

Université de Montréal

Étude Monte-Carlo de la production associée d'une paire de quarks
top anti-top au boson scalaire de Higgs au LHC

par

Jean-Charles Côté

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

décembre 1994

© Jean-Charles Côté, 1994

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :

Étude Monte-Carlo de la production associée d'une paire de quarks
top anti-top au boson scalaire de Higgs au LHC

présenté par :

Jean-Charles Côté

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Viktor Zacek, président-rapporteur
Claude Leroy, directeur de recherche
Georges Azuelos, membre du jury

Mémoire accepté le : 28 février 1995

Sommaire

La mise en opération du Large Hadron Collider (LHC) et du détecteur ATLAS au début du siècle prochain permettra l'étude d'une nouvelle physique des hautes énergies. Ils devraient nous donner la possibilité de produire et d'observer le quark top (t) et le boson scalaire de Higgs (H^0) prédits par le modèle standard (MS).

Nous désirons étudier ici la production du boson scalaire de Higgs associé à la production d'une paire de quarks top anti-top au LHC dans les collisions proton-proton (pp) et observer ce signal par une signature en deux paires de quarks beau (b) anti-beau (\bar{b}) et une paire de leptons (ℓ) anti-lepton ($\bar{\ell}$), soit $b\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}$, où ces leptons peuvent être des électrons (e) ou des muons (μ). Pour ce processus, nous considérons les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$.

Nous générons et reconstruisons les événements $pp \rightarrow H^0t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}$ et les bruits de fond à l'aide de PYTHIA 5.7, JETSET 7.4 et d'un programme écrit par Alan L. Stange, ceci en considérant les caractéristiques et capacités du LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV) et d'ATLAS, les contributions des fusions gluon-gluon (gg) et quark anti-quark ($q\bar{q}$) pour le signal, la contribution des fusions gluon-gluon pour les bruits de fond, les fonctions de structures du proton HMRSB ($\Lambda = 190$ MeV), la constante α_s évaluée au premier ordre et les plages de masses : $80 \text{ GeV} < m_H < 140 \text{ GeV}$ et $150 \text{ GeV} < m_t < 200 \text{ GeV}$.

Pour faire ressortir le signal du bruit, nous construisons la distribution des masses invariantes des six combinaisons possibles de quarks b que nous donne la signature. Nous estimons aussi le nombre d'événements que nous devrions

Nombre d'événements S/\sqrt{B}	$m_t = 150$ GeV	$m_t = 175$ GeV	$m_t = 200$ GeV
$m_H = 80$ GeV	67 3,48	64 5,14	60 6,71
$m_H = 110$ GeV	25 1,29	26 2,04	25 2,79
$m_H = 140$ GeV	6 0,31	6 0,51	7 0,74

Tableau 0-I. Nombre d'événements attendus par année et rapport S/\sqrt{B} pour le signal $\mathbf{H^0 t \bar{t}}$. Obtenus pour la signature $\mathbf{b \bar{b} b \bar{b} \ell \bar{\ell}}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^4 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 70$ %, $\epsilon_\ell = 90$ % et une probabilité d'étiqueter une gerbe de c pour une gerbe de b de $1/R_c = 10$ %.

observer (tableau 0-I).

À partir de ces résultats, nous estimons que nous devrions pouvoir observer le signal si l'efficacité de l'étiquetage des quarks b du détecteur ATLAS est bonne et si le boson de Higgs n'est pas trop lourd.

Mots clés :

Physique des particules ; Higgs ; top ; LHC ; ATLAS

Table des matières

Sommaire	iii
Table des matières	v
Liste des tableaux	viii
Liste des figures	xv
Liste des abréviations	xxi
Remerciements	xxiv
Introduction	1
Chapitre 1: La problématique et les objectifs	3
1.1 Le modèle standard	4
1.2 Mécanisme de Higgs et existence du boson de Higgs	9
1.2.1 La brisure spontanée de la symétrie	9
1.2.2 L'apparition d'un boson de Goldstone dans le lagrangien lors de la brisure de symétrie	12
1.2.3 Le mécanisme de Higgs ou la disparition d'un boson de Goldstone lors d'une brisure de symétrie	14
1.2.4 Le mécanisme de Higgs dans le cadre du MS	16
1.3 Les collisions proton-proton	21

1.4	Le signal $H^0 t\bar{t}$	22
1.5	Le bruit $Z^0 t\bar{t}$	25
1.6	Les bruits $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$	27
Chapitre 2: La méthodologie		29
2.1	Les programmes de simulation	30
2.1.1	PYTHIA	30
2.1.2	JETSET	32
2.1.3	Programme générant les bruits $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$	33
2.2	Le LHC en collisions proton-proton	35
2.3	Le détecteur ATLAS	38
2.4	Les quantités observables	43
2.5	L'étiquetage des quarks b	46
Chapitre 3: Les résultats		50
3.1	Sommaire d'informations des simulations	51
3.2	Résultats	52
3.2.1	Les cas $m_t = 150$ GeV	57
3.2.1.1	Le cas $m_H = 80$ GeV et $m_t = 150$ GeV	60
3.2.1.2	Le cas $m_H = 110$ GeV et $m_t = 150$ GeV	64
3.2.1.3	Le cas $m_H = 140$ GeV et $m_t = 150$ GeV	68

3.2.2	Les cas $m_t = 175$ GeV	72
3.2.2.1	Le cas $m_H = 80$ GeV et $m_t = 175$ GeV . . .	75
3.2.2.2	Le cas $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV . .	79
3.2.2.3	Le cas $m_H = 140$ GeV et $m_t = 175$ GeV . .	83
3.2.3	Les cas $m_t = 200$ GeV	87
3.2.3.1	Le cas $m_H = 80$ GeV et $m_t = 200$ GeV . . .	90
3.2.3.2	Le cas $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV . .	94
3.2.3.3	Le cas $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV . .	98
3.3	Analyse des résultats	102
3.4	Les résultats à haute luminosité	104
	Conclusion	106
	Bibliographie	110

Liste des tableaux

0-I	Nombre d'événements attendus par année et rapport signal sur bruits pour le signal $H^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $b\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^4 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 70 \%$, $\epsilon_l = 90 \%$ et $R_c = 10$	iv
1-I	Les particules de matière	5
1-II	Les particules d'anti-matière	6
1-III	Les particules médiant les forces	6
1-IV	Le boson de Higgs (H^0)	8
2-I	Performances espérées du détecteur ATLAS	40
2-II	Description des sous-détecteurs d'ATLAS	41
3-I	Rapports de branchement	54
3-II	Fraction reconstituable des événements	54
3-III	Taux de production pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 150 \text{ GeV}$. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	57

3-IV	Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 150 \text{ GeV}$. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	57
3-V	Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80 \text{ GeV}$ et $m_t = 150 \text{ GeV}$. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	60
3-VI	Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80 \text{ GeV}$ et $m_t = 150 \text{ GeV}$. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	60
3-VII	Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110 \text{ GeV}$ et $m_t = 150 \text{ GeV}$. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	64

3-VIII	Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110 \text{ GeV}$ et $m_t = 150 \text{ GeV}$. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	64
3-IX	Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140 \text{ GeV}$ et $m_t = 150 \text{ GeV}$. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	68
3-X	Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140 \text{ GeV}$ et $m_t = 150 \text{ GeV}$. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	68
3-XI	Taux de production pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 175 \text{ GeV}$. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	72
3-XII	Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 175 \text{ GeV}$. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	72

- 3-XIII Taux de production pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction 75
- 3-XIV Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction 75
- 3-XV Taux de production pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction 79
- 3-XVI Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction 79
- 3-XVII Taux de production pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction 83

3-XVIII	Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140 \text{ GeV}$ et $m_t = 175 \text{ GeV}$. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	83
3-XIX	Taux de production pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 200 \text{ GeV}$. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	87
3-XX	Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 200 \text{ GeV}$. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	87
3-XXI	Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80 \text{ GeV}$ et $m_t = 200 \text{ GeV}$. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	90
3-XXII	Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80 \text{ GeV}$ et $m_t = 200 \text{ GeV}$. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction	90

- 3-XXIII Taux de production pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction 94
- 3-XXIV Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction 94
- 3-XXV Taux de production pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction 98
- 3-XXVI Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction 98
- 3-XXVII Nombre d'événements attendus par année et rapport signal sur bruits pour le signal $H^0t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $b\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^5\text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 70\%$, $\epsilon_l = 90\%$ et $R_c = 10$ 104

- 3-XXVIII Nombre d'événements attendus par année et rapport signal sur bruits pour le signal $H^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $b\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^5 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 50 \%$, $\epsilon_\ell = 90 \%$ et $R_c = 50$ 105
- 3-XXIX Nombre d'événements attendus par année et rapport signal sur bruits pour le signal $H^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $b\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^5 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 30 \%$, $\epsilon_\ell = 90 \%$ et $R_c = 100$ 105
- 3-XXX Nombre d'événements attendus par année et rapport signal sur bruits pour le signal $H^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $b\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^4 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 70 \%$, $\epsilon_\ell = 90 \%$ et $R_c = 10$ 107
- 3-XXXI Nombre d'événements attendus par année et rapport signal sur bruits pour le signal $H^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $b\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^4 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 50 \%$, $\epsilon_\ell = 90 \%$ et $R_c = 50$ 107
- 3-XXXII Nombre d'événements attendus par année et rapport signal sur bruits pour le signal $H^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $b\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^4 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 30 \%$, $\epsilon_\ell = 90 \%$ et $R_c = 100$ 108

Liste des figures

1-1	Potentiel $V(\phi(x))$ pour $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$	10
1-2	Potentiel $V(\phi(x))$ pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$	11
1-3	Potentiel $V(\phi(x))$ en fonction de $\phi_1(x)$ et $\phi_2(x)$ pour $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$	13
1-4	Potentiel $V(\phi(x))$ en fonction de $\phi_1(x)$ et $\phi_2(x)$ pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$	14
1-5	Potentiel $V(\phi_i(x))$ en fonction de $\phi_i(x)$ avec $\phi_j(x) = 0$ et $j \neq i$ pour $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$	17
1-6	Potentiel $V(\phi_i(x))$ en fonction de $\phi_i(x)$ avec $\phi_j(x) = 0$ et $j \neq i$ pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$	18
1-7	Diagrammes de Feynman des collisions proton-proton décri- vant $gg \rightarrow H^0 t\bar{t}$ et $q\bar{q} \rightarrow H^0 t\bar{t}$	24
1-8	Diagrammes de Feynman des collisions proton-proton décri- vant $gg \rightarrow Z^0 t\bar{t}$ et $q\bar{q} \rightarrow Z^0 t\bar{t}$	26
1-9	Diagrammes de Feynman des collisions proton-proton décri- vant $gg \rightarrow q_1 \bar{q}_1 q_2 \bar{q}_2$ et $q\bar{q} \rightarrow q_1 \bar{q}_1 q_2 \bar{q}_2$	28
2-1	Emplacement géographique du LHC	36
2-2	Situation du LHC face aux autres accélérateurs du CERN	37

2-3	Vue en coupe du détecteur ATLAS	42
2-4	Définition de l'angle θ pour les produits d'une collision . . .	45
2-5	Distributions de l'écart ΔR , équation 2.21, entre les gerbes reconstruites et les quarks b émis	48
2-6	Directions des variables $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ dans le calcul de ΔR . .	49
3-1	Distributions, pour le bruit de fond $Z^0t\bar{t}$, des masses inva- riantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées "b", pour $m_t = 150$ GeV.	58
3-2	Distributions, pour le bruit de fond $b\bar{b}t\bar{t}$, des masses inva- riantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées "b", pour $m_t = 150$ GeV.	59
3-3	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées "b", pour $m_H = 80$ GeV et $m_t = 150$ GeV.	61
3-4	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées "b" confondues, pour $m_H = 80$ GeV et $m_t = 150$ GeV.	62
3-5	Distributions des masses invariantes reconstruites des com- binaisons de gerbes étiquetées "b" du signal $H^0t\bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$ confondus, pour $m_H = 80$ GeV et $m_t = 150$ GeV.	63

3-6	Distributions, pour le signal $H^0 t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_H = 110$ GeV et $m_t = 150$ GeV.	65
3-7	Distributions, pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$ et $b\bar{b} t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues, pour $m_H = 110$ GeV et $m_t = 150$ GeV.	66
3-8	Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0 t\bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$ et $b\bar{b} t\bar{t}$ confondus, pour $m_H = 110$ GeV et $m_t = 150$ GeV.	67
3-9	Distributions, pour le signal $H^0 t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_H = 140$ GeV et $m_t = 150$ GeV.	69
3-10	Distributions, pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$ et $b\bar{b} t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues, pour $m_H = 140$ GeV et $m_t = 150$ GeV.	70
3-11	Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0 t\bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$ et $b\bar{b} t\bar{t}$ confondus, pour $m_H = 140$ GeV et $m_t = 150$ GeV.	71
3-12	Distributions, pour le bruit de fond $Z^0 t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_t = 175$ GeV.	73

3-13	Distributions, pour le bruit de fond $b\bar{b}t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_t = 175$ GeV.	74
3-14	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_H = 80$ GeV et $m_t = 175$ GeV.	76
3-15	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues, pour $m_H = 80$ GeV et $m_t = 175$ GeV.	77
3-16	Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0t\bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$ confondus, pour $m_H = 80$ GeV et $m_t = 175$ GeV.	78
3-17	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV.	80
3-18	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues, pour $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV.	81
3-19	Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0t\bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$ confondus, pour $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV.	82

3-20	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_H = 140$ GeV et $m_t = 175$ GeV.	84
3-21	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues, pour $m_H = 140$ GeV et $m_t = 175$ GeV.	85
3-22	Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0t\bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$ confondus, pour $m_H = 140$ GeV et $m_t = 175$ GeV.	86
3-23	Distributions, pour le bruit de fond $Z^0t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_t = 200$ GeV.	88
3-24	Distributions, pour le bruit de fond $b\bar{b}t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_t = 200$ GeV.	89
3-25	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_H = 80$ GeV et $m_t = 200$ GeV.	91
3-26	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues, pour $m_H = 80$ GeV et $m_t = 200$ GeV.	92

3-27	Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0t\bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$ confondus, pour $m_H = 80$ GeV et $m_t = 200$ GeV.	93
3-28	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV.	95
3-29	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues, pour $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV.	96
3-30	Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0t\bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$ confondus, pour $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV.	97
3-31	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”, pour $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV.	99
3-32	Distributions, pour le signal $H^0t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$, des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues, pour $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV.	100
3-33	Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0t\bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$ confondus, pour $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV.	101

Liste des abréviations

ArL Argon liquide

ATLAS Acronyme de “A Toroidal LHC ApparatuS”

b Quark beau

c Quark charme

CERN Acronyme de l’“Organisation européenne pour la recherche nucléaire”

CMS Acronyme de “Compact Muon Solenoid”

c^{te} Constante

e Électron (classe des leptons)

EM Electro-magnétique

g Gluon

GaAs Arséniure de gallium

H^0 Boson scalaire de Higgs

HMRSB Acronyme de “Harriman, Martin, Roberts et Stirling ensemble B”

ℓ Lepton

$\bar{\ell}$ Anti-lepton

LEP Acronyme du “Large Electron-Positron collider”

LHC Acronyme du “Large Hadron Collider”

MS Modèle standard

MSGC Acronyme de “MicroStrip Gas Counters”

p Proton

q Quark

\bar{q} Anti-quark

Si Silicium

t Quark top

TGT Acronyme de “Thin Gap Turbine”

TRD Acronyme de “Transition Radiation Detection”

μ Muon (classe des leptons)

À Marguerite L'Allier

1925-1994

Remerciements

Je désire remercier en premier lieu mon directeur de recherche, le professeur Claude Leroy, qui a bien voulu accepter de superviser mes travaux. Sans lui, ce projet n'aurait pas vu le jour. Il a toujours su m'encourager et m'appuyer durant mes études de maîtrise et mon second stage de recherche.

Je veux aussi remercier le professeur Georges Azuelos qui a fréquemment répondu à mes interrogations et à mes questions. Il m'a grandement aidé dans toutes mes recherches.

Je remercie le professeur Geneviève Bélanger qui m'a intéressé au domaine de la physique des particules et aux techniques de simulations lors de mon premier stage de recherche. Et aussi les professeurs Abdel Djouadi, Richard B. MacKenzie et Viktor Zacek qui m'ont brillamment enseigné et m'ont transmis le désir d'apprendre.

Je suis reconnaissant face aux professionnels Richard Bornais, Alain Lévesque et Bernard Lorazo pour l'appui technique (ordinateurs, librairies, logiciels, etc.) qu'ils fournissent au Laboratoire de physique nucléaire.

Je veux également remercier Reda Tafirout pour toute l'aide qu'il m'a offerte au niveau de la programmation et de la compréhension des programmes PYTHIA et JETSET.

Je veux souligner l'aide que j'ai reçue de Torbjörn Sjöstrand et Alan L. Stange dans mes échanges avec eux.

Je désire aussi remercier mes parents et ma famille qui m'ont encouragé et

soutenu tout au long de mes études. Ainsi que Christiane Junod et Mamfred Saalman qui m'ont offert le gîte à Genève pendant mes séjours au CERN. Ils m'ont accueilli avec chaleur et ont toujours su maintenir une atmosphère agréable dans leur maison.

Je remercie aussi tous ceux et celles que j'ai cotoyés pendant mes travaux, tant les professeurs que les chercheurs, membres du personnel et étudiants.

Je remercie les Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche (FCAR) et le groupe ATLAS-Montréal pour l'appui financier qu'ils m'ont procuré pour réaliser mon projet de maîtrise.

Introduction

La mise en opération du LHC (section 2.2) au début du siècle prochain ouvrira la porte à de nouvelles découvertes en physique des particules. Son énergie d'opération de $\sqrt{s} = 14$ TeV dans le centre de masse devrait permettre de produire des particules lourdes encore jamais observées.

