)})^* & , & & u_R^{(s)} &\rightarrow U_R^u C(u_R^{(s)})^* , \\ d_L^{(d)} &\rightarrow U_L C(d_L^{(d)})^* & , & & d_R^{(s)} &\rightarrow U_R^d C(d_R^{(s)})^* , \\ d_L^{(s)} &\rightarrow U_L^d C(d_L^{(s)})^* & , & & & \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

el Lagrangiano es invariante si

$$\begin{aligned} U_L^\dagger M_u U_R^u &= M_u^* , \\ U_L^\dagger M_d U_R^d &= M_d^* , \\ U_L^{d\dagger} m_d U_R^d &= m_d^* , \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

puesto que los términos de corrientes permanecen invariantes bajo esta transformación (ignoramos las interacciones con los bosones de Higgs). Definiendo  $H_u = M_u M_u^\dagger$ ,  $H_d = M_d M_d^\dagger$ ,  $h_d = M_d m_d^\dagger$ ,  $h'_d = m_d m_d^\dagger$ , se tienen las condiciones equivalentes

$$\begin{aligned} U_L^\dagger H_u U_L &= H_u^* , \\ U_L^\dagger H_d U_L &= H_d^* , \\ U_L^\dagger h_d U_L^d &= h_d^* , \\ U_L^{d\dagger} h'_d U_L^d &= h'_d^* , \end{aligned} \quad (\text{C.11})$$

que también son necesarias y suficientes para la conservación de CP.

A partir de estas igualdades se pueden escribir nuevas condiciones para la invariancia de CP, independientes de la elección de base de autoestados de interacción débil y sin necesidad de hacer referencia a las matrices unitarias como en las ecs. (C.10,C.11). Estas condiciones resultan de la observación de que cualquier combinación de productos



de  $H_u$ ,  $H_d$ ,  $h_d h_d'^p h_d^\dagger$ , con  $p$  arbitrario, tiene traza y determinante invariantes bajo un cambio de base. Entonces, la invariancia bajo CP, es decir, las ecs. (C.11) requieren que su traza y determinante sean nulos. Qué subconjuntos de estas condiciones son además suficientes para conservación de CP es un problema que debe ser resuelto caso por caso. En el resto de esta sección encontraremos las condiciones para  $N = 3$ ,  $n_d = 1$ . Para la búsqueda de un conjunto de condiciones necesarias y suficientes y, en general, para encontrar los parámetros independientes del modelo, es conveniente considerar la base donde la matriz de masa de los quarks *up*  $\mathcal{M}_u \equiv M_u$  es diagonal con autovalores mayores o iguales que cero,  $(M_u)_{ij} = m_i \delta_{ij}$ . Además podemos elegir la base de forma que la matriz de masa de los quarks *down* completa

$$\mathcal{M}_d \equiv \begin{pmatrix} M_d \\ m_d \end{pmatrix}, \quad (\text{C.12})$$

es triangular superior con elementos diagonales reales y mayores o iguales que cero,  $(\mathcal{M}_d)_{i \leq j} = n_{ij}$ . La proliferación de restricciones invariantes necesarias para garantizar la conservación de CP hace necesario el uso de un programa simbólico para escribir sus expresiones y resolver explícitamente las restricciones. Para ello usamos *Mathematica* [89] y un paquete de rutinas análogo al publicado en las referencias [90, 91].

El invariante de orden más bajo que no es idénticamente nulo tiene 8 factores de matrices de masa,  $I_1 \equiv \text{Im tr } H_u H_d h_d h_d^\dagger$ , y escrito en esta base da la condición

$$\begin{aligned} I_1 = & (m_1^2 - m_2^2) |n_{44}|^2 (\text{Im } n_{12} n_{22}^* n_{24} n_{14}^* + \text{Im } n_{13} n_{23}^* n_{24} n_{14}^*) \\ & + (m_1^2 - m_3^2) |n_{44}|^2 \text{Im } n_{13} n_{33}^* n_{34} n_{14}^* \\ & + (m_2^2 - m_3^2) |n_{44}|^2 \text{Im } n_{23} n_{33}^* n_{34} n_{24}^* = 0. \end{aligned} \quad (\text{C.13})$$

La expresión de  $I_1$  sugiere considerar productos con potencias de  $H_u$  mayores para obtener combinaciones lineales independientes de los factores imaginarios. Así,  $I_2 \equiv \text{Im tr } H_u^2 H_d h_d h_d^\dagger$ ,  $I_3 \equiv \text{Im tr } (H_u^3 H_d h_d h_d^\dagger - H_u^2 H_d H_u h_d h_d^\dagger)$  proporcionan las condiciones

$$\begin{aligned} I_2 = & (m_1^2 + m_2^2)(m_1^2 - m_2^2) |n_{44}|^2 (\text{Im } n_{12} n_{22}^* n_{24} n_{14}^* + \text{Im } n_{13} n_{23}^* n_{24} n_{14}^*) \\ & + (m_1^2 + m_3^2)(m_1^2 - m_3^2) |n_{44}|^2 \text{Im } n_{13} n_{33}^* n_{34} n_{14}^* \\ & + (m_2^2 + m_3^2)(m_2^2 - m_3^2) |n_{44}|^2 \text{Im } n_{23} n_{33}^* n_{34} n_{24}^* = 0, \\ I_3 = & (m_1^4 + m_2^4)(m_1^2 - m_2^2) |n_{44}|^2 (\text{Im } n_{12} n_{22}^* n_{24} n_{14}^* + \text{Im } n_{13} n_{23}^* n_{24} n_{14}^*) \\ & + (m_1^4 + m_3^4)(m_1^2 - m_3^2) |n_{44}|^2 \text{Im } n_{13} n_{33}^* n_{34} n_{14}^* \\ & + (m_2^4 + m_3^4)(m_2^2 - m_3^2) |n_{44}|^2 \text{Im } n_{23} n_{33}^* n_{34} n_{24}^* = 0. \end{aligned} \quad (\text{C.14})$$