Nous désirons étudier ici la possibilité d'observer le boson scalaire de Higgs (H^0) produit en association avec une paire de quarks top (t) anti-top (\bar{t}) au LHC dans les collisions proton-proton, plus particulièrement pour les caractéristiques du détecteur ATLAS (section 2.3).

Ce signal ($H^0 t \bar{t}$) est bien adapté pour étudier le boson de Higgs avec une masse inférieure à 140 GeV. Nous choisirons la plage de masse pour le boson de Higgs de 80 GeV à 140 GeV et pour le quark top de 150 GeV à 200 GeV. La signature par laquelle nous désirerons observer le signal comporte quatre quarks b et deux leptons, soit : $b\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}$, où ℓ désigne un électron (e) ou un muon (μ).

Nous commencerons dans le premier chapitre par définir le statut du quark top et du boson scalaire de Higgs dans le modèle standard (section 1.1). Nous présenterons chacune des catégories de particules fondamentales. Nous décrirons trois des quatre forces de la nature qui régissent les interactions entre les particules.

Nous démontrerons le mécanisme (section 1.2) qui prédit l'existence du boson de Higgs. L'explication des masses des bosons vectoriels W^+ , W^- et Z^0 est donnée par ce mécanisme. C'est ce qui fait la nécessité du boson scalaire de Higgs dans le modèle.

Nous verrons comment les collisions proton-proton se produisent. Sachant que les protons sont faits de quarks et de gluons, nous comprendrons la difficulté des études de ces collisions et la nécessité d'avoir de bons détecteurs de celles-ci. Nous utiliserons les fonctions de structure du proton de HMRSB ($\Lambda = 190$ MeV) (section 1.3).

Nous regarderons la production de notre signal $H^0 t\bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ spécifiés dans la littérature [1]. Nous allons voir que ces bruits de fond sont irréductibles et qu'ils seront toujours présents de façon plus ou moins importante dans les résultats que nous obtiendrons.

Nous poursuivrons dans le second chapitre en présentant la méthodologie et les outils que nous utiliserons pour obtenir nos résultats. Nous verrons avec quels programmes (PYTHIA, JETSET, et autres (section 2.1)) et routines nous réaliserons nos simulations.

Nous verrons les détails de l'accélérateur LHC et du détecteur ATLAS que nous considérons dans cette étude. Nous présenterons les quantités que nous pourrions observer avec ceux-ci et aussi comment nous simulerons l'étiquetage des quarks b .

Nous terminerons en rappelant sommairement les conditions que nous aurons imposées au signal en présentant et en analysant les résultats que nous aurons obtenus.

Chapitre 1

La problématique et les objectifs

Nous allons voir dans ce chapitre la problématique et les objectifs que nous désirons atteindre. Nous présenterons le quark top et le mécanisme qui prédit l'existence du boson de Higgs. Nous verrons aussi comment nous désirons les observer expérimentalement.

1.1 Le modèle standard

Le modèle standard (MS) [2, 3, 4] a été développé pour décrire les particules fondamentales et leurs interactions. Trois des quatre forces de la nature y sont décrites. Seule la force gravitationnelle n'y est pas incluse. Cependant, des modèles plus sophistiqués tel que le modèle super-symétrique tentent de décrire les quatre forces fondamentales.

Les particules impliquées dans le MS sont décrites dans les tableaux 1-I à 1-IV. Le MS comporte 24 fermions de spin $\frac{1}{2}$. Les fermions sont des particules de spin demi-entier ($\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$). Les six quarks et six leptons, tableau 1-I, sont complétés par leurs douze anti-particules, tableau 1-II. Il contient aussi 13 bosons : 12 bosons vectoriels de spin 1, tableau 1-III, et un boson scalaire de spin 0, tableau 1-IV. Les bosons sont des particules de spins entiers ($0, 1, 2, \dots$).

Ce sont les quarks qui, en paires ou triplets, forment les hadrons observés expérimentalement. Les leptons sont des particules visibles et ne sont pas formés de quarks. Les quarks eux-mêmes ne sont pas observables. Ils sont confinés dans des puits de potentiel par groupe de trois quarks (les baryons) ou anti-quarks (les anti-baryons), ou par paires quark anti-quark (les mésons). Les baryons, anti-baryons et mésons forment la famille des hadrons.

Les quarks sont porteurs d'une charge appelée couleur. Il existe six charges de couleur soient rouge, vert et bleu, et leurs anti-couleurs. Toutes les particules que nous observons sont neutres en couleur et un quark seul serait, s'il était observable, chargé de couleur.

Le confinement des quarks apparaît lorsqu'un quark d'un hadron a assez d'énergie pour s'éloigner un peu de ses partenaires. Il se produit alors une matérialisation de particules (quarks et anti-quarks). Avec celle-ci, un nouvel arrangement s'organise. Nous nous retrouvons alors avec un ensemble de nou-

matière	lepton	masse	Q (e)	quark	masse	Q (e)
fermions de 1 ^{re} génération	e	511,0 keV	-1	u	2 à 8 MeV ou 390 MeV†	$+\frac{2}{3}$
	ν_e	< 7,3 eV	0	d	5 à 15 MeV ou 390 MeV†	$-\frac{1}{3}$
fermions de 2 ^e génération	μ	105,7 MeV	-1	c	1,3 à 1,7 GeV	$+\frac{2}{3}$
	ν_μ	< 270 keV	0	s	100 à 300 MeV	$-\frac{1}{3}$
fermions de 3 ^e génération	τ	1784,1 MeV	-1	t	> 91 GeV	$+\frac{2}{3}$
	(ν_τ)	< 35 MeV	0	b	4,7 à 5,3 GeV	$-\frac{1}{3}$

Tableau 1-I. Les particules de matière [5]. † Selon le principe qu'un neutron est composé des quarks d, d et u et qu'un proton est composé des quarks u, u et d et qu'ils ont chacun une masse d'environ 1 GeV. Pour la masse effective, se référer à [2].

veaux hadrons mais aucun quark libre. Ce processus s'appelle la fragmentation. Il peut s'expliquer par un modèle de cordes de couleurs [6].

Dans le MS, les forces sont médiées par les particules d'interaction, tableau 1-III. Ces particules d'interaction sont des bosons de spin 1.

Les gluons médient la force forte et répondent à la symétrie $SU(3)_C$. Ils sont chacun chargés de couleurs et d'anti-couleurs selon l'octet de $SU(3)_C$ auquel ils appartiennent. Leurs interactions ne se font qu'avec les particules chargées de couleurs soient les quarks et d'autres gluons. La constante de couplage au premier ordre de la force forte est [5] :

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)} \frac{1}{\log(\mu^2/\Lambda^2)} \quad (1.1)$$

avec n_f définissant le nombre de quarks plus légers que l'échelle d'énergie μ . L'échelle d'énergie μ est l'énergie transférée lors d'une interaction. Λ est un paramètre arbitraire de l'ordre de quelques centaines de MeV [7].

anti-matière	anti-lepton	masse	Q (e)	anti-quark	masse	Q (e)
anti-fermions de 1 ^{re} génération	\bar{e}	511,0 keV	+1	\bar{u}	2 à 8 MeV ou 390 MeV†	$-\frac{2}{3}$
	$\bar{\nu}_e$	< 7,3 eV	0	\bar{d}	5 à 15 MeV ou 390 MeV†	$+\frac{1}{3}$
anti-fermions de 2 ^e génération	$\bar{\mu}$	105,7 MeV	+1	\bar{c}	1,3 à 1,7 GeV	$-\frac{2}{3}$
	$\bar{\nu}_\mu$	< 270 keV	0	\bar{s}	100 à 300 MeV	$+\frac{1}{3}$
anti-fermions de 3 ^e génération	$\bar{\tau}$	1784,1 MeV	+1	\bar{t}	> 91 GeV	$-\frac{2}{3}$
	$(\bar{\nu}_\tau)$	< 35 MeV	0	\bar{b}	4,7 à 5,3 GeV	$+\frac{1}{3}$

Tableau 1-II. Les particules d'anti-matière [5]. † Selon le principe qu'un neutron est composé des quarks d, d et u et qu'un proton est composé des quarks u, u et d et qu'ils ont chacun une masse d'environ 1 GeV. Pour la masse effective, se référer à [2].

forces	bosons (spin 1)	masse	Q (e)
électromagnétique	γ	< $3 \cdot 10^{-33}$ MeV	< $2 \cdot 10^{-32}$
faible	W^+	80,2 GeV	+1
	W^-	80,2 GeV	-1
	Z^0	91,17 GeV	0
forte	8 g	0 eV†	0

Tableau 1-III. Les particules médiant les forces [5]. † Valeur théorique.

La force faible se transmet par les bosons W^\pm et Z^0 . Ces particules sont décrites par la symétrie $SU(2)_F$. La force faible interagit tant avec les quarks qu'avec les leptons. La constante de couplage de la force faible est donnée par la constante de couplage de Fermi, soit [8] :

$$G_F/(\hbar c)^3 = 1,16639 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2} \quad (1.2)$$

avec $\hbar \equiv h/2\pi = 1,05457266 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ où h est la constante de Planck et $c = 299792458 \text{ms}^{-1}$ est la vitesse de la lumière dans le vide.

Une troisième force décrite par le MS est la force électromagnétique. C'est le photon qui transporte la force électromagnétique. Il interagit avec toutes les particules chargées électriquement. La symétrie décrivant cette force est $U(1)_Q$. La constante de couplage de la force électromagnétique nous est donnée par la constante de structure fine [8] :

$$\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137,0359895 \quad (1.3)$$

où, e est la charge électrique de l'électron, $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{Fm}^{-1}$ est la permittivité du vide. \hbar et c sont définis ci-haut.

Les forces faible et électromagnétique sont maintenant unifiées en une seule force, la force électrofaible. Elle répond à la symétrie $SU(2)_{T_w} \otimes U(1)_Y$. T_w étant l'isospin faible et Y l'hypercharge. L'hypercharge est définie dans la relation qui suit :

$$Q = T_3 + Y/2 \quad (1.4)$$

où T_3 est la troisième projection de l'isospin faible T_w et Q , la charge électrique.

L'ensemble des symétries du MS est $SU(3)_C \otimes SU(2)_{T_w} \otimes U(1)_Y$.

Le mécanisme par lequel les particules W^\pm et Z^0 acquièrent leurs masses s'appelle le mécanisme de Higgs. Ce mécanisme fait usage de la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_{T_w} \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_Q$ selon l'équation 1.4. Cette brisure

	boson (spin 0)	masse	Q (e)
brisure de symétrie	H^0	$> 48 \text{ GeV}^\dagger$	0

Tableau 1-IV. Le boson de Higgs (H^0) [5]. \dagger Selon la limite choisie par le Particle Data Group.

de symétrie fait apparaître une nouvelle particule dans le modèle, la particule de Higgs [9, 10], tableau 1-IV. Le Higgs (H^0) est le boson de spin 0 (boson scalaire) du MS et se couple avec toutes les autres particules du modèle. Il peut se désintégrer tant en quarks qu'en leptons ou en bosons.

1.2 Mécanisme de Higgs et existence du boson de Higgs

Le champ de Higgs est un champ qui comble le vide comme un champ électrique peut le faire. Le mécanisme de Higgs [11, 2, 12] est le mécanisme par lequel les bosons de Goldstone disparaissent pour donner une masse aux bosons de jauge. Certains modèles ne font pas appel au H^0 . D'autres comme le MS en ont besoin pour expliquer certains phénomènes tels que les masses des bosons W^\pm et Z^0 . Il faudra attendre le résultat des expériences au LHC pour véritablement savoir si le boson de Higgs existe.

Voici une présentation du mécanisme de Higgs basée sur la présentation qu'en fait Gordon Kane [11]. Cette démarche reprend les concepts importants du mécanisme allant de la simple brisure de symétrie jusqu'à la base du mécanisme de Higgs dans le MS.

Mécanisme de Higgs étape par étape

1.2.1 La brisure spontanée de la symétrie

Considérons un Lagrangien :

$$\mathcal{L} = (T) - (V) \quad (1.5)$$

$$= \left(\frac{1}{2}\partial_\mu\phi(x)\partial^\mu\phi(x)\right) - \left(\frac{1}{2}\mu^2\phi^2(x) + \frac{1}{4}\lambda\phi^4(x)\right) \quad (1.6)$$

• si $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$, le potentiel $V(\phi(x))$ est tel que dans la figure 1-1. Nous avons une symétrie

$$\phi(x) \rightarrow -\phi(x) \quad (1.7)$$

et le Lagrangien est alors :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi(x)\partial^\mu\phi(x) - \frac{1}{2}\mu^2\phi^2(x) - \frac{1}{4}\lambda\phi^4(x) \quad (1.8)$$

Figure 1-1. Potentiel $V(\phi(x))$ pour $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$.

Il décrit une particule scalaire de masse $m_\phi = \mu$.

• mais si $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, le potentiel $V(\phi(x))$ se trouve modifié tel que dans la figure 1-2. Il nous faut faire un choix du “vide”! La définition du vide v est obtenue à partir de la moyenne attendue du champ $\phi(x)$:

$$v = \langle 0 | \phi(x) | 0 \rangle \quad (1.9)$$

et elle représente un minimum de la fonction $V(\phi(x))$. Choisissons, entre les deux minima, le positif :

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.10)$$

En considérant de petites oscillations autour du vide v , nous avons que $\phi(x)$ devient :

$$\phi(x) = v + \eta(x) \quad (1.11)$$

Figure 1-2. Potentiel $V(\phi(x))$ pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$.

Le Lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi(x)\partial^\mu\phi(x) - \frac{1}{2}\mu^2\phi^2(x) - \frac{1}{4}\lambda\phi^4(x) \quad (1.12)$$

$$= \frac{1}{2}\partial_\mu\eta(x)\partial^\mu\eta(x) - \lambda v^2\eta^2(x) - \lambda v\eta^3(x) - \frac{1}{4}\lambda\eta^4(x) + c^{te} \quad (1.13)$$

où $\lambda v^2 = -\mu^2$. Il décrit une particule scalaire η de masse $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2}$. Mais pour $\eta(x)$ le Lagrangien n'est pas symétrique sous la transformation $\eta(x) \rightarrow -\eta(x)$.

La symétrie a été spontanément brisée.

1.2.2 L'apparition d'un boson de Goldstone dans le lagrangien lors de la brisure de symétrie

Considérons maintenant :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x)) \quad (1.14)$$

avec notre Lagrangien :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi(x))^* (\partial^\mu \phi(x)) - \mu^2 \phi^*(x) \phi(x) - \lambda (\phi^*(x) \phi(x))^2 \quad (1.15)$$

Le tout est invariant sous la transformation de jauge globale :

$$\phi(x) \rightarrow e^{ix} \phi(x) \quad (1.16)$$

Une transformation de jauge globale en est une qui ne dépend pas de l'espace et du temps.

- si $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$, le potentiel $V(\phi(x))$ est défini tel qu'en figure 1-3. Le Lagrangien est alors :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1(x))^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_2(x))^2 - \frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2(x) + \phi_2^2(x)) - \frac{\lambda}{4}(\phi_1^2(x) + \phi_2^2(x))^2 \quad (1.17)$$

Il décrit deux particules scalaires de masses $m_{\phi_1} = m_{\phi_2} = \mu$. Il respecte bien sûr la symétrie :

$$\phi(x) \rightarrow e^{ix} \phi(x) \quad (1.18)$$

- mais si $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, le potentiel $V(\phi(x))$ se transforme selon la figure 1-4. Il faut encore choisir un vide entre les minima de la fonction $V(\phi(x))$.

Choisissons :

$$\phi_1(x) = v \text{ et } \phi_2(x) = 0 \quad (1.19)$$

en considérant de petites oscillations (décrites par $\eta(x)$ et $\rho(x)$) autour du vide v , $\phi(x)$ devient :

$$\phi(x) = \frac{v + \eta(x) + i\rho(x)}{\sqrt{2}} \quad (1.20)$$

Figure 1-3. Potentiel $V(\phi(x))$ en fonction de $\phi_1(x)$ et $\phi_2(x)$ pour $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$.

Le Lagrangien s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu \rho(x))^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta(x))^2 + \mu^2 \eta^2(x) - \lambda v(\eta(x)\rho^2(x) + \eta^3(x)) \\ & - \frac{\lambda}{2}\eta^2(x)\rho^2(x) - \frac{\lambda}{4}\eta^4(x) - \frac{\lambda}{4}\rho^4(x) + c^{te} \end{aligned} \quad (1.21)$$

Il décrit une particule $\eta(x)$ de masse $m_\eta = \sqrt{-2\mu^2}$ et une particule $\rho(x)$ de masse $m_\rho = 0$, un boson de Goldstone. Il n'est plus symétrique sous la transformation :

$$(\eta(x) + i\rho(x)) \rightarrow e^{i\chi}(\eta(x) + i\rho(x)) \quad (1.22)$$

La symétrie a été brisée et le boson de Goldstone est apparu.

Figure 1-4. Potentiel $V(\phi(x))$ en fonction de $\phi_1(x)$ et $\phi_2(x)$ pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$.

1.2.3 Le mécanisme de Higgs ou la disparition d'un boson de Goldstone lors d'une brisure de symétrie

Considérons maintenant l'invariance de jauge locale. Une transformation de jauge locale est une transformation de jauge qui est fonction de l'espace et du temps. Soit :

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\chi(x)}\phi(x) \quad (1.23)$$

et

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x)) \quad (1.24)$$

Afin de maintenir l'invariance de jauge, il nous faudra inclure dans notre Lagrangien la dérivée covariante :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu \quad (1.25)$$

avec un champ vectoriel de masse nulle se transformant selon :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{g} \partial_\mu \chi(x) \quad (1.26)$$

Notre Lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = [(D_\mu \phi(x))^* (D^\mu \phi(x)) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}] - [\mu^2 \phi^*(x) \phi(x) + \lambda (\phi^*(x) \phi(x))^2] \quad (1.27)$$

• si $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$, le potentiel $V(\phi(x))$ se décrit par la figure 1-3. Et comme précédemment, le Lagrangien décrit deux particules de masse $m_{\phi_{1,2}} = \mu$ avec $\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x))$. Et il respecte la symétrie :

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\chi(x)} \phi(x) \quad (1.28)$$

• mais si $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, le potentiel $V(\phi(x))$ apparaît sous la forme de la figure 1-4. Il faut se choisir un minimum pour vide dans les minima de la fonction $V(\phi(x))$ et considérer des petites oscillations autour de ce minimum. Soit :

$$\phi(x) = \eta(x) e^{-i\rho(x)} \quad (1.29)$$

mais ayant une transformation du type :

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\chi(x)} \phi(x) \quad (1.30)$$

Nous pouvons choisir la fonction $\chi(x)$ pour représenter $\rho(x)$. On peut alors simplifier $\phi(x)$ de sorte que :

$$\phi(x) = \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \quad (1.31)$$

Le Lagrangien s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} ((\partial^\mu + igA^\mu)(v + h(x))) ((\partial_\mu - igA_\mu)(v + h(x))) \\ &\quad - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{\mu^2}{2} (v + h(x))^2 - \frac{\lambda}{4} (v + h(x))^4 \end{aligned} \quad (1.32)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} (\partial_\mu h(x)) (\partial^\mu h(x)) + \frac{1}{2} g^2 v^2 A_\mu A^\mu - \lambda v^2 h^2(x) - \lambda v h^3(x) \\ &\quad - \frac{\lambda}{4} h^4(x) + g^2 v h(x) A_\mu A^\mu + \frac{1}{2} g^2 h^2(x) A_\mu A^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.33)$$

Le Lagrangien décrit une particule scalaire $h(x)$ de masse $m_h = \sqrt{2\lambda v^2}$ et un boson de jauge A de masse $m_A = gv$. Il ne respecte plus la symétrie :

$$h(x) \rightarrow e^{ix(x)}h(x) \quad (1.34)$$

La symétrie a été brisée mais aucun boson de Goldstone n'est apparu. Le degré de liberté associé au boson de Goldstone apparaît maintenant sous la forme de la troisième polarisation du boson de jauge A , A ayant acquis une masse.

1.2.4 Le mécanisme de Higgs dans le cadre du MS

Dans le cadre du MS, nous devons considérer $\phi(x)$ comme un doublet de $SU(2)$. Soit :

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

avec

$$\phi^+(x) = \frac{\phi_1(x) + i\phi_2(x)}{\sqrt{2}} \quad (1.36)$$

et

$$\phi^0(x) = \frac{\phi_3(x) + i\phi_4(x)}{\sqrt{2}} \quad (1.37)$$

Notre Lagrangien s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi(x))^\dagger (\partial^\mu \phi(x)) - \mu^2 \phi^\dagger(x) \phi(x) - \lambda (\phi^\dagger(x) \phi(x))^2 \quad (1.38)$$

avec

$$\phi^\dagger(x) \phi(x) = (\phi^{+*}(x) \phi^{0*}(x)) \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

$$= \frac{1}{2} (\phi_1^2(x) + \phi_2^2(x) + \phi_3^2(x) + \phi_4^2(x)) \quad (1.40)$$

Considérons la dérivée covariante suivante ($Y \equiv$ hypercharge faible [11]) :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu \quad (1.41)$$

Figure 1-5. Potentiel $V(\phi_i(x))$ en fonction de $\phi_i(x)$ avec $\phi_j(x) = 0$ et $j \neq i$ pour $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$.

avec les transformations :

$$B_\mu \rightarrow B_\mu - \partial_\mu \frac{\chi}{g} \quad (1.42)$$

$$W_\mu \rightarrow G[W_\mu + \frac{i}{g_2} G^{-1}(\partial_\mu G)]G^{-1} \quad (1.43)$$

$$G = e^{i\vec{\alpha}(x) \cdot \frac{\vec{\tau}}{2}} \quad (1.44)$$

nous obtenons l'invariance du Lagrangien sous une transformation du groupe de symétrie SU(2) :

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\vec{\alpha}(x) \cdot \frac{\vec{\tau}}{2}} \phi(x) \quad (1.45)$$

($\vec{\tau} \equiv$ matrices de Pauli; $\vec{\alpha}(x) \equiv$ paramètres)

- si $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$, le potentiel $V(\phi_i(x))$ se dessine tel qu'en figure 1-5.

Nous obtenons le vide à :

$$\phi_{1,2,3,4}(x) = v = 0 \quad (1.46)$$

Figure 1-6. Potentiel $V(\phi_i(x))$ en fonction de $\phi_i(x)$ avec $\phi_j(x) = 0$ et $j \neq i$ pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$.

Le Lagrangien nous décrit quatre champs scalaires de masse $m_{\phi_{1,2,3,4}} = \mu$, et il respecte la symétrie :

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\vec{\alpha}(x) \cdot \frac{\vec{x}}{2}} \phi(x) \quad (1.47)$$

• mais si $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, le potentiel $V(\phi_i(x))$ se trouve modifié tel qu'en figure 1-6. Nous obtenons pour le vide :

$$(\phi_1^2(x) + \phi_2^2(x) + \phi_3^2(x) + \phi_4^2(x)) = -\frac{\mu^2}{\lambda} = v^2 \quad (1.48)$$

Il faut choisir un vide et considérer les petites oscillations autour de ce minimum.

Choisissons :

$$\phi_1(x) = \phi_2(x) = \phi_4(x) = 0 \text{ et } \phi_3(x) = v \quad (1.49)$$

Note : il faut choisir $\phi_1(x) = \phi_2(x) = 0$, car pour que la charge électrique soit conservée, il faut que la composante chargée $\phi^+(x)$ soit nulle dans le vide.

Nous pouvons choisir :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.50)$$

Ayant initialement l'invariance sous :

$$\phi(x) \rightarrow e^{i\vec{\alpha}(x) \cdot \vec{\tau}} \phi(x) \quad (1.51)$$

le Lagrangien s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & [(\partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu) \phi(x)]^\dagger \cdot [(\partial^\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B^\mu - ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}^\mu) \phi(x)] \\ & - \mu^2 \phi^\dagger(x) \phi(x) - \lambda (\phi^\dagger(x) \phi(x))^2 \end{aligned} \quad (1.52)$$

Note :

$$A_\mu = (g_2 B_\mu - g_1 Y_L W_\mu^0) (g_2^2 + g_1^2 Y_L^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.53)$$

$$Z_\mu = (g_1 Y_L B_\mu - g_2 W_\mu^0) (g_2^2 + g_1^2 Y_L^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.54)$$

$$W^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1 - iW^2) \quad (1.55)$$

$$W^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1 + iW^2) \quad (1.56)$$

où Y_L est l'hypercharge faible gauche [11]. Les termes d'intérêt sont les suivants (avec l'hypercharge $\equiv Y = 1$ et $Y_L = -1$) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{8} v^2 g_2^2 ((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2) - \frac{1}{8} v^2 (g_1 B_\mu - g_2 W_\mu^3)^2 \\ & - \frac{\mu^2}{2} H^2(x) - \lambda \frac{3}{2} v^2 H^2(x) + \dots \end{aligned} \quad (1.57)$$

$$\begin{aligned} = & -(\frac{1}{2} v g_2)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} - \frac{1}{8} v^2 (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu Z^\mu \\ & - \lambda v^2 H^2(x) + \dots \end{aligned} \quad (1.58)$$

Il n'y a pas de terme quadratique pour le champ A^μ décrivant le photon (γ) qui reste donc non massif.

Le Lagrangien nous décrit :

$$\text{les } W^\pm \text{ avec } m_W = v g_2 / 2$$

$$\text{le } Z^0 \text{ avec } m_Z = \frac{1}{2} v (g_1^2 + g_2^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{le } \gamma \text{ avec } m_\gamma = 0$$

$$\text{le } H^0 \text{ avec } m_H = \sqrt{2\lambda} v$$

La symétrie a encore été brisée mais aucun boson de Goldstone n'est apparu. Les trois degrés de liberté qui auraient produit des bosons de Goldstone sont devenus les troisièmes polarisations des W^+ , W^- et Z^0 quand ceux-ci ont reçu leurs masses.

C'est donc grâce au mécanisme de Higgs que les bosons Z^0 et W^\pm acquièrent leurs masses. Et c'est de cette manière que l'on prédit la particule de Higgs (H^0). Un fait à noter est que l'on ne connaît pas la masse du Higgs. La masse $m_H = \sqrt{2\lambda v^2}$ comporte la variable λ qui est arbitraire dans le modèle.

1.3 Les collisions proton-proton

Les protons ne sont pas des particules fondamentales. Ils sont composés de trois quarks. Les trois quarks de valence u, u et d sont liés par des gluons. Ils possèdent aussi des quarks de la mer. Les quarks de la mer proviennent de la matérialisation momentanée d'un gluon à l'intérieur du proton. Cette matérialisation forme une paire quark anti-quark.

La composition d'un proton est reflétée par ses fonctions de structure. Dans l'étude que nous réalisons ici, nous utilisons l'ensemble des fonctions de structure de HMRSB ($\Lambda = 190$ MeV) [7, 13, 14] qui sont d'un usage courant.

Nous désignons par le nom de parton les particules fondamentales qui composent les hadrons dont le proton fait partie. Ce peut être un quark de valence, un quark de la mer ou un gluon. Lors d'une collision proton-proton, un parton de chacun des protons interagit. Les autres partons continuent leur chemin sans participer à la réaction. Ce sont les partons spectateurs ou plus communément appelés les quarks spectateurs. L'appellation de quark spectateur est donnée pour ne tenir compte que des quarks de valence car ce sont eux qui donnent aux hadrons leurs définitions. Ce qui définit un proton, ce sont les trois quarks de valence u, u et d et non pas les autres particules qui peuvent le composer. Mais il faut bien retenir que l'expression "quark spectateur" représente "parton spectateur".

L'existence de quarks spectateurs rend l'étude des collisions au LHC beaucoup plus ardue. Les spectateurs, demeurant dans les tubes à vide des faisceaux, ne traversent aucune couche de détecteur. Ils emportent avec eux une quantité d'énergie qui nous reste inconnue. C'est donc dire que nous ne connaissons pas l'énergie totale de la réaction avant de l'avoir mesurée. Pour ce faire, le détecteur ATLAS doit contenir les produits des collisions et être précis dans les mesures des énergies de ceux-ci.

1.4 Le signal $H^0 t\bar{t}$

Le signal $H^0 t\bar{t}$ fait l'objet de la présente étude. Il nous permettra de découvrir le boson de Higgs combiné à l'observation simultanée du quark top. Nous désirons observer ce signal par une signature à quatre quarks b et deux leptons ℓ (électron (e) ou muon (μ)) ou plus précisément par $b\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}$. Le détecteur ATLAS, grâce à ses détecteurs internes et principalement par son détecteur micro-vertex au silicium, devrait avoir une bonne capacité d'étiquetage des quarks b. Il nous est donc possible d'avoir une certaine facilité à reconnaître cette signature. Le fait de choisir d'étudier le signal $H^0 t\bar{t}$, avec $H^0 \rightarrow b\bar{b}$, limite les bruits de fond aux productions $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$.

Ce signal est idéal pour observer le Higgs dans une plage de masse intermédiaire $80 \text{ GeV} < m_{H^0} < 140 \text{ GeV}$. LEP II pourra identifier le H^0 s'il est plus léger que 80 GeV . La limite inférieure est donc fixée à 80 GeV . La limite supérieure est fixée à l'aide du rapport de branchement du H^0 en $b\bar{b}$. Ce rapport diminue très rapidement autour de $m_{H^0} = 140 \text{ GeV}$. Ce qui rend le signal pratiquement inobservable, par la signature en quatre b, pour $m_{H^0} > 140 \text{ GeV}$.

Il existe une indication [15] expérimentale que $m_t = 175 \text{ GeV}$. Nous utiliserons une plage de masse allant de 150 GeV à 200 GeV .

Des diagrammes de Feynman décrivant la production du signal $H^0 t\bar{t}$ par collisions proton-proton, soit $gg \rightarrow H^0 t\bar{t}$ et $q\bar{q} \rightarrow H^0 t\bar{t}$ sont présentés en figure 1-7. Seuls les diagrammes types y sont présentés.

Pour faire ressortir ce signal de l'ensemble des réactions possibles, nous allons utiliser la désintégration du H^0 en $b\bar{b}$ et des t en b et en anti-leptons $\bar{\ell}$ et utiliser notre capacité de détection de ces derniers. Nous tenterons de faire ressortir le signal par une reconstruction en masse invariante des paires $b\bar{b}$. Nous devrions observer un pic se former à la masse du Higgs.

Un second mode de désintégration s'offre aussi à nous, $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$, mais notre signal devient plus difficile à observer à travers ce dernier. Le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ possède un rapport de branchement beaucoup plus faible que celui de $H^0 \rightarrow b\bar{b}$, ce qui diminue le volume d'événements attendus. La production directe de paires $\gamma\gamma$, le bremsstrahlung et le risque que le détecteur confonde un π^0 isolé, une gerbe ou un électron énergétique pour un γ augmentent les bruits de fond de manière plus considérable que pour $H^0 \rightarrow b\bar{b}$. Il est donc avantageux de considérer ici la désintégration du boson de Higgs en une paire $b\bar{b}$.

Nous simulerons ce signal à l'aide de PYTHIA (sous-section 2.1.1) et le reconstruirons avec JETSET (sous-section 2.1.2).

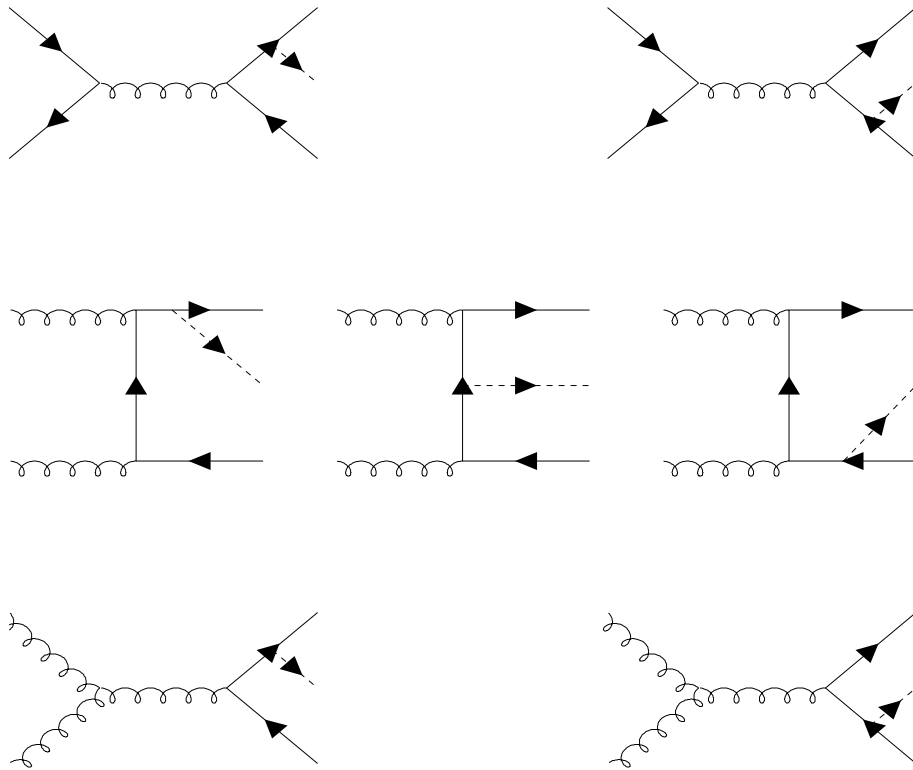


Figure 1-7. Diagrammes de Feynman des collisions proton-proton décrivant $gg \rightarrow H^0 t \bar{t}$ et $q \bar{q} \rightarrow H^0 t \bar{t}$

1.5 Le bruit $Z^0 t\bar{t}$

L'interaction produisant le bruit $Z^0 t\bar{t}$ est similaire à la réaction produisant le signal $H^0 t\bar{t}$. La seule différence réside dans le Z^0 émis à la place du H^0 .

Ce bruit de fond possède une section efficace comparable à celle du signal recherché. La production de $Z^0 t\bar{t}$ est trop similaire à celle de $H^0 t\bar{t}$ pour que nous puissions filtrer le signal à travers ce bruit. C'est ce qui s'appelle un bruit de fond irréductible. Par opposition, un bruit de fond réductible est celui qui peut être éliminé par des coupures imposées lors de l'analyse des résultats.

Les simulations de ce bruit de fond sont réalisées à l'aide du code PYTHIA et reconstruites par le code JETSET. Nous n'utiliserons pour nos calculs que la composante de la réaction provenant de gluons. En nous basant sur le rapport des contributions du signal $H^0 t\bar{t}$, on estime que la contribution au bruit $Z^0 t\bar{t}$ provenant de la fusion quark anti-quark doit représenter environ 5 % de la contribution provenant de la fusion gluon-gluon.

Des diagrammes de Feynman attachés aux collisions proton-proton produisant $Z^0 t\bar{t}$ sont présentés à la figure 1-8, soit $gg \rightarrow Z^0 t\bar{t}$ et $q\bar{q} \rightarrow Z^0 t\bar{t}$. Comme pour le signal $H^0 t\bar{t}$, tous les diagrammes possibles ne sont pas présentés.

Nous ferons la reconstruction en masse invariante $b\bar{b}$ de ce bruit. La forme que devrait nous donner cette réaction est similaire à la forme du signal $H^0 t\bar{t}$. La différence se situe au niveau de l'emplacement du pic qui sera positionné aux masses respectives du Z^0 et du H^0 .