Por ahora supondremos  $n_{44} \neq 0$  y masas no degeneradas en el sector  $up$ . Entonces, las ecs. (C.13,C.14) implican

$$\begin{aligned} \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{24}n_{14}^* + \text{Im } n_{13}n_{23}^*n_{24}n_{14}^* &= 0, \\ \text{Im } n_{13}n_{33}^*n_{34}n_{14}^* &= 0, \\ \text{Im } n_{23}n_{33}^*n_{34}n_{24}^* &= 0. \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

Estas condiciones no garantizan la conservación de CP, así debemos considerar productos con mayor número de factores que den condiciones independientes. El siguiente invariante de orden más bajo  $I_4 \equiv \text{Im tr } H_u H_d^2 h_d h_d^\dagger$  tiene 10 factores de matrices de masa, y después de sustituir (C.15) puede escribirse como

$$\begin{aligned} I_4 &= (m_2^2 - m_1^2)|n_{33}|^2|n_{44}|^2 \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{24}n_{14}^* \\ &\quad + (m_3^2 - m_2^2)|n_{44}|^2 \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{24}n_{34}^*n_{33}n_{13}^* \\ &\quad + (m_1^2 - m_3^2)|n_{44}|^2 \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{23}n_{33}^*n_{34}n_{14}^* = 0. \end{aligned} \quad (\text{C.16})$$

Lo mismo que antes, seguimos buscando invariantes con más potencias de  $H_u$  para obtener combinaciones linealmente independientes de los factores imaginarios, y encontramos que al usar (C.15),  $I_5 \equiv \text{Im tr } H_u^2 H_d^2 h_d h_d^\dagger$ ,  $I_6 \equiv \text{Im tr } (H_u^3 H_d^2 h_d h_d^\dagger - H_u^2 H_d^2 H_u h_d h_d^\dagger)$  proporcionan las condiciones

$$\begin{aligned} I_5 &= (m_1^2 + m_2^2)(m_2^2 - m_1^2)|n_{33}|^2|n_{44}|^2 \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{24}n_{14}^* \\ &\quad + (m_2^2 + m_3^2)(m_3^2 - m_2^2)|n_{44}|^2 \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{24}n_{34}^*n_{33}n_{13}^* \\ &\quad + (m_1^2 + m_3^2)(m_1^2 - m_3^2)|n_{44}|^2 \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{23}n_{33}^*n_{34}n_{14}^* = 0, \\ I_6 &= (m_1^4 + m_2^4)(m_2^2 - m_1^2)|n_{33}|^2|n_{44}|^2 \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{24}n_{14}^* \\ &\quad + (m_2^4 + m_3^4)(m_3^2 - m_2^2)|n_{44}|^2 \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{24}n_{34}^*n_{33}n_{13}^* \\ &\quad + (m_1^4 + m_3^4)(m_1^2 - m_3^2)|n_{44}|^2 \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{23}n_{33}^*n_{34}n_{14}^* = 0. \end{aligned} \quad (\text{C.17})$$

Estas ecuaciones implican, para  $n_{44} \neq 0$  y masas no degeneradas,

$$\begin{aligned} |n_{33}|^2 \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{24}n_{14}^* &= 0, \\ \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{24}n_{34}^*n_{33}n_{13}^* &= 0, \\ \text{Im } n_{12}n_{22}^*n_{23}n_{33}^*n_{34}n_{14}^* &= 0. \end{aligned} \quad (\text{C.18})$$

Un cálculo largo y tedioso muestra que las ecs. (C.15,C.18) junto con las hipótesis de masas  $up$  no degeneradas y  $n_{44} \neq 0$  implican conservación de CP. En este cálculo



primero se encuentran todas las soluciones a (C.15,C.18) con todos los  $n_{ij} \neq 0$ , luego con un  $n_{ij} = 0$ , dos, etc. En todos los casos se prueba que las fases de los autoestados de interacción débil se pueden redefinir de forma que  $\mathcal{M}_d$  sea real.

Cuando hay dos masas del sector  $up$  degeneradas, a las que llamaremos  $m_1$  y  $m_2$ , se puede suponer sin pérdida de generalidad que  $n_{12} = 0$  (si no lo es se redefinen los autoestados de masa de forma que esto se cumpla). En este caso,  $I_2$  e  $I_3$  son proporcionales a  $I_1$ , mientras que  $I_5$  e  $I_6$  son proporcionales a  $I_4$ , y se tiene en este caso

$$\begin{aligned} I_1 &= (m_1^2 - m_3^2)|n_{44}|^2(\text{Im } n_{13}n_{33}^*n_{34}n_{14}^* + \text{Im } n_{23}n_{33}^*n_{34}n_{24}^*) = 0, \\ I_4 &= (m_1^2 - m_3^2)|n_{44}|^2(|n_{11}|^2\text{Im } n_{13}n_{33}^*n_{34}n_{14}^* \\ &\quad + |n_{22}|^2\text{Im } n_{23}n_{33}^*n_{34}n_{24}^*) = 0. \end{aligned} \quad (\text{C.19})$$

Si  $|n_{11}| \neq |n_{22}|$ , estas ecuaciones son independientes y se tiene

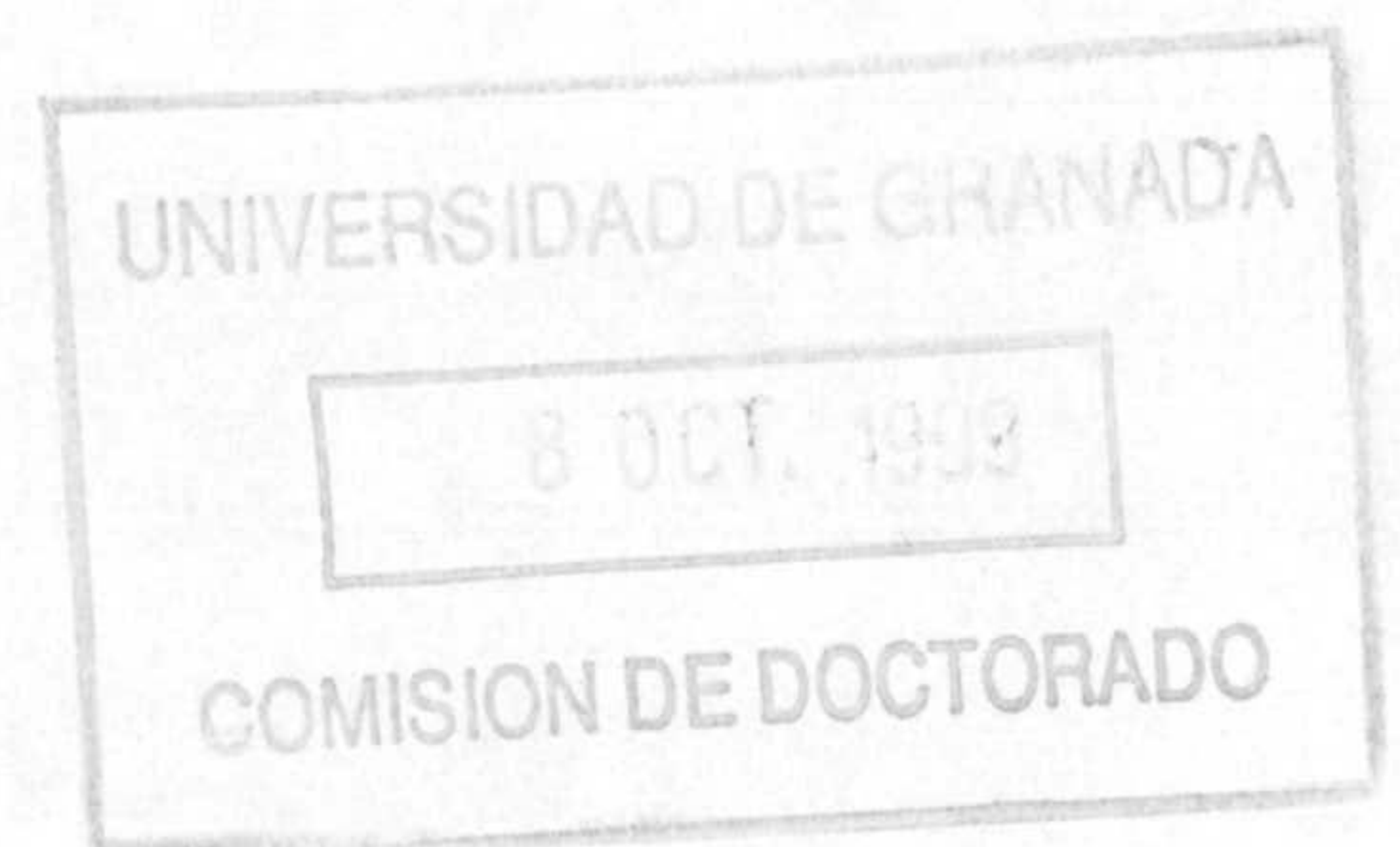
$$\begin{aligned} \text{Im } n_{13}n_{33}^*n_{34}n_{14}^* &= 0, \\ \text{Im } n_{23}n_{33}^*n_{34}n_{24}^* &= 0. \end{aligned} \quad (\text{C.20})$$

Si  $|n_{11}| = |n_{22}|$  se puede suponer sin pérdida de generalidad que  $n_{13} = 0$ , y las ecs. (C.20) siguen siendo válidas. Un cálculo igualmente largo y tedioso muestra que estas ecuaciones, junto con  $n_{12} = 0$ , implican conservación de CP en el caso de masas degeneradas  $m_1 = m_2$ . En el caso de tres masas degeneradas CP se conserva de forma trivial.

El único caso restante,  $n_{44} = 0$ , requiere buscar más invariantes, ya que si  $n_{44} = 0$  se tiene que  $I_{1-6} = 0$ . En este caso se puede redefinir adecuadamente la base para hacer  $n_{11} = n_{22} = n_{33} = 0$  y hay una única fase que viola CP. La generalización del invariante del ME,  $I_7 \equiv \text{Im } \text{tr } H_u^2 H_d H_u H_d^2$ , proporciona la condición

$$I_7 = (m_2^2 - m_1^2)(m_1^2 - m_3^2)(m_3^2 - m_2^2)|n_{34}|^2 \text{Im } n_{13}n_{23}^*n_{24}n_{14}^* = 0 \quad (\text{C.21})$$

que asegura la conservación de CP. Esto completa la demostración.