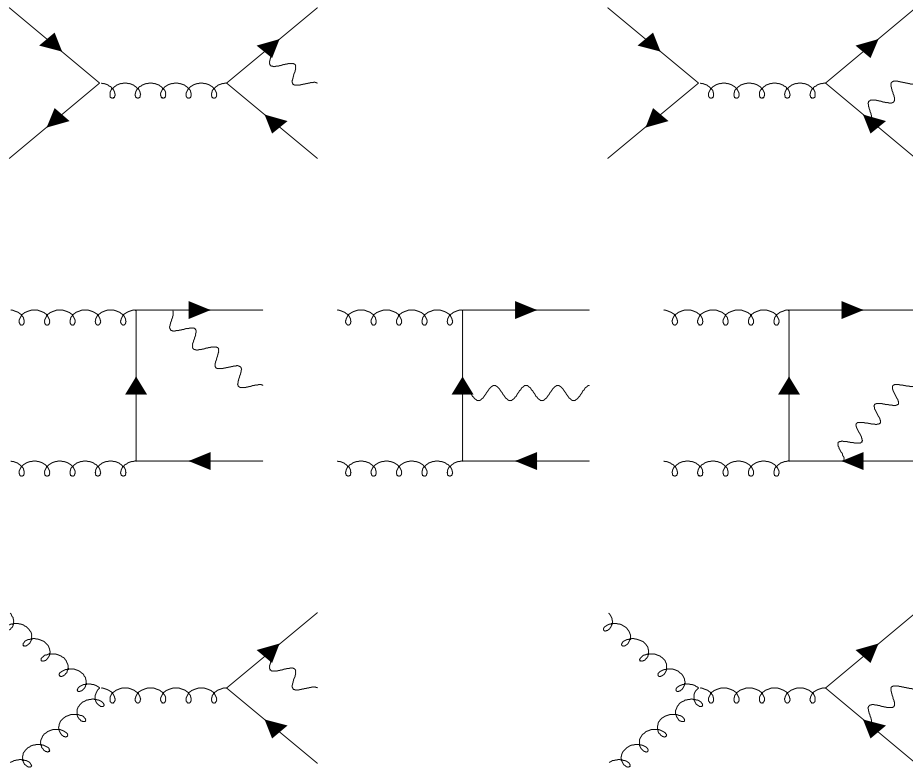


Figure 1-8. Diagrammes de Feynman des collisions proton-proton décrivant $gg \rightarrow Z^0 t \bar{t}$ et $q\bar{q} \rightarrow Z^0 t \bar{t}$

1.6 Les bruits $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$

La réaction produisant $b\bar{b}t\bar{t}$ constitue, comme le bruit $Z^0t\bar{t}$, un bruit de fond irréductible. Aucune caractéristique ne nous permet de faire des coupures pour éliminer cette contamination.

PYTHIA n'est pas en mesure de simuler cette réaction. Nous utiliserons un programme spécialement conçu pour produire l'ensemble $b\bar{b}t\bar{t}$. Pour la génération des événements $b\bar{b}t\bar{t}$ produits par les collisions proton-proton, nous faisons appel à un programme écrit par Alan L. Stange. Mais ce code ne comprend pas les routines pour hadroniser et fabriquer les gerbes à partir de quarks. Il n'inclut pas non plus la routine pour reconstruire les gerbes. JETSET nous servira à hadroniser, fabriquer et reconstruire les gerbes de cette réaction.

L'hadronisation est l'effet du confinement présenté à la section 1.1 qui oblige les quarks à être regroupés dans des hadrons. Les gerbes se construisent durant la période où les premières particules produitesradient leur énergie en cascades. Il faut les reconstruire pour connaître les caractéristiques des premières particules.

Quelques diagrammes types de Feynman décrivant la production $b\bar{b}t\bar{t}$ par les collisions proton-proton ou plus précisément $gg \rightarrow q_1\bar{q}_1q_2\bar{q}_2$ et $q\bar{q} \rightarrow q_1\bar{q}_1q_2\bar{q}_2$ sont présentés à la figure 1-9. Comme pour le bruit $Z^0t\bar{t}$, nous ne considérerons que la contribution provenant de la fusion gluon-gluon.

Ce bruit ne devrait pas nous donner de pic marqué dans la reconstruction en masse invariante des paires $b\bar{b}$ mais une courbe assez uniforme.

Nous allons aussi considérer le bruit de fond $c\bar{c}t\bar{t}$, puisque le détecteur peut confondre les quarks c et b . Mais ayant de bons facteurs de rejet, nous verrons que ce bruit devient négligeable face au bruit $b\bar{b}t\bar{t}$.

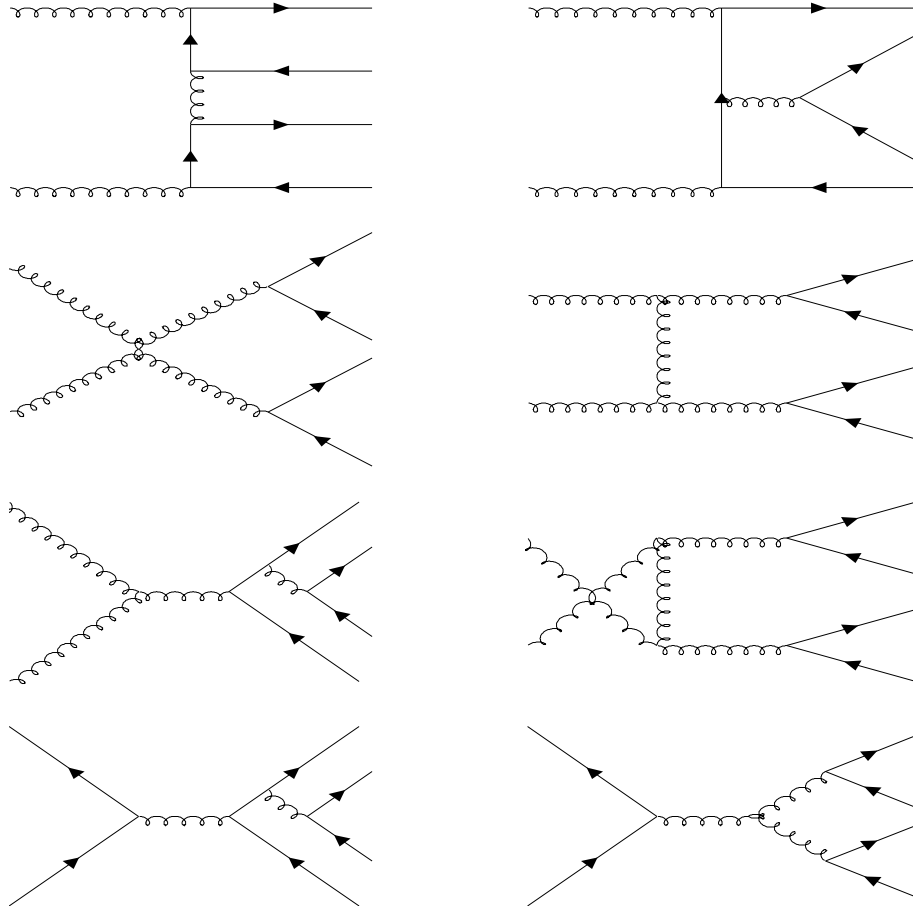


Figure 1-9. Diagrammes de Feynman des collisions proton-proton décrivant $gg \rightarrow q_1\bar{q}_1q_2\bar{q}_2$ et $q\bar{q} \rightarrow q_1\bar{q}_1q_2\bar{q}_2$

Chapitre 2

La méthodologie

Nous allons voir dans ce chapitre la méthode et les outils que nous utilisons pour répondre aux objectifs que nous nous sommes fixés. Nous verrons les programmes et les constructions mathématiques qui nous permettront de retracer le signal.

2.1 Les programmes de simulation

L'étude réalisée ici est entièrement basée sur des simulations. Chaque simulation nous redonne la même information que si nous avions réalisé une expérience véritable et plus encore en considérant que nous avons l'information exacte sur chacune des particules entrant dans la réaction. Une simulation est basée sur un modèle. Si le modèle est mal construit, les simulations basées sur celui-ci ne refléteront pas la réalité. Il importe donc d'avoir un modèle bien établi avant de commencer des simulations.

2.1.1 PYTHIA

Il existe plusieurs méthodes pour générer des événements de simulation. Nous utiliserons le générateur PYTHIA [16] version 5.7 pour simuler nos événements. Le code PYTHIA a été programmé par Torbjörn Sjöstrand.

PYTHIA utilise le MS dans les cas étudiés ici. Le MS est un modèle bien établi, si on examine les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent. C'est un modèle qui doit inclure maintenant le quark top et le boson de Higgs.

Les événements que PYTHIA produit sont exempts de poids. Cela veut dire que la distribution des événements dans l'espace de phase est proportionnel à la réalité. Le nombre d'événements générés est beaucoup plus grand que le nombre d'événements conservés pour l'étude. Lorsqu'un événement est produit, un poids lui est associé. Ce poids, une fois normalisé, représente la probabilité que cet événement se produise dans la nature par rapport aux autres événements. En ne gardant qu'une proportion d'événements en fonction du poids normalisé, nous obtenons des événements exempts de poids, distribués selon la réalité.

Le signal $H^0 t\bar{t}$ et le bruit de fond $Z^0 t\bar{t}$ sont générés à l'aide de PYTHIA. Dans le cas du signal $H^0 t\bar{t}$, nous tenons en considération la fusion gluon-gluon

et la fusion quark anti-quark. Pour le bruit de fond $Z^0 t\bar{t}$, seule la fusion de deux gluons sera prise en considération. Ceci est dû au fait que PYTHIA n'offre pas le processus $q\bar{q} \rightarrow Z^0 t\bar{t}$ et que la contribution de celui-ci ne valorise pas sa programmation. Tel que dit dans la section 1.4, le fait de ne pas utiliser la fusion quark anti-quark doit sous-estimer d'environ 5 % de la section efficace de production. La génération des événements se fait par la routine PYEVNT [16]. PYEVNT nous redonne un bilan détaillé de chaque interaction. De cette banque d'informations, nous retenons les impulsions des quatre b et des deux leptons. PYTHIA nous fournit les sections efficaces de production des trois réactions :

$$q\bar{q} \rightarrow H^0 t\bar{t} \quad (2.1)$$

$$gg \rightarrow H^0 t\bar{t} \quad (2.2)$$

$$gg \rightarrow Z^0 t\bar{t} \quad (2.3)$$

et ce, en tenant compte des rapports de branchement des canaux de désintégration. Les canaux de désintégration que nous considérons sont :

$$H^0 \rightarrow b + \bar{b} \quad (2.4)$$

$$Z^0 \rightarrow b + \bar{b} \quad (2.5)$$

$$t \rightarrow W^+ + b \quad (2.6)$$

$$\bar{t} \rightarrow W^- + \bar{b} \quad (2.7)$$

$$W^+ \rightarrow \bar{\ell} + \nu_\ell \quad (2.8)$$

$$W^- \rightarrow \ell + \bar{\nu}_\ell \quad (2.9)$$

avec ℓ définissant un électron (e) ou un muon (μ). Cet ensemble de conditions nous permet d'obtenir la signature en quatre b et deux leptons ($b\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}$) que nous désirons observer. Lors des simulations, nous utilisons la constante de couplage de la force forte α_s , approximée au premier ordre comme décrite dans l'équation 1.1 et les fonctions de structure de HMRSB ($\Lambda = 190$ MeV) [7, 13, 14]. Nous simulerons 1000 événements reconstituables pour la production du signal $H^0 t\bar{t}$ et 250 pour le bruit de fond $Z^0 t\bar{t}$.

2.1.2 JETSET

Lors d'une réaction à $\sqrt{s} = 14$ TeV, les particules formées dans la phase initiale de l'interaction sont très énergétiques. À mesure que les particules avancent dans le détecteur, elles perdent de l'énergie en émettant de nouvelles particules et en se désintégrant. Pour un observateur placé dans le laboratoire, toutes les particules secondaires émises forment un cône centré autour de la particule initialement produite. Ces cônes portent le nom de gerbes. Pour chaque événement, plusieurs gerbes sont observées.

Le code JETSET 7.4 [16] par T. Sjöstrand réunit un ensemble d'algorithmes pour reconstruire les événements et les analyser. De JETSET, nous utiliserons la routine LUCCELL pour reconstruire les gerbes en fonction de caractéristiques pré-introduites, R et de différents p_T . Dans ces caractéristiques, les particularités du détecteur sont programmées telles que les acceptances en η et les subdivisions en ϕ et η . Pour le détecteur ATLAS, nous utilisons une acceptation sur $-5 < \eta < 5$ et 64 canaux en η , 128 en ϕ . De cette manière, nous obtenons une représentation très similaire à la réalité du détecteur.

La reconstruction des gerbes est rendue nécessaire car il est impossible de mesurer les caractéristiques des particules initialement produites. Ces particules ont normalement des temps de vie trop courts pour sortir du tube à vide et atteindre le détecteur. En reconstruisant les gerbes, nous obtenons l'information sur les caractéristiques des particules initialement produites.

La reconstruction des gerbes se fait en considérant les particules ayant déposé des traces visibles dans un cône d'ouverture R .

$$R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \quad (2.10)$$

Nous utilisons une ouverture de $R = 0,7$.

Le détecteur se subdivise en cellules. La reconstruction d'une gerbe com-

mence par le repérage d'une cellule où l'énergie déposée est considérable. Dans notre étude, chaque cellule qui a reçu un dépôt d'énergie plus grand que 5,0 GeV d'énergie transverse est considérée comme l'initiatrice d'une gerbe. En additionnant les énergies transverses déposées à l'intérieur des cellules du cône, nous obtenons l'énergie totale de la gerbe.

Les paramètres R et l'énergie minimale d'une gerbe ont été choisis pour faire ressortir le signal le plus défini possible, tout en conservant une bonne probabilité d'obtenir des événements reconstituables.

Nous ferons l'usage des routines LU1ENT et LUEXEC de JETSET pour désintégrer, hadroniser les quarks et construire les gerbes pour le bruit de fond $b\bar{b}t\bar{t}$. Ces opérations seront effectuées simultanément pour les quatre quarks en tenant compte du modèle de cordes QCD [6] pour les échanges de couleur. Les liaisons seront effectuées par la routine LUJOIN [16] en deux paires, soient $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$.

2.1.3 Programme générant les bruits $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$

Les bruits de fond $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ seront générés par un programme écrit par Alan L. Stange [17]. Il simule la production des quatre quarks et calcule la section efficace de production de ceux-ci.

Il ne considère que la contribution provenant de la fusion de gluons. Nous ne considérons pas nécessaire, à l'exemple du bruit $Z^0t\bar{t}$, de mettre à l'étude la contribution de la fusion quark anti-quark.

Il ne réalise pas la désintégration des quarks et l'hadronisation de ces derniers. La fabrication et la reconstruction des gerbes ne sont pas incluses non plus dans le programme de A. L. Stange. Pour ce faire, nous utiliserons JETSET. En plus, nous simulerons l'effet des résolutions du détecteur, voir section 2.3.

Comme avec PYTHIA, nous utiliserons la constante α_s au premier ordre et les fonctions de structure HMRSB ($\Lambda = 190$ MeV).

Le programme d'Alan L. Stange génère des événements avec des poids associés. Ceci devient problématique lorsque certains événements ont des poids plusieurs fois supérieurs au poids moyen. Ces quelques événements ressortent de l'ensemble des événements (environ 10 pour les 1500 événements que nous générons et reconstruisons). Nous les éliminerons pour mieux visualiser la reconstruction du bruit de fond à défaut de simuler plus d'événements.

2.2 Le LHC en collisions proton-proton

Le Large Hadron Collider (LHC) [18, 19, 5] est un collisionneur proton-proton. Il sera construit dans le tunnel du LEP au CERN à Genève pour commencer ses opérations au début du XXI^e siècle. Deux détecteurs y seront installés, ATLAS [20] et CMS [21], pour les collisions proton-proton.

Son énergie d'opération sera de 14 TeV dans le centre de masse, produite par la collision de deux faisceaux de protons de 7 TeV.

Du fait que le LHC utilise deux faisceaux de protons, nécessitant chacun un champ magnétique opposé à l'autre, il est constitué de deux tubes à vide annulaires. Sa longueur totale sera de 26,659 km. L'alignement et la focalisation seront obtenues par 1792 dipôles et 560 quadrupôles de type supra-conducteur pouvant atteindre 10 T.

Chacun des tubes à vide pourra être rempli en 7 minutes de 4725 paquets de 10^{11} protons pour un courant total de 850 mA. Les paquets de protons seront d'une longueur de 7,5 cm et d'un rayon de 15 μm . La période d'accélération sera de 1200 s et s'effectuera à l'aide de cavités à radiofréquence de 400 MHz. Les collisions s'effectueront chaque 25 ns et les faisceaux se croiseront avec un angle de 200 μrad .

Sa luminosité d'opération maximale devrait être de $1,7 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Elle devrait pouvoir être maintenue pendant environ 11 heures. Pendant ses premières années, le LHC devrait travailler à faible luminosité, soit une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} pour finalement atteindre 10^5pb^{-1} . Nous présenterons l'ensemble de nos résultats pour la basse luminosité et une section résumera ceux-ci pour la haute luminosité.