## BIBLIOGRAFÍA

- [1] S. L. Glashow, en *Hadrons and their interactions*, Proc. 1967 Int. School of Physics 'Ettore Majorana', ed. A. Zichichi, Academic Press, New York;  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967);  
A. Salam, en *Elementary particle physics (Nobel Symp. No. 8)*, ed. N. Svartholm, Almqvist and Wilsell, Stockholm.
- [2] S. L. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970)
- [3] C. Caso *et al.*, European Phys. Journal **C3**, 1 (1998)
- [4] S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2204 (1997)
- [5] J. J. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974);  
J. E. Augustin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974)
- [6] S. W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977)
- [7] M. L. Perl *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1498 (1975)
- [8] G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **122B**, 103 (1983);  
G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **126B**, 398 (1983)
- [9] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D50**, 2966 (1994)
- [10] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2644 (1999)
- [11] J. L. Hewett y T. G. Rizzo, Phys. Rep. **183**, 193 (1989)
- [12] P. H. Frampton, P. Q. Hung, M. Sher, hep-ph/9903387, Phys. Rep. (en imprenta)
- [13] F. del Aguila y M. J. Bowick, Nucl. Phys. **B224**, 107 (1983)



- [14] G. C. Branco y L. Lavoura, Nucl. Phys. **B278**, 738 (1986)
- [15] P. Langacker y D. London, Phys. Rev. **D38**, 886 (1988);  
D. London, en *Precision Tests of the Standard Model*, World Scientific, 1993
- [16] L. Lavoura y J. P. Silva, Phys. Rev. **D47**, 2046 (1993)
- [17] T. Affolder *et al.*, hep-ex/9909027
- [18] J. Bernabéu, J. Vidal y G. A. González-Sprinberg, Phys. Lett. **B397**, 255 (1997);  
W. Hollik, J. I. Illana, S. Rigolin, C. Schappacher y D. Stockinger Nucl. Phys. **B551**, 3 (1999);  
B. de Carlos y J. M. Moreno, Nucl. Phys. **B519**, 101 (1998);  
D. Gómez-Dumm y G. A. Gonzalez-Sprinberg, hep-ph/9905213
- [19] D. Atwood, A. Aeppli y A. Soni, Phys. Rev. Lett. **69**, 2754 (1992);  
T. G. Rizzo, hep-ph/9609311;  
T. G. Rizzo, Phys. Rev. **D50**, 4478 (1994);  
K. Hikasa, K. Whisnant, J. M. Yang y B.-L. Young, Phys. Rev. **D58**, 114003 (1998)
- [20] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963);  
M. Kobayashi y T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [21] G. F. Tartarelli por la colaboración CDF, en *Proceedings of International Europhysics Conference on High Energy Physics (HEP 97)*, World Scientific 1997
- [22] T. Stelzer, Z. Sullivan y S. Willenbrock, Phys. Rev. **D56**, 6696 (1996)
- [23] G. Barenboim y F. J. Botella, Phys. Lett. **B433**, 385 (1998)
- [24] V. Barger, M. S. Berger y R. J. N. Phillips, Phys. Rev. **D52**, 1663 (1995)
- [25] L. Lavoura y J. P. Silva, Phys. Rev. **D47**, 1117 (1993)
- [26] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2525 (1998)
- [27] F. del Aguila, J. A. Aguilar-Saavedra y R. Miquel, Phys. Rev. Lett. **82**, 1628 (1999); ver también  
F. del Aguila y J. A. Aguilar-Saavedra, hep-ph/9906461



- [28] C. S. Wood *et al.*, *Science* **275**, 1759 (1997)
- [29] C. Y. Prescott *et al.*, *Phys. Lett.* **B84**, 524 (1979)
- [30] D. Karlen, conferencia plenaria, ICHEP98, Vancouver, Julio 1998;  
D. Abbaneo *et al.*, CERN-PPE/97-154; ver también  
D. Abbaneo *et al.*, CERN-EP-99-015
- [31] E. Elsen *et al.*, *Z. Phys.* **C46**, 349 (1990)
- [32] G. Alexander *et al.*, contribución a ICHEP98, Vancouver, Julio 1998
- [33] P. Abreu *et al.*, *Z. Phys.* **C67**, 1 (1995)
- [34] W. Hollik, *Fortschr. Phys.* **38**, 165 (1990);  
J. Bernabéu, A. Pich y A. Santamaria, *Nucl. Phys.* **B363**, 326 (1991)
- [35] H. Georgi, L. Kaplan, D. Morin y A. Schenk, *Phys. Rev.* **D51**, 3888 (1995);  
R. D. Peccei, en *Proceedings of the 1987 Lake Louise Winter Institute: Selected Topics in Electroweak Interactions*, ed. J. M. Cameron *et al.*, World Scientific, Singapur, 1987
- [36] C. T. Hill, *Phys. Lett.* **B266**, 419 (1991);  
*ibid.*, **B345**, 483 (1995);  
B. Holdom, *Phys. Lett.* **B339**, 114 (1994);  
X. Zhang, *Phys. Rev.* **D51**, 5039 (1995);  
J. Berger, A. Blotz, H.-C. Kim y K. Goeke, *Phys. Rev.* **D54**, 3598 (1996);  
B. A. Arbuzov y M. Y. Osipov, *Phys. Atom. Nucl.* **62**, 485 (1999)
- [37] C. Burgess y H. J. Schnitzer, *Nucl Phys.* **B228**, 464 (1983);  
C. N. Leung, S. T. Love y S. Rao, *Z. Phys.* **C31**, 433 (1986);  
W. Buchmüller y D. Wyler, *Nucl. Phys.* **B268**, 621 (1986);  
R. D. Peccei, S. Peris y X. Zhang, *Nucl. Phys.* **B349**, 305 (1991);  
R. Escribano y E. Massó, *Nucl. Phys.* **B429**, 19 (1994)
- [38] G. Eilam, J. L. Hewett y A. Soni, *Phys. Rev.* **D44**, 1473 (1991), erratum *ibid.* **D44**, 039901 (1998)
- [39] T. Han, K. Whisnant, B.-L. Young y X. Zhang, *Phys. Lett.* **B385**, 311 (1996)