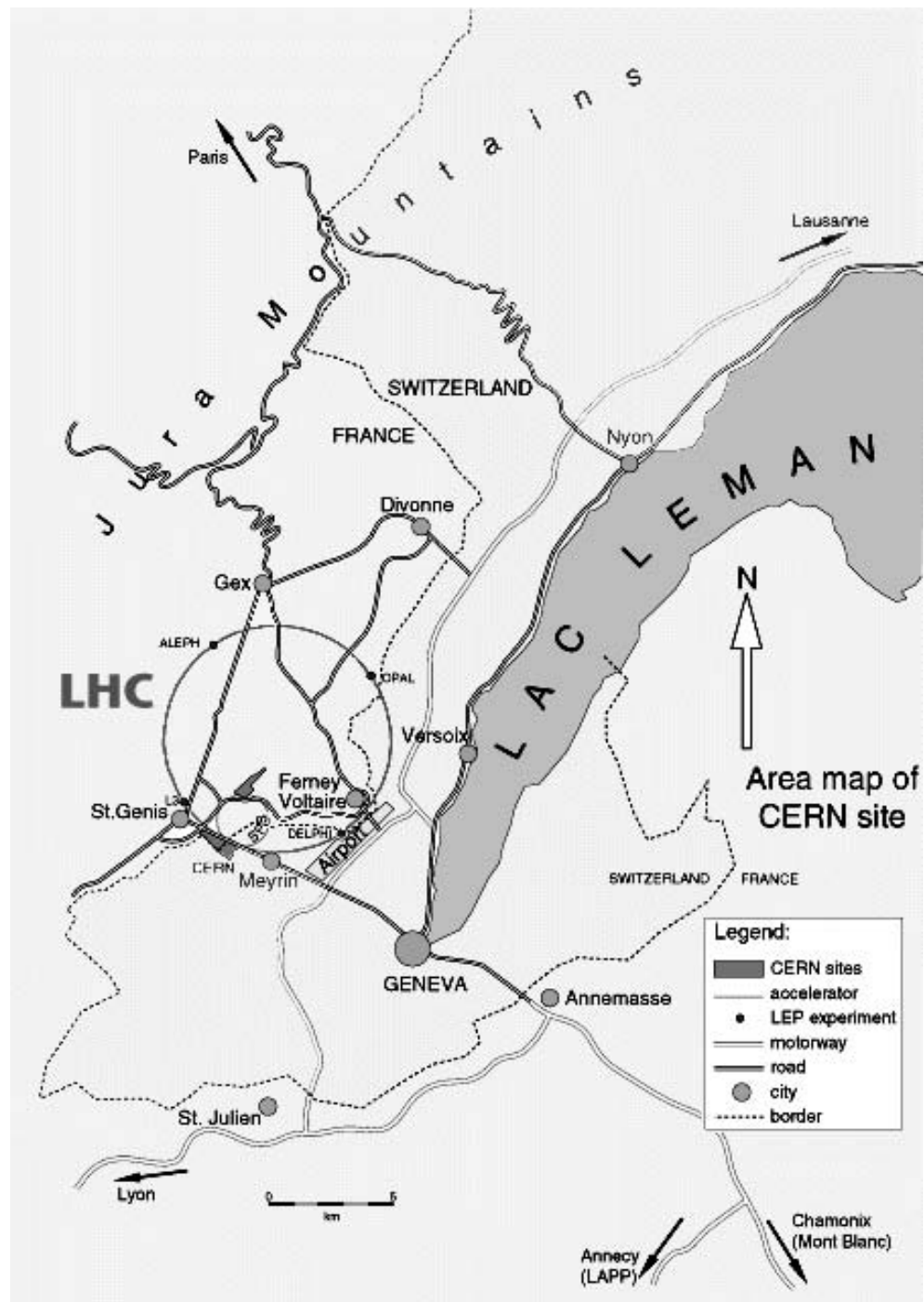


Figure 2-1. Emplacement géographique du LHC [22]

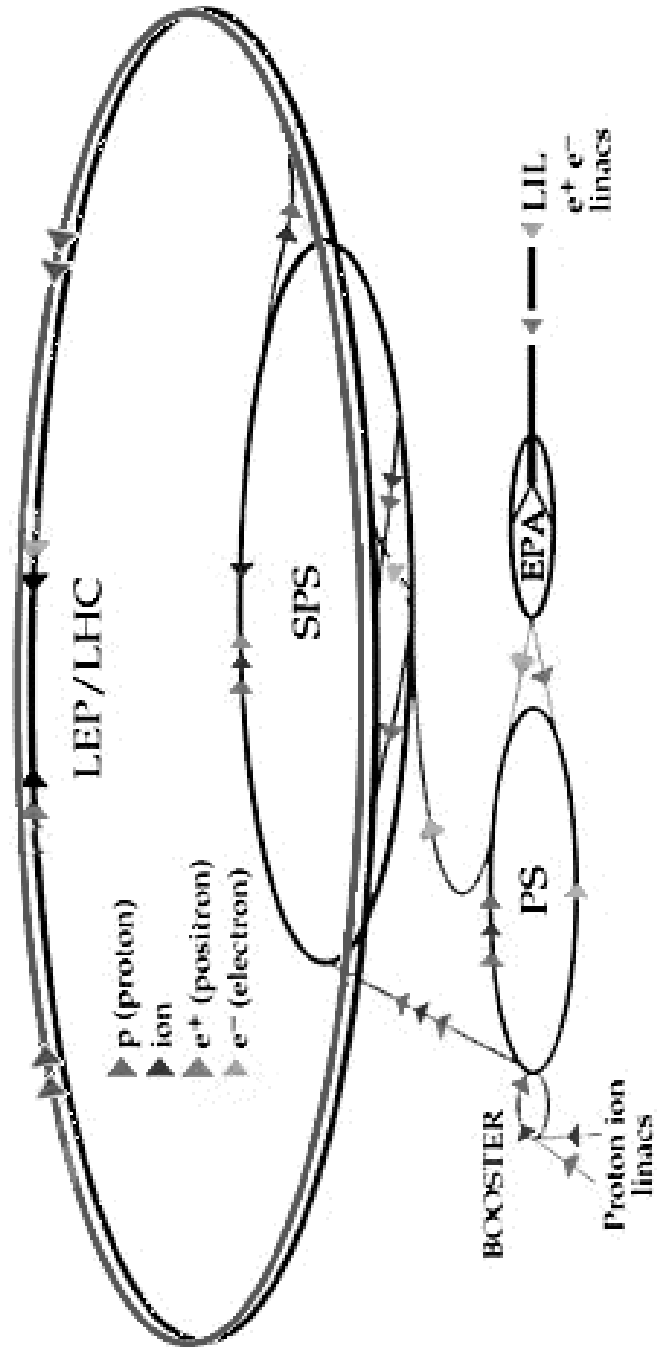


Figure 2-2. Situation du LHC face aux autres accélérateurs du CERN [22]

2.3 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS [20] sera l'un des deux détecteurs du LHC utilisés pour l'étude des collisions proton-proton. Il sera de conception et d'usage général pour l'étude de ces collisions. Et en premier lieu, il sera adapté à la détection des produits de désintégration du Higgs tel que prédit par le MS.

Le détecteur ATLAS possédera une calorimétrie électromagnétique ayant la capacité d'identifier les photons et les électrons, et d'en mesurer les caractéristiques. Il sera hermétique aux jets et permettra de déterminer l'énergie transverse manquante. À haute luminosité, ATLAS, à l'aide de ses trajectomètres, permettra de mesurer les impulsions des leptons et améliorera l'identification des photons et des électrons. Pour les faibles luminosités, il pourra retracer les saveurs lourdes et les leptons tau. La dernière couche, le détecteur à muon, pourra travailler seul pour mesurer les impulsions des muons lors des prises de données au LHC à haute luminosité.

Dans sa conception, le détecteur ATLAS allie des propriétés importantes telles qu'une grande couverture en η (section 2.4), un déclenchement et une bonne mesure des caractéristiques des particules émises dans un bruit important ayant donc un bas seuil de détectabilité.

La figure 2-3 nous présente la coupe du détecteur et ses sous-détecteurs. Le tableau 2-I nous indique les performances espérées du détecteur ATLAS. Le tableau 2-II nous présente la composition probable des sous-détecteurs.

Dans les simulations que nous réalisons ici, nous utilisons une vision simplifiée du détecteur. Nous considérons que le détecteur se subdivise en 128 parties azimutales et en 64 parties de largeur égale en pseudorapidité, η . Les résolutions que nous utiliserons sont présentées dans le tableau 2-I. Les tableaux sont tirés de la lettre d'intention d'ATLAS [20].

Nous simulons la résolution en générant deux nombres aléatoires a_1 et a_2 pour chaque quantité qui doit être altérée. Les nombres a_1 et a_2 répondent à une distribution normale (moyenne = 0 et variance = 1). Ils seront générés par la routine NORRAN [23]. Voici un exemple d'introduction de la résolution (pour un hadron compris dans l'intervalle $-3 < \eta < 3$) :

$$(p_x, p_y, p_z)_{altéré} = (p_x, p_y, p_z) \cdot (1 + a_1 50\% / \sqrt{E} + a_2 3\%) \quad (2.11)$$

avec

$$E = \sqrt{m^2 + \sum_{x,y,z} \vec{p}^2} \quad (2.12)$$

et

$$E_{altéré} = \sqrt{m^2 + \sum_{x,y,z} \vec{p}_{altéré}^2} \quad (2.13)$$

où m est la masse de la particule considérée et

$$\sum_{x,y,z} \vec{p}^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 \quad (2.14)$$

Ces modifications aux quantités de mouvement des particules sont apportées avant la reconstruction des gerbes. De cette manière, nous obtenons une simulation des imperfections provenant des détecteurs.

Composantes du détecteur	Caractéristiques et résolution	Couverture en η	
		sur la mesure	sur le déclenchement
Calorimètre électromagnétique	$10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$	± 3	$\pm 2,5$
Détecteur de pré-cascade	Séparation de $\gamma - \pi^0$	$\pm 2,5$	
Calorimétrie des jets et de $E_{T\text{manquante}}$ - baril et bouchons - luminomètre	$50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ $100\%/\sqrt{E} \oplus 7\%$	± 3 $3 < \eta < 5$	± 3 $3 < \eta < 5$
Trajectomètre	$5 \cdot 10^{-4} p_T \oplus 1\%$ Rehaussement de l'identification des électrons Marquage des τ et b	$\pm 2,5$ $\pm 2,5$	
Détecteur à muons	20% ou mieux à $p_T = 1 \text{ TeV}$ Capacité de détection autonome à haute luminosité	$\pm 1,5$ ± 3	$\pm 2,5$

Tableau 2-I. Performances espérées du détecteur ATLAS [20]

Sous-détecteurs	Couverture en η	Conception de base	Alternatives	Commentaires
Détecteur interne - vertex - trajectomètre interne - trajectomètre luminomètre ext. - trajectomètre central externe	$\pm 2,5$ $\pm 1,5$ $\pm 1,5$ $> 1,5$ > 1 ± 1	Pixels au Si Micro-rubans au Si Micro-rubans au GaAs MSGC et pailles TRD Rubans et plaques au Si, et pailles TRD	Micro-rubans MSGC ou fibres scintillantes	Amovible si nécessaire à haute \mathcal{L} D'autres études seront nécessaires pour optimiser la proposition
Solénoïde supra-conducteur		Intégré au cryostat ArL	Cryostat séparé	2 T
Calorimètre - EM avec pré-cascade - baril - bouchons - hadronique - baril et bouchons - luminomètre	± 5 $\pm 1,5$ 1,5 à 3 ± 3 3 à 5	Accordéon de ArL Accordéon ou TGT de ArL Fibres ou tuiles scintillantes ou ArL Scintillateur liquide ou gaz à haute pression	TGT de ArL ou fibres scintillantes	En cas d'usage de ArL, il y a possibilité d'avoir un calorimètre capteur de fin de gerbes
Système à muons - aimant - trajectomètre - déclencheur	± 3 ± 3 ± 3 $\pm 2,5$	Toroïde supra-conducteur à coeur d'air ou chaud à coeur de fer Tubes à dérive à haute pression ou chambres à rubans hexagonaux ou chambres à dérive à gerbes cellulaires Chambres à plaques résistives	Combinée avec le trajectomètre	

Tableau 2-II. Description des sous-détecteurs d'ATLAS [20]

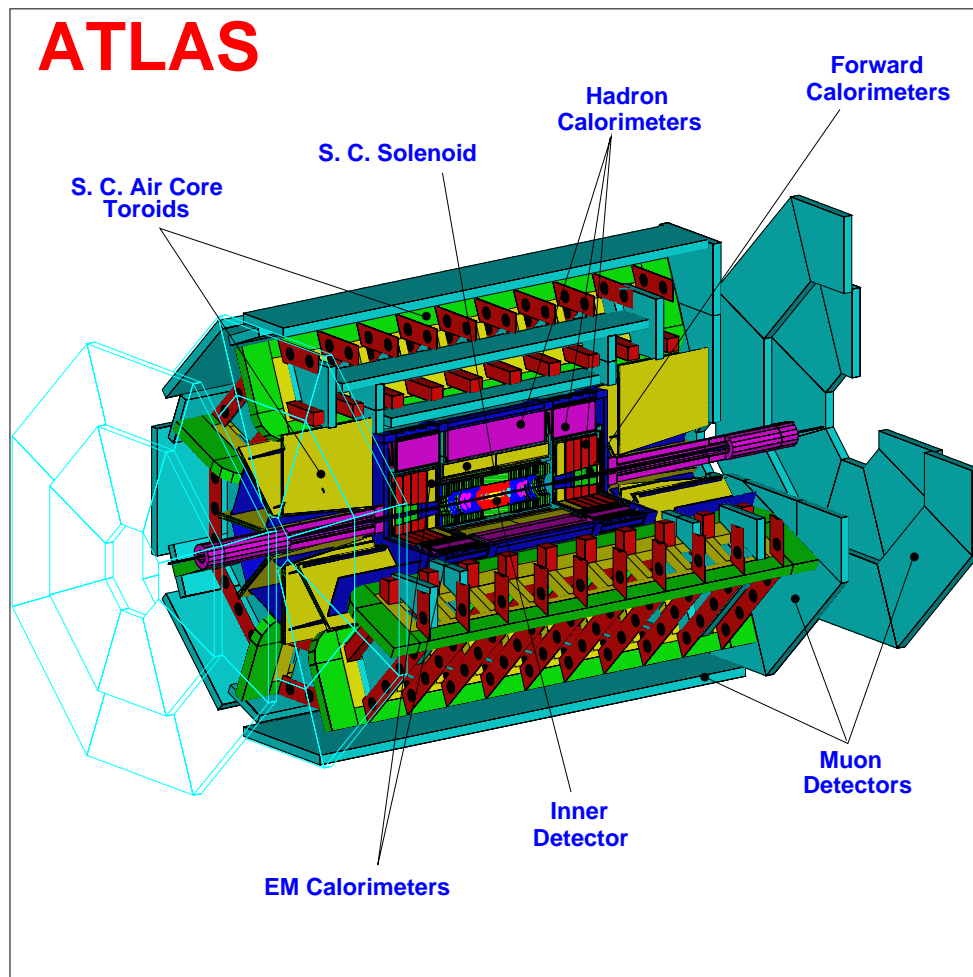


Figure 2-3. Vue en coupe du détecteur ATLAS [24]

2.4 Les quantités observables

Dans les études de physique des particules expérimentales, il y a des quantités spécifiques que l'on peut observer. Ces quantités ne sont souvent pas directement celles dont nous avons besoin pour compléter une étude. Nous devons traiter l'information que nous recueillons pour obtenir les variables qui nous sont utiles.

Les trajectomètres mesurent les points de passage des particules. Ils agissent au plus près de l'interaction primaire. Les trajectomètres sont normalement baignés dans un champ magnétique. Les mesures qui y sont effectuées le sont en tenant compte du temps. Ce qui nous permet de calculer plusieurs variables au sujet des particules. De ces mesures, nous pouvons faire ressortir la charge électrique des particules, l'impulsion qu'elles ont, l'endroit du point d'interaction d'où elles proviennent, etc. C'est aussi à l'aide de ce détecteur que l'identification et le marquage des quarks b s'effectuent.

Les calorimètres mesurent les dépôts d'énergie des particules. Ils sont généralement situés à la suite des trajectomètres. Chaque type de particule a un comportement particulier à l'intérieur des différents calorimètres. La quantité d'énergie déposée est fonction de l'énergie de la particule qui traverse le détecteur et du type de la particule. Ce qui nous permet d'avoir encore plus d'information sur la nature des particules et leur énergie.

Les deux quantités qui nous sont les plus utiles sont l'énergie E et l'impulsion p . Connaissant ces deux variables, nous pouvons calculer toutes les autres qui nous intéressent.

La quantité qui importe le plus dans notre étude est la masse invariante. L'intérêt principal de la masse invariante est qu'elle nous permet de connaître la valeur de la masse d'une particule en ne mesurant que des informations sur

le produit de sa désintégration. Voici la définition de la masse invariante d'une particule A s'étant désintégrée en n particules (b_1, b_2, \dots, b_n) :

$$m_A^2 = (E_{b_1} + E_{b_2} + \dots + E_{b_n})^2 - (\vec{p}_{b_1} + \vec{p}_{b_2} + \dots + \vec{p}_{b_n})^2 \quad (2.15)$$

où

$$\begin{aligned} (\vec{p}_{b_1} + \vec{p}_{b_2} + \dots + \vec{p}_{b_n})^2 &= (p_{b_1x} + p_{b_2x} + \dots + p_{b_nx})^2 + \\ &\quad (p_{b_1y} + p_{b_2y} + \dots + p_{b_ny})^2 + \\ &\quad (p_{b_1z} + p_{b_2z} + \dots + p_{b_nz})^2 \end{aligned} \quad (2.16)$$

et où E_{b_n} est l'énergie de la particule b_n et p_{b_nx} , p_{b_ny} et p_{b_nz} désignent son impulsion.

La reconstruction de la masse invariante est nous permet d'étudier des particules de temps de vie très court ou qui ne laissent aucune trace dans les détecteurs. Ceci est le cas pour la particule de Higgs. Le H^0 est produit et se désintègre dans le point d'interaction primaire. Il n'atteint jamais la première couche de détecteur.

Les quarks sont aussi inobservables dans un état libre. Leur confinement les rend impossibles à étudier directement. En recueillant l'information sur leurs produits de désintégration, nous pouvons retrouver des caractéristiques de ceux-ci, plus particulièrement pour le quark t que nous désirons étudier.

Les autres quantités observables avec lesquelles nous travaillons fréquemment et qui sont présentées ici, sont : $E_{T\text{manquante}}$, p_T et η .