- [40] T. Han, M. Hosch, K. Whisnant, B.-L. Young y X. Zhang, Phys. Rev. **D58**, 073008 (1998)
- [41] T. Han, R. D. Peccei y X. Zhang, Nucl. Phys. **B454**, 527 (1995)
- [42] T. Han, K. Whisnant, B.-L. Young y X. Zhang, Phys. Rev. **D55**, 7241 (1997)
- [43] V. F. Obraztsov, S. R. Slabospitskii y O. P. Yushchenko, Phys. Lett. **B426**, 393 (1998)
- [44] E. Accomando *et al.*, Phys. Rep. **299**, (1998)
- [45] T. Han y J. L. Hewett, Phys. Rev. **D60**, 074015 (1999)
- [46] P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B446**, 62 (1999)
- [47] F. del Aguila, J. A. Aguilar-Saavedra y Ll. Ametller, Phys. Lett. **B462**, 310 (1999)
- [48] F. del Aguila y J. A. Aguilar-Saavedra, hep-ph/9909222
- [49] U. Baur, E. W. N. Glover y J. J. van der Bij, Nucl. Phys. **B318**, 106 (1989); V. Barger, T. Han, J. Ohnemus y D. Zeppenfeld, Phys. Rev. **D41**, 2782 (1990)
- [50] F. Berends, H. Kuijf, B. Tausk y W. Giele, Nucl. Phys. **B357**, 32 (1991)
- [51] R. Kleiss y W. J. Stirling, Z. Phys. **C40**, 419 (1988)
- [52] T. Tait y C. P. Yuan, hep-ph/9710372; T. Tait, Tesis Doctoral, hep-ph/9907462
- [53] R. Hamberg, W.L. van Neerven y T. Matsuura, Nucl. Phys. **B359**, 343 (1991)
- [54] S. Frixione, M. Mangano, P. Nason y G. Ridolfi, hep-ph/9702287, será publicado en *Heavy Flavours II*, eds. A.J. Buras y M. Lindner, World Scientific
- [55] R. K. Ellis, Phys. Lett. **B 259**, 491 (1991);  
P. Nason, S. Dawson y R. K. Ellis, Nucl. Phys. **B303**, 607 (1988);  
W. Beenakker *et al.*, *ibid.* **B351**, 507 (1991)
- [56] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling y R. S. Thorne, Eur. Phys. J. **C4**, 463 (1998); para un conjunto diferente de funciones de estructura ver H. Lai *et al.*, Phys. Rev. **D55**, 1280 (1997)



- [57] Para una introducción a las funciones de estructura ver F. Halzen y A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley, 1984
- [58] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D50**, 2966 (1994)
- [59] Ver por ejemplo I. Efthymiopoulos, Acta Phys. Polon. **B30**, 2309 (1999)
- [60] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2779 (1998)
- [61] CMS Technical Proposal, Report CERN/LHCC 94-38;  
ATLAS Technical Proposal, Report CERN/LHCC 94-43; ver también  
[http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/BTAG/b\\_tagging.ps](http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/BTAG/b_tagging.ps)
- [62] F. del Aguila y J. Cortés, Phys. Lett. **156B**, 243 (1985)
- [63] Y. Nir y D. Silverman, Phys. Rev. **D42**, 1477 (1990); D. Silverman, Phys. Rev. **D45**, 1800 (1992);
- [64] G. Barenboim, F. J. Botella, G. C. Branco y O. Vives, Phys. Lett. **B422**, 277 (1998)
- [65] D. Silverman, Phys. Rev. **D58**, 095006 (1998)
- [66] G. Eyal y Y. Nir, hep-ph/9908296
- [67] G. Bhattacharyya, G. C. Branco y D. Choudhury, Phys. Lett. **B336**, 487 (1994),  
erratum *ibid.* **B340**, 266 (1994)
- [68] C. Jarlskog, Phys. Rev. Lett. **55**, 1039 (1985); Z. Phys. **C29**, 491 (1985)
- [69] J. Bernabéu, G. C. Branco y M. Gronau, Phys. Lett. **169B**, 243 (1986)
- [70] L.-L. Chau y W.-Y. Keung, Phys. Rev. Lett. **53**, 1802 (1984);  
C. Jarlskog y R. Stora, Phys. Lett. **208B**, 268 (1988)
- [71] Y. Nir y D. Silverman, Nucl. Phys. **B345**, 301 (1991)
- [72] J. P. Silva y L. Wolfenstein, Phys. Rev. **D55**, 5331 (1997)
- [73] F. del Aguila y J. A. Aguilar-Saavedra, Phys. Lett. **B386**, 241 (1996)



- [74] Ver por ejemplo Y. Nir y H. R. Quinn, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **42**, 211 (1992);  
Y. Grossman, Y. Nir y R. Rattazzi, hep-ph/9701231, será publicado en *Heavy Flavours II*, eds. A.J. Buras y M. Lindner, World Scientific
- [75] F. del Aguila, J. A. Aguilar-Saavedra y G. C. Branco, *Nucl. Phys.* **B510**, 39 (1998)
- [76] C. R. Schmidt y M. E. Peskin, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 410 (1992);  
B. Grz̧dkowski y F. Gunion, *Phys. Lett.* **B287**, 237 (1992);  
S. Bar-Shalom, D. Atwood, G. Eilam, R. R. Mendel y A. Soni, *Phys. Rev.* **D53**, 1162 (1996);  
D. Atwood, S. Bar-Shalom, G. Eilam y A. Soni, *Phys. Rev.* **D54**, 5412 (1996);  
D. Atwood y A. Soni, hep-ph/9607481;  
A. Bartl, E. Christova y W. Majerotto, *Nucl. Phys.* **B460**, 235 (1996);  
B. Grz̧dkowski y Z. Hioki, en 'Workshop on High-Energy Spin Physics', Kobe, Japón, 1996, hep-ph/9610306; ver sin embargo  
C. J.-C. Im, G. L. Kane y P. J. Malde, *Phys. Lett.* **B317**, 454 (1993)
- [77] G. C. Branco, D. Delepine, D. Emmanuel-Costa, F. R. González, *Phys. Lett.* **B442**, 229 (1998)
- [78] G. Eilam, J. L. Hewett, A. Soni, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1979 (1991)
- [79] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky y W. T. Vetterling, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press 1986
- [80] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, Oxford University Press, 1998
- [81] G. J. Feldman y R. D. Cousins, *Phys. Rev.* **D57**, 3873 (1998)
- [82] J. Neyman, *Philos. Trans. R. Soc. London* **A236**, 333 (1937). Reimpreso en *A selection of Early Statistical Papers on J. Neyman*, University of California Press, Berkeley 1967
- [83] H. Fritzsch, *Phys. Lett.* **73B**, 317 (1978);  
L. F. Li, *ibid* **84B**, 461 (1979);  
H. Georgi y D. V. Nanopoulos, *Nucl. Phys.* **B155**, 52 (1979);  
S. Dimopoulos, L. Hall y S. Raby, *Phys. Rev* **D45**, 4195(1992);



- G. F. Giudice, *Mod. Phys. Lett* **A7**, 2429 (1992);  
P. Ramond, R. G. Roberts y G. G. Ross, *Nucl. Phys.* **B406**, 19 (1993);  
G. C. Branco y J. I. Silva-Marcos, *Phys. Lett.* **B331**, 390 (1994);  
G. C. Branco, D. Emmanuel-Costa y J. I. Silva-Marcos, *Phys. Rev* **D56**, 115 (1997)
- [84] M. Gronau y J. Schechter, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 385 (1985)
- [85] C. Jarlskog, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1039 (1985); *Z. Phys.* **C29**, 491 (1985); *Phys. Rev.* **D35**, 1685 (1987)
- [86] I. Dunietz, O. W. Greenberg y Dan-di Wu, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2935 (1985)
- [87] J. A. Aguilar-Saavedra, *J. Phys.* **G24**, L31 (1998)
- [88] M. Gronau, A. Kfir y R. Loewy, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1538 (1986)
- [89] S. Wolfram, *Mathematica, a System for Doing Mathematics by Computer*, Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City, California, 1988
- [90] F. del Aguila, J. A. Aguilar-Saavedra y M. Zrałek, *Comput. Phys. Commun.* **100**, 231 (1997)
- [91] J. A. Aguilar-Saavedra, *Int. J. Mod. Phys.* **C8**, 147 (1997)







# ÍNDICE GENERAL

1	INTRODUCCIÓN: EL MODELO ESTÁNDAR	1
2	MEZCLA DE FERMIONES	5
2.1	Mezcla de fermiones en el Modelo Estándar . . . . .	5
2.1.1	Restricciones indirectas a acoplamientos con la $W$ . . . . .	7
2.1.2	Restricciones indirectas a acoplamientos con la $Z$ . . . . .	8
2.2	Otras restricciones en modelos con quarks exóticos . . . . .	10
2.2.1	Modelos extendidos con quarks exóticos . . . . .	10
2.2.2	Relación entre acoplamientos diagonales y no diagonales: Desigualdades . . . . .	12
2.2.3	Aplicación de las desigualdades: Límites . . . . .	14
2.2.4	Saturación de los límites . . . . .	17
3	MEDIDA DE LOS ACOPLAMIENTOS DEL $top$ EN GRANDES COLISIONADORES	21
3.1	Introducción . . . . .	21
3.2	Características generales de la producción de $Zt$ y $\gamma t$ . . . . .	24
3.3	Generación de señales y fondos . . . . .	27
3.4	Producción de $Zt$ y $\gamma t$ en Tevatron . . . . .	31
3.4.1	Señal $\nu\bar{\nu}jjb$ . . . . .	32
3.4.2	Señal $jjl\nu b$ . . . . .	36