- $E_{T\text{manquante}}$ est l'énergie transverse qui est emportée par les neutrinos. Sa définition est donnée par :

$$E_{T\text{manquante}} = - \left| \sum_n \vec{p}_{Tn} \right| \quad (2.17)$$

$$= -\sqrt{(p_{x1} + p_{x2} + \dots + p_{xm})^2 + (p_{y1} + p_{y2} + \dots + p_{ym})^2} \quad (2.18)$$

où p_{xn} et p_{yn} sont les impulsions en x et en y de la particule n . La sommation s'effectue sur les m particules observables de la réaction. (Les neutrinos, eux, ne

Figure 2-4. Définition de l'angle θ pour les produits d'une collision

laissent aucune trace dans les détecteurs.)

- p_T est l'impulsion transverse. En considérant l'axe des z dans la direction des faisceaux de protons, nous avons la définition de p_T :

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.19)$$

où p_x et p_y sont les impulsions en x et y .

- η est la pseudorapidité. Elle représente une transformation de la variable θ (θ formant l'angle avec l'axe des z et ayant son sommet au point d'interaction, voir la figure 2-4) :

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \quad (2.20)$$

2.5 L'étiquetage des quarks b

L'interaction que nous étudions ici est caractérisée par une signature à quatre quarks b (deux b et deux \bar{b}). Pour faire une bonne reconstruction des événements, nous devons être en mesure d'identifier les gerbes provenant des quarks b par rapport aux autres sources possibles. Ceci est rendu nécessaire par la présence de nombreuses gerbes provenant de gluons très énergétiques. Les collisions se faisant à très haute énergie, $\sqrt{s} = 14$ TeV, l'émission de gluons au niveau partonique est fréquent. Il n'est pas rare d'observer jusqu'à six gerbes provenant de gluons lors d'une interaction proton-proton.

Pour identifier le signal par la signature à quatre b, nous avons deux possibilités que nous pouvons appliquer au niveau du marquage des b. Nous pouvons retenir les événements où trois ou quatre marquages de b sont effectués. À ces repérages, il faut ajouter la détection d'au moins un lepton (e^\pm ou μ^\pm) de haut p_T , pour nous assurer d'avoir la paire $t\bar{t}$ accompagnant les H^0 , Z^0 , $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$. Ces deux méthodes nous permettent de nous assurer que nous avons bien le signal que nous désirons. Dans cette étude, nous ne considérons que les réactions ayant produit quatre gerbes marquées de quarks b.

Il existe plusieurs techniques pour effectuer le marquage des quarks b. Nous n'allons pas aborder ce sujet ici. Seul le principe utilisé dans l'algorithme de programmation est présenté ci-dessous.

La méthode utilisée pour associer les gerbes à leur parton original est basée sur une correspondance géométrique entre l'orientation de l'impulsion des b et celle de l'impulsion des gerbes reconstruites. Réalisant des simulations, nous avons tout le loisir et la latitude pour analyser les événements. Nous connaissons parfaitement toutes les caractéristiques de chacune des particules entrant dans la réaction. Nous savons donc par où sont passés les quarks b, nous connaissons leurs impulsions.

Le processus de reconstruction des gerbes effectué, nous connaissons les orientations en pseudorapidité et azimutales calculées à partir des impulsions de celles-ci : η_{gerbe} et ϕ_{gerbe} . Connaissant aussi l'orientation de chacun des b que nous avons générés (η_b et ϕ_b), nous calculons ΔR (la figure 2-6 nous montre les directions de $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$) :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (2.21)$$

$$= \sqrt{(\eta_{gerbe} - \eta_b)^2 + (\phi_{gerbe} - \phi_b)^2} \quad (2.22)$$

Cette quantité est calculée pour chaque possibilité de paire gerbe- b , soit un nombre de fois égal au produit $n_{gerbe}n_b$.

De cette matrice n_{gerbe} par n_b , nous éliminons les valeurs supérieures à 0,3. Une étude de la distribution des écarts ΔR , figure 2-5, nous a montré qu'une gerbe produite par un quark b ne diffère pas de plus de 0,1 de ce b dans la majorité des cas et que les autres combinaisons ont un ΔR de plus de 0,5. Rappelons que l'ouverture des cônes de reconstruction des gerbes est $R = 0,7$.

L'association véritable des gerbes avec leurs quarks respectifs est déterminée par les paires ayant les plus petits ΔR . Ceci en s'assurant de ne pas associer deux fois la même gerbe ou le même quark. De cette manière, nous simulons un étiquetage des b en association avec leurs gerbes respectives. Nous tiendrons compte d'une efficacité d'étiquetage ϵ_b dans nos résultats (section 3.2).

La reconstruction des gerbes ne tient compte que des paramètres visibles aux détecteurs. Elle simule aussi les effets que les détecteurs apportent aux mesures. Les gerbes que nous obtenons représentent ce que nous devrions observer lorsque le LHC et ATLAS seront en fonctionnement. Ceci à quelques écarts près en raison des simplifications que nous apportons.

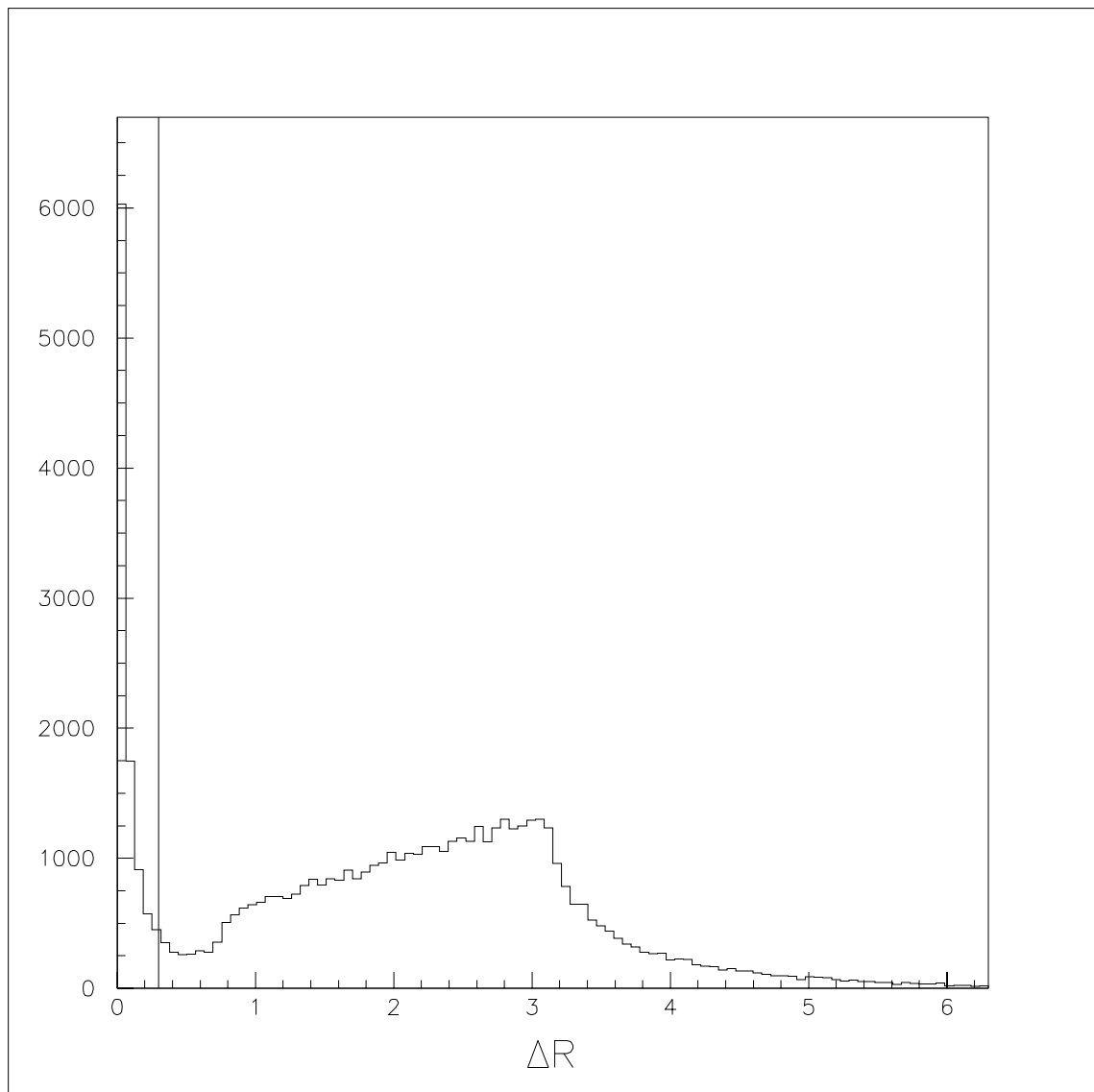


Figure 2-5. Distributions de l'écart ΔR , équation 2.21, entre les gerbes reconstruites et les quarks b émis

Figure 2-6. Directions des variables $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ dans le calcul de ΔR

Chapitre 3

Les résultats

Nous allons voir dans ce chapitre les résultats obtenus des simulations que nous avons effectuées. Nous analyserons par la suite ces résultats.

3.1 Sommaire d'informations des simulations

Pour être accepté, un événement doit répondre aux conditions suivantes :

- Les gerbes sont reconstruites pour un R de 0,7.
- Une gerbe doit avoir un minimum de 5 GeV concentré en une cellule. Une cellule mesure $2\pi/128$ radian selon l'axe azimutal et $10/64$ en unité de pseudorapidité selon l'axe de la longueur du détecteur ATLAS.
- Pour être étiquetée "b", une gerbe doit être géométriquement à $\Delta R < 0,3$ du b dont elle provient.
- Nous demandons qu'il y ait quatre gerbes étiquetées "b" par événement.
- Les gerbes doivent être dans la zone $-5 < \eta < 5$.
- Nous demandons qu'il y ait deux leptons (e ou μ) par événement.
- Les leptons doivent être contenus dans la zone $-3 < \eta < 3$.
- Pour les électrons, il y a une exigence supplémentaire : ils ne doivent pas être contenus dans le cône d'une des gerbes étiquetées "b".

Les simulations utilisent :

- la constante α_s évaluée au premier ordre
- l'énergie du centre de masse : $\sqrt{s} = 14$ TeV
- pour le signal $H^0 t\bar{t}$, les contributions provenant des fusions gg et $q\bar{q}$
- pour le bruit de fond $Z^0 t\bar{t}$, la contribution provenant de la fusion gg
- pour le bruit de fond $b\bar{b} t\bar{t}$, la contribution provenant de la fusion gg
- pour le bruit de fond $c\bar{c} t\bar{t}$, la contribution provenant de la fusion gg
- les fonctions de structure de HMRSB ($\Lambda = 190$ MeV)

3.2 Résultats

Voici les définitions des variables utilisées pour les calculs des résultats :

N	\equiv	Nombre d'événements attendus
σ	\equiv	Section efficace de production
\mathcal{L}_{int}	\equiv	Luminosité intégrée
	\equiv	(Luminosité d'opération) x (Temps d'opération dans une année)
$BR(A \rightarrow b_1 + b_2 + \dots + b_n)$	\equiv	Rapport de branchement du canal de désintégration $A \rightarrow b_1 + b_2 + \dots + b_n$
	\equiv	Probabilité que la particule A se désintègre en $b_1 + b_2 + \dots + b_n$
ϵ_b	\equiv	Efficacité de l'étiquetage des b
	\equiv	Probabilité qu'une gerbe provenant d'un quark b soit étiquetée comme telle
ϵ_ℓ	\equiv	Efficacité de l'étiquetage des leptons
	\equiv	Probabilité qu'un lepton ℓ soit étiqueté comme tel
$P_{reconstruction}$	\equiv	Probabilité qu'un événement puisse être reconstruit
R_c	\equiv	Facteur de rejet des gerbes provenant de quarks c
$\frac{1}{R_c}$	\equiv	Probabilité qu'une gerbe provenant d'un quark c soit étiquetée comme provenant d'un quark b
S	\equiv	Nombre d'événements provenant du signal
B	\equiv	Nombre d'événements provenant des bruits de fond

Voici les équations qui nous permettent de calculer le nombre d'événements attendus par année en fonction de la section efficace de production et des paramètres de reconstruction :

$$N_{Ht\bar{t}} = \sigma_{Ht\bar{t}} \mathcal{L}_{int} BR(H^0 \rightarrow b\bar{b}) BR^2(t \rightarrow bW^+) (BR(W^+ \rightarrow \bar{e}\nu_e) + BR(W^+ \rightarrow \bar{\mu}\nu_\mu))^2 \epsilon_b^4 \epsilon_\ell^2 P_{reconstruction} \quad (3.1)$$

$$N_{Zt\bar{t}} = \sigma_{Zt\bar{t}} \mathcal{L}_{int} BR(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) BR^2(t \rightarrow bW^+) (BR(W^+ \rightarrow \bar{e}\nu_e) + BR(W^+ \rightarrow \bar{\mu}\nu_\mu))^2 \epsilon_b^4 \epsilon_\ell^2 P_{reconstruction} \quad (3.2)$$

$$N_{b\bar{b}t\bar{t}} = \sigma_{b\bar{b}t\bar{t}} \mathcal{L}_{int} BR^2(t \rightarrow bW^+) (BR(W^+ \rightarrow \bar{e}\nu_e) + BR(W^+ \rightarrow \bar{\mu}\nu_\mu))^2 \epsilon_b^4 \epsilon_\ell^2 P_{reconstruction} \quad (3.3)$$

$$N_{c\bar{c}t\bar{t}} = \sigma_{c\bar{c}t\bar{t}} \mathcal{L}_{int} BR^2(t \rightarrow bW^+) (BR(W^+ \rightarrow \bar{e}\nu_e) + BR(W^+ \rightarrow \bar{\mu}\nu_\mu))^2 \epsilon_b^2 \epsilon_\ell^2 P_{reconstruction} / R_c^2 \quad (3.4)$$

Les rapports de branchement utilisés lors des simulations et des calculs sont présentés dans le tableau 3-I.

Nous présentons aussi les nombres d'événements attendus pour les quatre processus que nous considérons sans tenir compte des rapports de branchement, des efficacités, des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction. Ces nombres sont calculés selon l'équation suivante :

$$N_{processus} = \sigma_{processus} \mathcal{L}_{int} \quad (3.5)$$

La probabilité d'obtenir un événement reconstituable est donnée dans le tableau 3-II. Cette probabilité se calcule en divisant le nombre d'événements répondant aux critères d'acceptabilité (section 3.1) par le nombre d'événements donnant la signature $b\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}$ ayant lieu dans les collisions.

Désintégrations	Rapports de branchement
$H^0 \rightarrow b\bar{b}$	
$m_H = 80 \text{ GeV}$	88,1 %
$m_H = 110 \text{ GeV}$	83,9 %
$m_H = 140 \text{ GeV}$	45,3 %
$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$	15,2 %
$t \rightarrow bW^+$	99,8 %
$W^+ \rightarrow \bar{e}\nu_e$	10,8 %
$W^+ \rightarrow \bar{\mu}\nu_\mu$	10,8 %

Tableau 3-I. Rapports de branchement

Probabilité d'obtenir un événement reconstituable	31 %
---	------

Tableau 3-II. Fraction reconstituable des événements

Pour tous les graphiques qui sont présentés dans cette section, le bruit de fond $c\bar{c}t\bar{t}$ n'est pas inclus. Il est très similaire au bruit de fond $b\bar{b}t\bar{t}$ et négligeable face à ce dernier même pour un facteur de rejet $R_c = 10$ lorsque l'on considère la détection de la signature $b\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$. Le fait de ne pas inclure le bruit de fond $c\bar{c}t\bar{t}$ rend les graphiques versatiles pour toutes les efficacités d'étiquetage des gerbes-b ϵ_b .

Les trois sous-sections qui suivent, une pour chaque masse du quark top considéré, comportent chacune trois sous-sous-sections pour les trois masses du boson de Higgs étudiées. Au début de chaque sous-section sont présentées les valeurs et distributions des bruits de fond pour la masse du quark top utilisée. Dans les sous-sous-sections, les valeurs des bruits de fond sont reprises accompagnant les valeurs et distributions rattachées au signal.

Les sections efficaces présentées et les nombres d'événements associés dans les mêmes tableaux ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction. Les taux de production qu'ils contiennent ne se rapportent qu'aux processus, sans exiger d'obtenir et de détecter la signature.

Les tableaux qui présentent les taux de production des processus sans tenir compte de la signature sont tous suivis de tableaux contenant les nombres d'événements attendus par année pouvant être détectés via la signature $b\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$.

Chaque sous-section comporte les distributions des reconstructions en masse invariante des six paires de gerbes possibles pour la signature $b\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$ des bruits de fond $Z^0t\bar{t}$ et $b\bar{b}t\bar{t}$. Chaque sous-sous-section présente les distributions des reconstructions en masse invariante des six paires de gerbes possibles pour la signature $b\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$ du signal $H^0t\bar{t}$, les mêmes distributions ($H^0t\bar{t}$, $Z^0t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$) mais avec les six paires confondues et la distribution de l'addition des trois dernières.

Les sous-sous-sections 3.2.1.1 à 3.2.1.3 nous présentent les cas :

$$m_t = 150 \text{ GeV et } m_H = 80 \text{ GeV}$$

$$m_t = 150 \text{ GeV et } m_H = 110 \text{ GeV}$$

$$m_t = 150 \text{ GeV et } m_H = 140 \text{ GeV}$$

Les sous-sous-sections 3.2.2.1 à 3.2.2.3 nous présentent les cas :

$$m_t = 175 \text{ GeV et } m_H = 80 \text{ GeV}$$

$$m_t = 175 \text{ GeV et } m_H = 110 \text{ GeV}$$

$$m_t = 175 \text{ GeV et } m_H = 140 \text{ GeV}$$

Les sous-sous-sections 3.2.3.1 à 3.2.3.3 nous présentent les cas :

$$m_t = 200 \text{ GeV et } m_H = 80 \text{ GeV}$$

$$m_t = 200 \text{ GeV et } m_H = 110 \text{ GeV}$$

$$m_t = 200 \text{ GeV et } m_H = 140 \text{ GeV}$$

Les histogrammes ont été construits à l'aide des routines de HBOOK [25] et de PAW [26].