3.4.3	Señal $\gamma l\nu b$ . . . . .	38
3.4.4	Señal $\gamma jjb$ . . . . .	41
3.4.5	Resumen . . . . .	42
3.5	Producción de $Zt$ y $\gamma t$ en LHC . . . . .	44
3.5.1	Señal $l^+l^-\nu b$ . . . . .	45
3.5.2	Señal $l^+l^-jjb$ . . . . .	48
3.5.3	Señal $b\bar{b}l\nu b$ . . . . .	53
3.5.4	Señal $\nu\bar{\nu}jjb$ . . . . .	55
3.5.5	Señal $\gamma l\nu b$ . . . . .	57
3.5.6	Señal $\gamma jjb$ . . . . .	60
3.5.7	Resumen . . . . .	65
4	VIOLACIÓN DE CP EN GRANDES COLISIONADORES	67
4.1	Violación de CP en el Modelo Estándar . . . . .	68
4.2	Violación de CP con un isosinglete extra . . . . .	70
4.3	Violación de CP a altas energías . . . . .	72
4.3.1	El límite quirral . . . . .	73
4.3.2	El límite quirral extremo . . . . .	75
4.3.3	Restricciones experimentales sobre $B_{1-3}$ . . . . .	76
4.4	Observables de violación de CP a alta energía . . . . .	78
5	CONCLUSIONES	81
A	TRATAMIENTO ESTADÍSTICO DE CANTIDADES NO FÍSICAS	83
B	PROCESOS DE POISSON CON FONDO	91
C	FORMULACIÓN INVARIANTE DE VIOLACIÓN DE CP	95
C.1	Introducción . . . . .	95



*Índice General*

113

C.2	Formulación para 3 ó 4 familias . . . . .	96
C.3	Formulación para 3 familias y 1 isosinglete . . . . .	98







# ÍNDICE DE FIGURAS

2.1	Nuevo diagrama a nivel árbol que contribuye a la mezcla $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ en modelos con quarks exóticos. . . . .	9
2.2	Nuevos diagramas caja que contribuyen a la mezcla $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ en modelos con quarks exóticos. . . . .	9
2.3	Valores permitidos de $X_{ss}^L$ y $X_{ss}^R$ a partir de la medida experimental de $A_{\text{FB}}^{0,s}$ . . . . .	16
3.1	Diagrama de Feynman para el proceso $e^+e^- \rightarrow t\bar{q}$ con vértices anómalos $Ztq$ o $\gamma tq$ . . . . .	23
3.2	Diagrama de Feynman para el proceso $eq \rightarrow et$ con vértices anómalos $Ztq$ o $\gamma tq$ . . . . .	24
3.3	Diagramas de Feynman para el proceso $gq \rightarrow Vt$ con vértices anómalos $Vtq$ , $V = Z, \gamma$ . . . . .	25
3.4	Diagramas de Feynman para el proceso $gq \rightarrow Vt$ , $V = Z, \gamma$ con vértices anómalos $gtq$ . . . . .	25
3.5	Distribución de la masa del bosón $Z$ reconstruida $M_Z^{\text{rec}}$ para la señal $l^+l^-jjb$ en LHC con la $Z$ fuera y sobre la capa de masas. . . . .	30
3.6	Distribución de la masa del $top$ reconstruida $m_t^{\text{rec}}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \nu\bar{\nu}jjb$ y el fondo en la fase II de Tevatron. . . . .	33
3.7	Distribución de la masa de la $W$ reconstruida $m_t^{\text{rec}}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \nu\bar{\nu}jjb$ y el fondo en la fase II de Tevatron. . . . .	33
3.8	Distribución de la energía transversa total $H_T$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \nu\bar{\nu}jjb$ y el fondo en la fase II de Tevatron. . . . .	34



3.9	Distribución de la energía perdida $E_T$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \nu\bar{\nu}jjb$ y el fondo en la fase II de Tevatron. . . . .	34
3.10	Distribución de la masa del <i>top</i> reconstruida $m_t^{\text{rec}}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma l\nu b$ y el fondo en la fase II de Tevatron. . . . .	39
3.11	Distribución de la energía transversa total $H_T$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma l\nu b$ y el fondo en la fase II de Tevatron. . . . .	39
3.12	Distribución del momento transverso del fotón $p_T^\gamma$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma l\nu b$ y el fondo en la fase II de Tevatron. . . . .	40
3.13	Distribución de la masa del <i>top</i> reconstruida $m_t^{\text{rec}}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow l^+l^-\nu b$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	46
3.14	Distribución de la energía transversa total $H_T$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow l^+l^-\nu b$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	46
3.15	Distribución del momento transverso de la <i>Z</i> $p_T^Z$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow l^+l^-\nu b$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	47
3.16	Distribución de la masa reconstruida de la <i>W</i> $M_W^{\text{rec}}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow l^+l^-jjb$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	49
3.17	Distribución de la masa del <i>top</i> reconstruida $m_t^{\text{rec}}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow l^+l^-jjb$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	50
3.18	Distribución de la energía transversa total $H_T$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow l^+l^-jjb$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	50
3.19	Distribución del momento transverso del <i>jet</i> más rápido $p_T^{j,\text{max}}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow l^+l^-jjb$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	51
3.20	Distribución del momento transverso del leptón cargado más rápido $p_T^{l,\text{max}}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow l^+l^-jjb$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	51
3.21	Distribución del momento transverso del quark <i>b</i> $p_T^b$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow l^+l^-jjb$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	52
3.22	Distribución de la masa del <i>top</i> reconstruida $m_t^{\text{rec}}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma l\nu b$ y el fondo en la fase L del LHC. . . . .	57