3.2.1 Les cas $m_t = 150 \text{ GeV}$

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$Z^0 t\bar{t}$	0,9353	9353
$b\bar{b} t\bar{t}$	12,5372	125372
$c\bar{c} t\bar{t}$	16,8633	168633

Tableau 3-III. Taux de production pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 150 \text{ GeV}$. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b} b\bar{b} \ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$Z^0 t\bar{t}$	-	1	4
$b\bar{b} t\bar{t}$	12	92	353
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	10

Tableau 3-IV. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 150 \text{ GeV}$. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction.

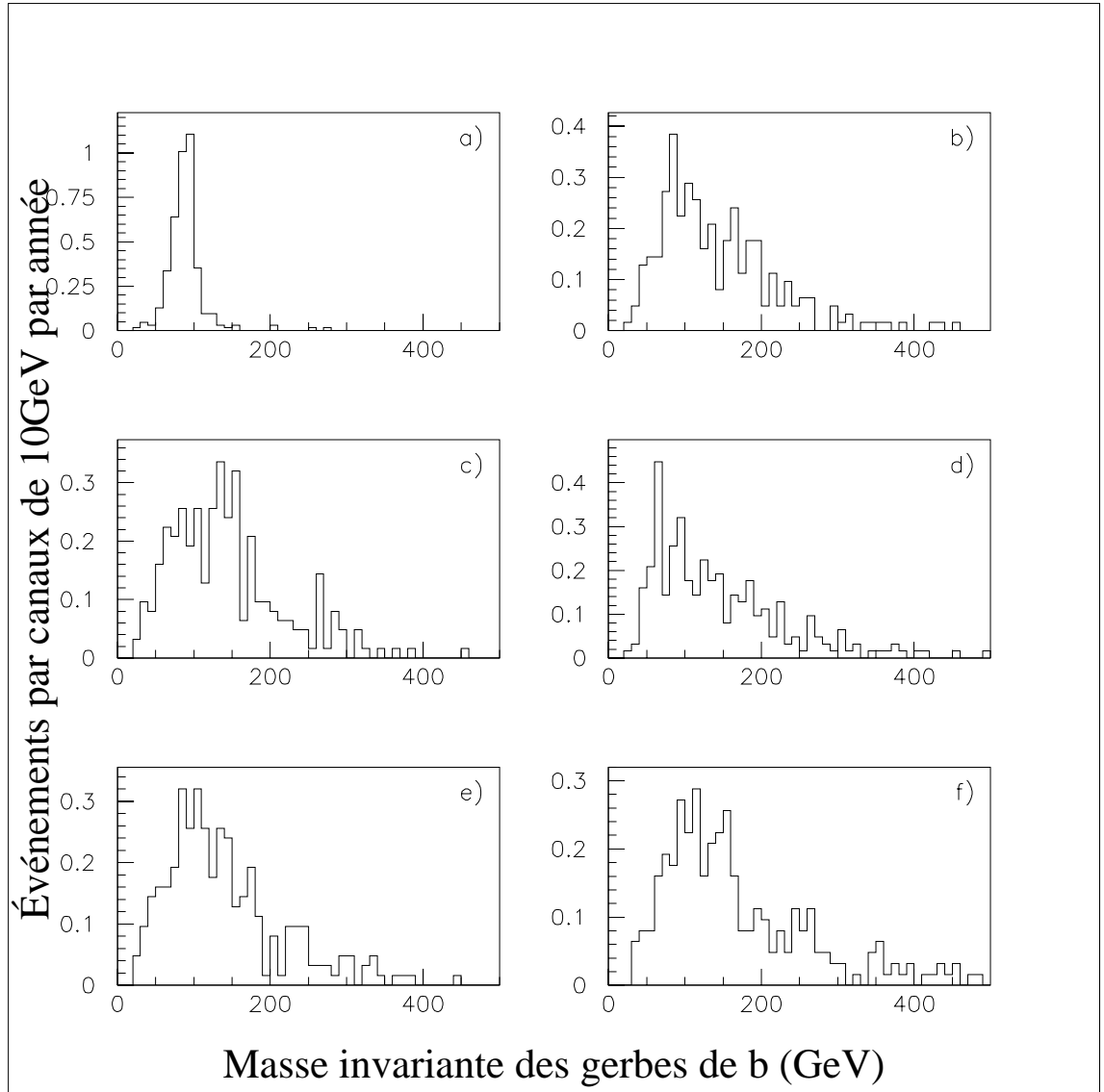


Figure 3-1. Distributions, pour le bruit de fond $\mathbf{Z}^0 t\bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. La masse utilisée est $\mathbf{m}_t = 150 \text{ GeV}$. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70 \%$ et des leptons de $\epsilon_\ell = 90 \%$.

- a) $m(\text{gerbe} - b_Z, \text{gerbe} - \bar{b}_Z)$; b) $m(\text{gerbe} - b_Z, \text{gerbe} - b_t)$
- c) $m(\text{gerbe} - b_Z, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_Z, \text{gerbe} - b_t)$
- e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_Z, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

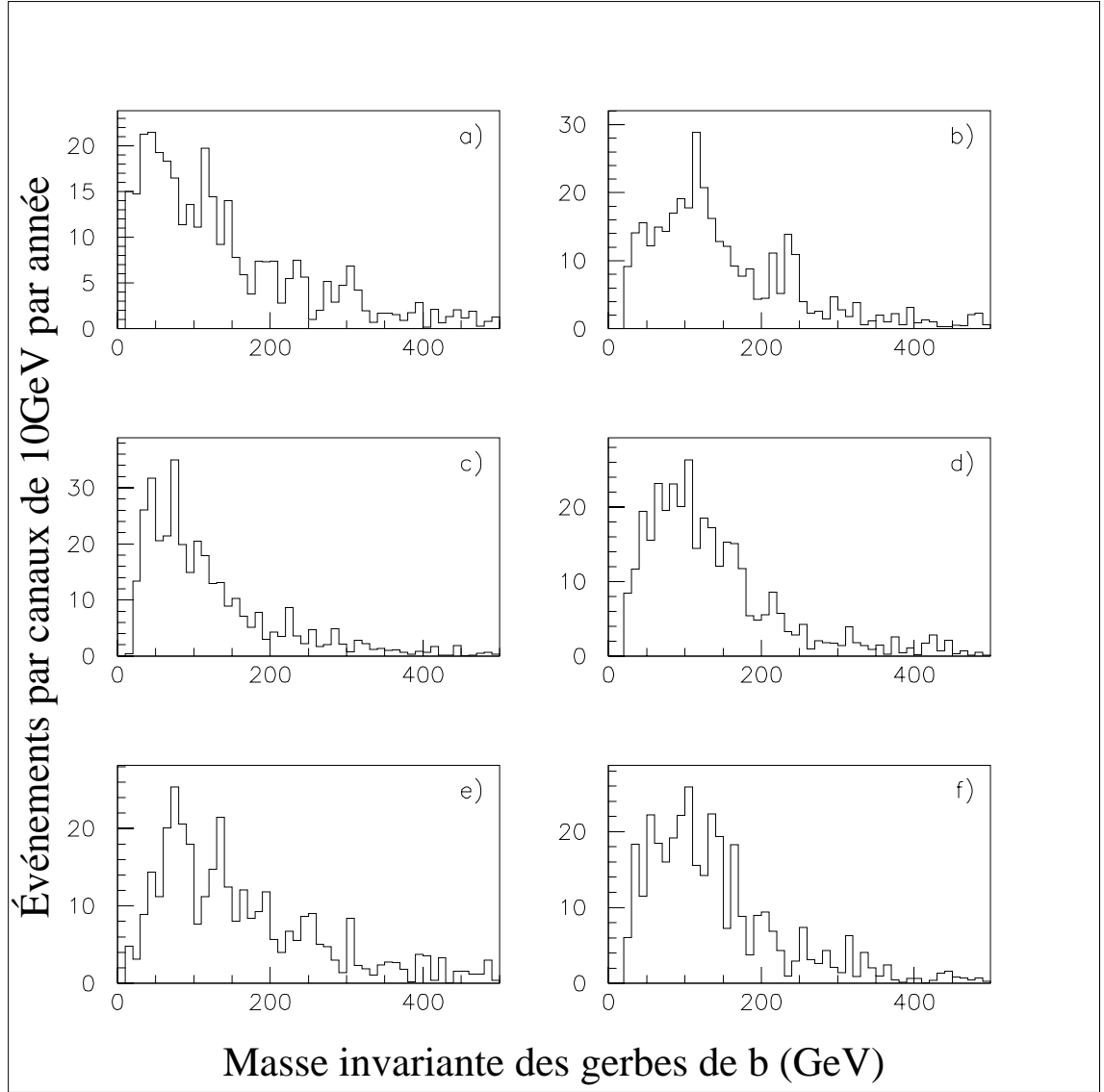


Figure 3-2. Distributions, pour le bruit de fond $\mathbf{b\bar{b}t\bar{t}}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. La masse utilisée est $\mathbf{m_t = 150 \text{ GeV}}$. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70 \%$ et des leptons de $\epsilon_\ell = 90 \%$.

- a) $m(\text{gerbe} - b, \text{gerbe} - \bar{b})$; b) $m(\text{gerbe} - b, \text{gerbe} - b_t)$
- c) $m(\text{gerbe} - b, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}, \text{gerbe} - b_t)$
- e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

3.2.1.1 Le cas $m_H = 80$ GeV et $m_t = 150$ GeV

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$H^0 t\bar{t}$	2,6874	26874
$Z^0 t\bar{t}$	0,9353	9353
$b\bar{b} t\bar{t}$	12,5372	125372
$c\bar{c} t\bar{t}$	16,8633	168633

Tableau 3-V. Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b} b\bar{b} \ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$H^0 t\bar{t}$	2	17	67
$Z^0 t\bar{t}$	-	1	4
$b\bar{b} t\bar{t}$	12	92	353
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	10
S/\sqrt{B}	0,65	1,80	3,48

Tableau 3-VI. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction. Le rapport S/\sqrt{B} est calculé selon les nombres non arrondis à l'entier.

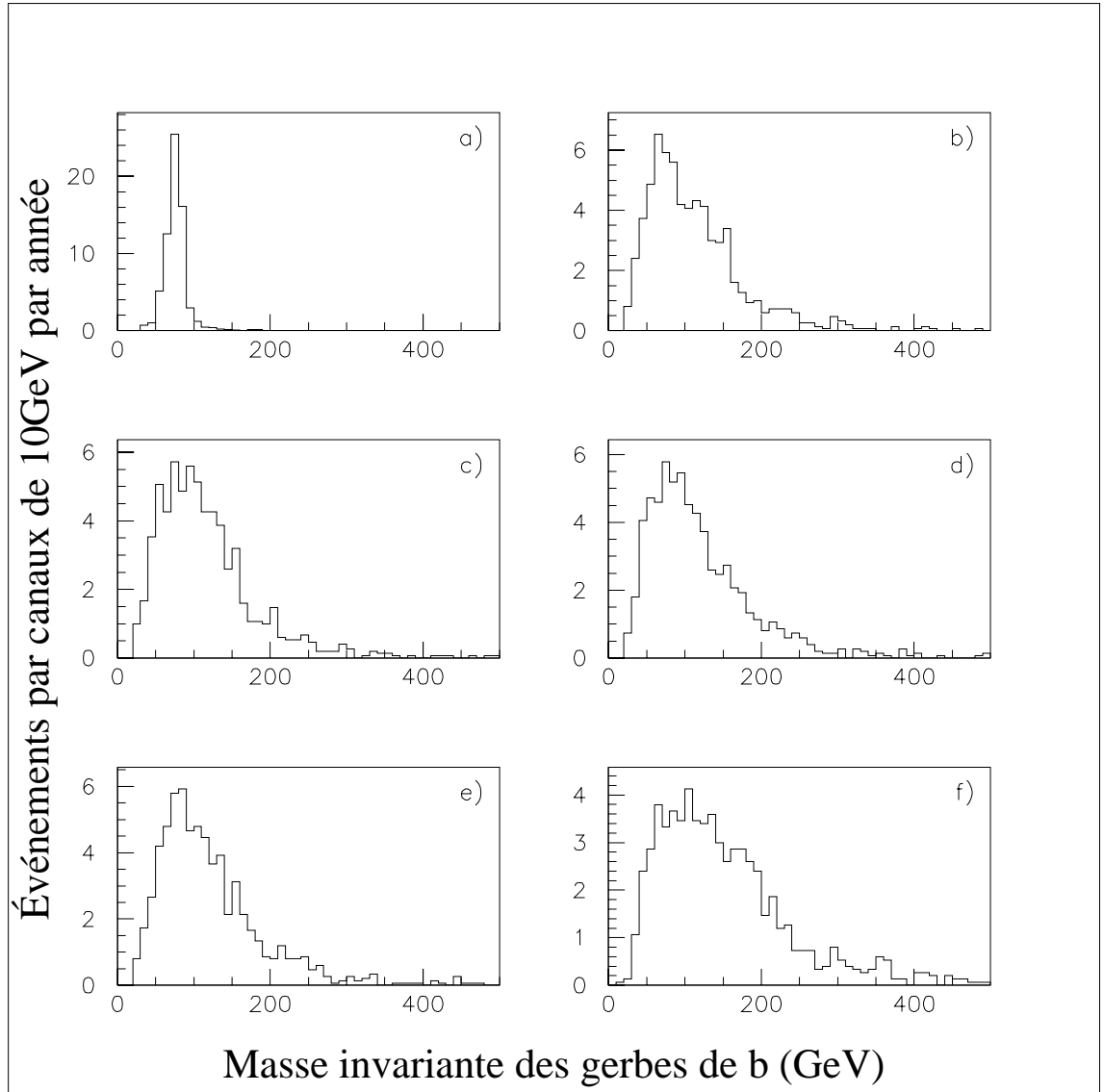


Figure 3-3. Distributions, pour le signal $\mathbf{H}^0 t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. Les masses utilisées sont $m_H = 80 \text{ GeV}$ et $m_t = 150 \text{ GeV}$. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70 \%$ et des leptons de $\epsilon_\ell = 90 \%$.

- a) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$; b) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - b_t)$
c) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - b_t)$
e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

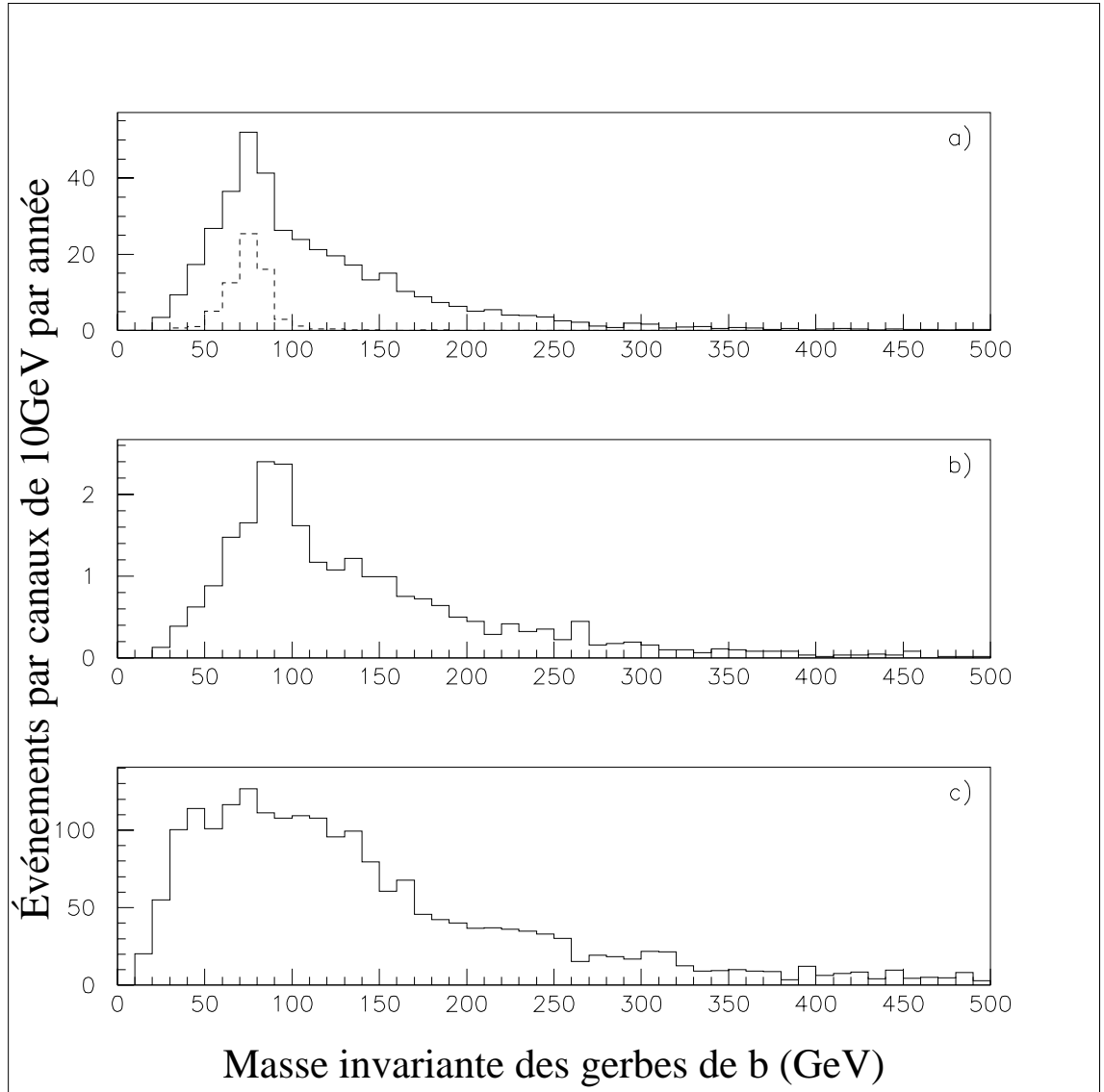


Figure 3-4. Distributions, pour le signal a) $H^0 t \bar{t}$ et les bruits de fond b) $Z^0 t \bar{t}$ et c) $b \bar{b} t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues. En traits coupés dans le graphique a), la distribution par canaux de 10 GeV de la masse invariante reconstruite $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$. Les masses utilisées sont $m_H = 80$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