3.23	Distribución de la energía transversa total $H_T$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma l \nu b$ y el fondo en la fase L del LHC. . . . .	58
3.24	Distribución del momento transverso del fotón $p_T^\gamma$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma l \nu b$ y el fondo en la fase L del LHC. . . . .	58
3.25	Distribución de $\Delta R^{\min}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma l \nu b$ y el fondo en la fase L del LHC. . . . .	59
3.26	Distribución de la masa reconstruida del <i>top</i> $m_t^{\text{rec}}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma j j b$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	61
3.27	Distribución de la masa reconstruida de la <i>W</i> $M_W^{\text{rec}}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma j j b$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	61
3.28	Distribución de la energía transversa total $H_T$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma j j b$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	62
3.29	Distribución del momento transverso del fotón $p_T^\gamma$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma j j b$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	62
3.30	Distribución de la energía del fotón $E^\gamma$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma j j b$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	63
3.31	Distribución del momento transverso mínimo de los <i>jets</i> $p_T^{\min}$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma j j b$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	63
3.32	Distribución del momento transverso del quark <i>b</i> $p_T^b$ sin cortes cinemáticos para la señal $gu \rightarrow \gamma j j b$ y el fondo en la fase L de LHC. . . . .	64
4.1	Triángulo de unitariedad . . . . .	69
4.2	Cuadrilátero de unitariedad. . . . .	72
4.3	Diagramas de Feynman para el proceso $e^+e^- \rightarrow t\bar{c}$ a un bucle con un isosinglete <i>down</i> . . . . .	78
A.1	Distribución gaussiana para una variable con desviación estándar $\sigma = 1$ centrada en $x_{\text{exp}} = -0.5$ . . . . .	83
B.1	Construcción y uso de un intervalo de confianza genérico. . . . .	92







# ÍNDICE DE TABLAS

1.1	Asignaciones de isospín, carga e hipercarga de las partículas elementales.	2
1.2	Partículas elementales conocidas y mediadores de sus interacciones. . .	3
2.1	Medidas directas de elementos de la matriz CKM. . . . .	7
2.2	Límites superiores a los elementos desconocidos de la matriz CKM generalizada. . . . .	8
2.3	Acoplamientos diagonales de los quarks $u, d$ con el bosón $Z$ . . . . .	14
2.4	Valores teóricos y experimentales de $R_c, R_b$ y las asimetrías $A_{\text{FB}}^{0,c}, A_{\text{FB}}^{0,b}$ .	15
2.5	Acoplamientos diagonales de los quarks $c, b$ con el bosón $Z$ . . . . .	15
2.6	Límites experimentales sobre acoplamientos NCS y cotas deducidas de las desigualdades en modelos con quarks exóticos. . . . .	17
3.1	Anchuras parciales y principales fondos para los diferentes modos de desintegración de los bosones $Z$ y $W$ en la producción de $Zt$ y $\gamma t$ . . . .	26
3.2	Cortes cinemáticos para el canal $\nu\bar{\nu}jjb$ en Tevatron. . . . .	35
3.3	Número de sucesos $\nu\bar{\nu}jjb$ de señal y fondo antes y después de los cortes cinemáticos en Tevatron . . . . .	36
3.4	Cortes cinemáticos para el canal $jjl\nu b$ en Tevatron. . . . .	37
3.5	Número de sucesos $jjl\nu b$ de señal y fondo antes y después de los cortes cinemáticos en Tevatron . . . . .	38
3.6	Cortes cinemáticos para el canal $\gamma l\nu b$ en Tevatron. . . . .	41
3.7	Número de sucesos $\gamma l\nu b$ de señal y fondo antes y después de los cortes cinemáticos en Tevatron . . . . .	41



3.8	Cortes cinemáticos para el canal $\gamma jjb$ en Tevatron. . . . .	42
3.9	Número de sucesos $\gamma jjb$ de señal y fondo antes y después de los cortes cinemáticos en Tevatron . . . . .	42
3.10	Resumen de los límites sobre los acoplamientos anómalos $Vtu$ obtenidos en Tevatron . . . . .	43
3.11	Cortes cinemáticos para el canal $l^+l^-\nu b$ en LHC. . . . .	47
3.12	Número de sucesos $l^+l^-\nu b$ de señal y fondo antes y después de los cortes cinemáticos en LHC. . . . .	48
3.13	Cortes cinemáticos para el canal $l^+l^-jjb$ en LHC. . . . .	53
3.14	Número de sucesos $l^+l^-jjb$ de señal y fondo antes y después de los cortes cinemáticos en LHC. . . . .	53
3.15	Cortes cinemáticos para el canal $b\bar{b}l\nu b$ en LHC. . . . .	54
3.16	Número de sucesos $b\bar{b}l\nu b$ de señal y fondo antes y después de los cortes cinemáticos en LHC. . . . .	55
3.17	Comparación entre el número de sucesos $\nu\bar{\nu}jjb$ sin cortes cinemáticos para la señal $Zt$ y el fondo en la fase II de Tevatron y la fase L de LHC. . . . .	55
3.18	Cortes cinemáticos para el canal $\nu\bar{\nu}jjb$ en LHC. . . . .	56
3.19	Número de sucesos $\nu\bar{\nu}jjb$ de señal y fondo antes y después de los cortes cinemáticos en LHC. . . . .	56
3.20	Cortes cinemáticos para el canal $\gamma l\nu b$ en LHC. . . . .	59
3.21	Número de sucesos $\gamma l\nu b$ de señal y fondo antes y después de los cortes cinemáticos en LHC. . . . .	60
3.22	Cortes cinemáticos para el canal $\gamma jjb$ en LHC. . . . .	64
3.23	Número de sucesos $\gamma jjb$ de señal y fondo antes y después de los cortes cinemáticos en LHC. . . . .	65
3.24	Resumen de los límites sobre los acoplamientos anómalos $Vtu$ obtenidos en LHC . . . . .	66
3.25	Resumen de los límites sobre los acoplamientos anómalos $Vtc$ obtenidos en LHC . . . . .	66



B.1 Límites con un nivel de confianza del 95% sobre el número de sucesos de señal según tres prescripciones diferentes. . . . . 93