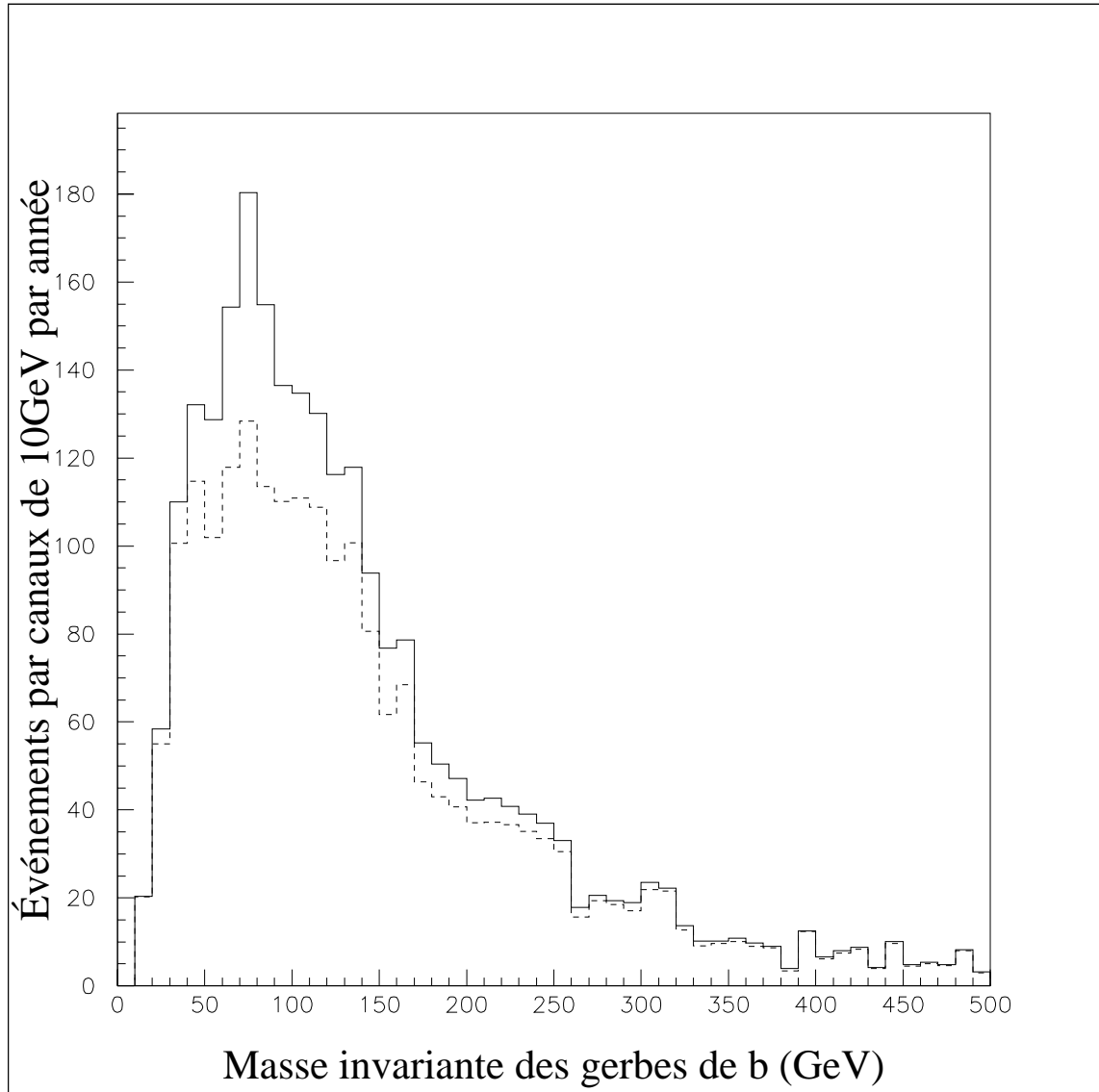


Figure 3-5. Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0 t \bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$ confondus par canaux de 10 GeV. En traits coupés dans le graphique, la même distribution pour les bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$. Les masses utilisées sont $m_H = 80$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

3.2.1.2 Le cas $m_H = 110$ GeV et $m_t = 150$ GeV

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$H^0 t\bar{t}$	1,0440	10440
$Z^0 t\bar{t}$	0,9353	9353
$b\bar{b} t\bar{t}$	12,5372	125372
$c\bar{c} t\bar{t}$	16,8633	168633

Tableau 3-VII. Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b} b\bar{b} \ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$H^0 t\bar{t}$	1	6	25
$Z^0 t\bar{t}$	-	1	4
$b\bar{b} t\bar{t}$	12	92	353
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	10
S/\sqrt{B}	0,24	0,66	1,29

Tableau 3-VIII. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction. Le rapport S/\sqrt{B} est calculé selon les nombres non arrondis à l'entier.

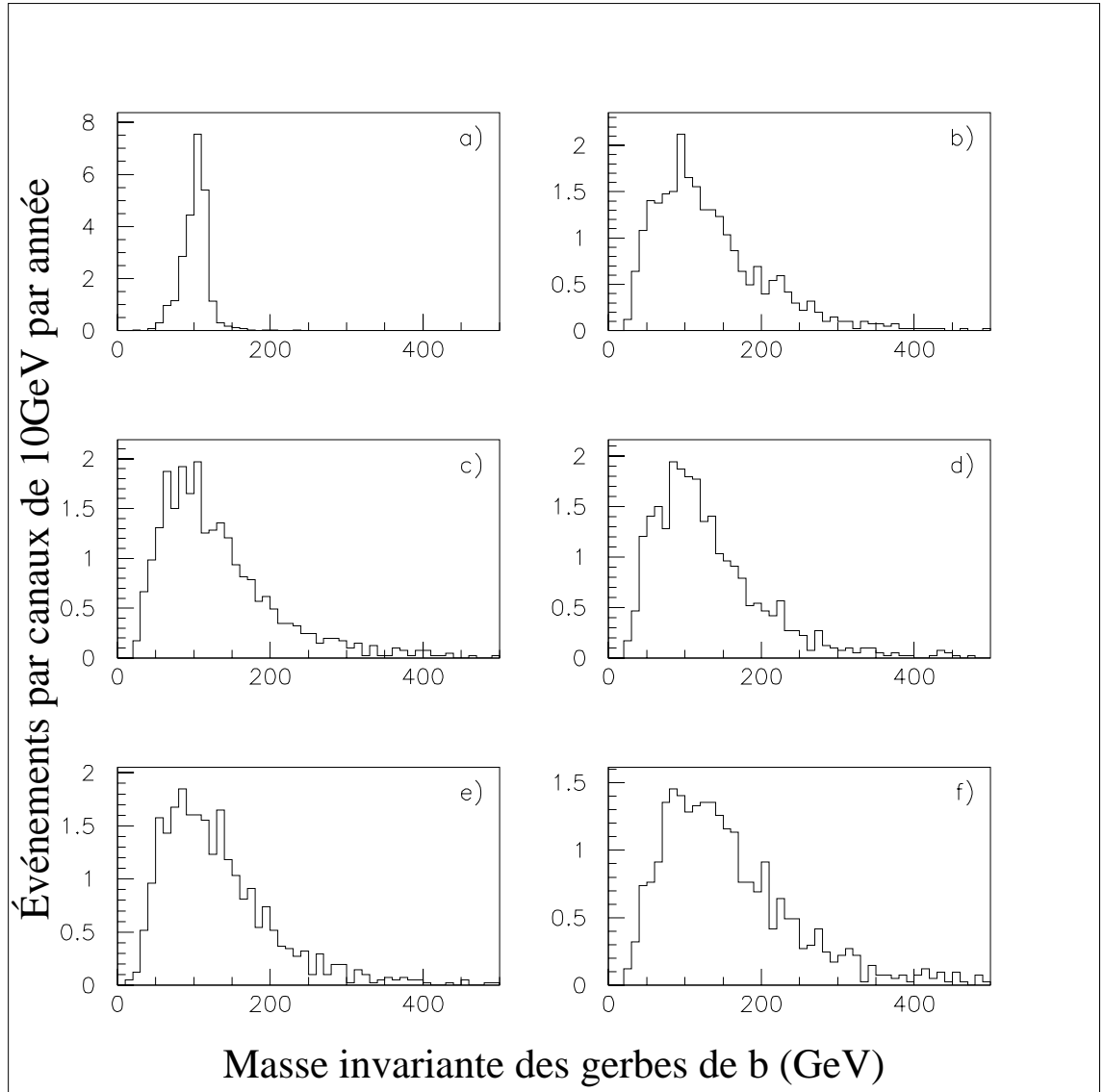


Figure 3-6. Distributions, pour le signal $\mathbf{H}^0 t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. Les masses utilisées sont $m_H = 110$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

- a) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$; b) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - b_t)$
c) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - b_t)$
e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

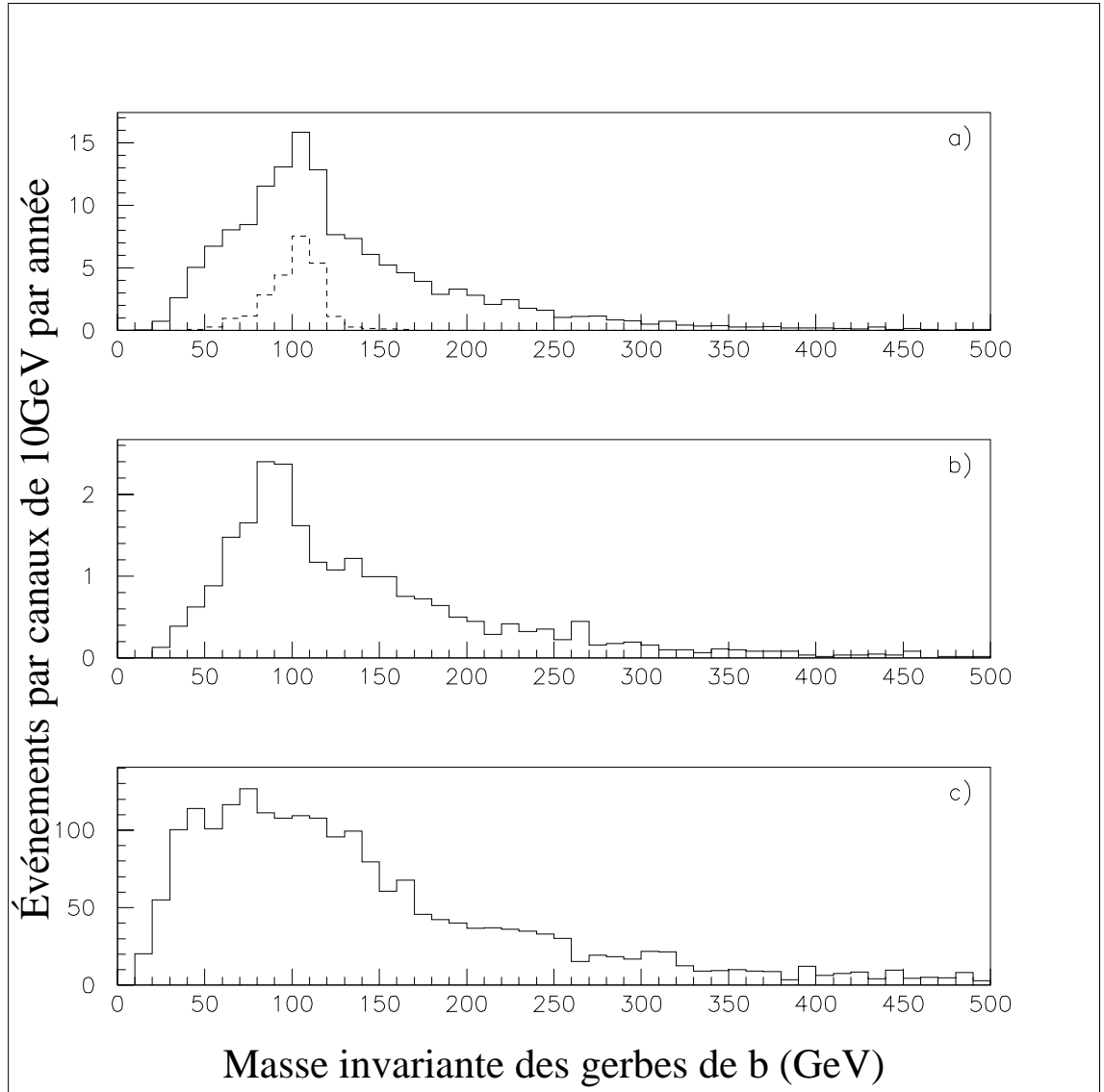


Figure 3-7. Distributions, pour le signal a) $H^0 t \bar{t}$ et les bruits de fond b) $Z^0 t \bar{t}$ et c) $b \bar{b} t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues. En traits coupés dans le graphique a), la distribution par canaux de 10 GeV de la masse invariante reconstruite $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$. Les masses utilisées sont $m_H = 110$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

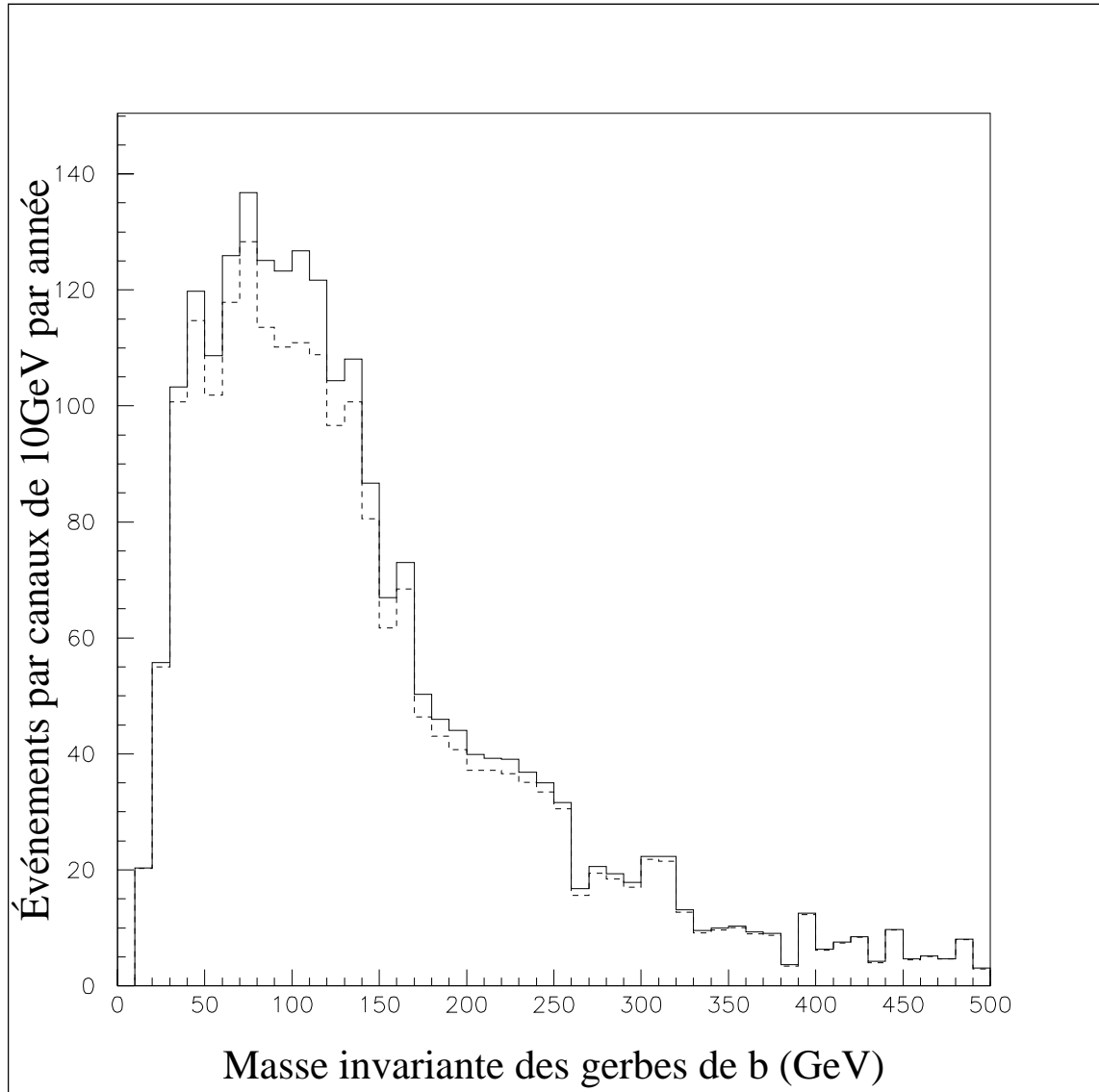


Figure 3-8. Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0 t \bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$ confondus par canaux de 10 GeV. En traits coupés dans le graphique, la même distribution pour les bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$. Les masses utilisées sont $m_H = 110$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

3.2.1.3 Le cas $m_H = 140$ GeV et $m_t = 150$ GeV

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$H^0 t\bar{t}$	0,4654	4654
$Z^0 t\bar{t}$	0,9353	9353
$b\bar{b} t\bar{t}$	12,5372	125372
$c\bar{c} t\bar{t}$	16,8633	168633

Tableau 3-IX. Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b} b\bar{b} \ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$H^0 t\bar{t}$	-	2	6
$Z^0 t\bar{t}$	-	1	4
$b\bar{b} t\bar{t}$	12	92	353
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	10
S/\sqrt{B}	0,058	0,16	0,31

Tableau 3-X. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction. Le rapport S/\sqrt{B} est calculé selon les nombres non arrondis à l'entier.

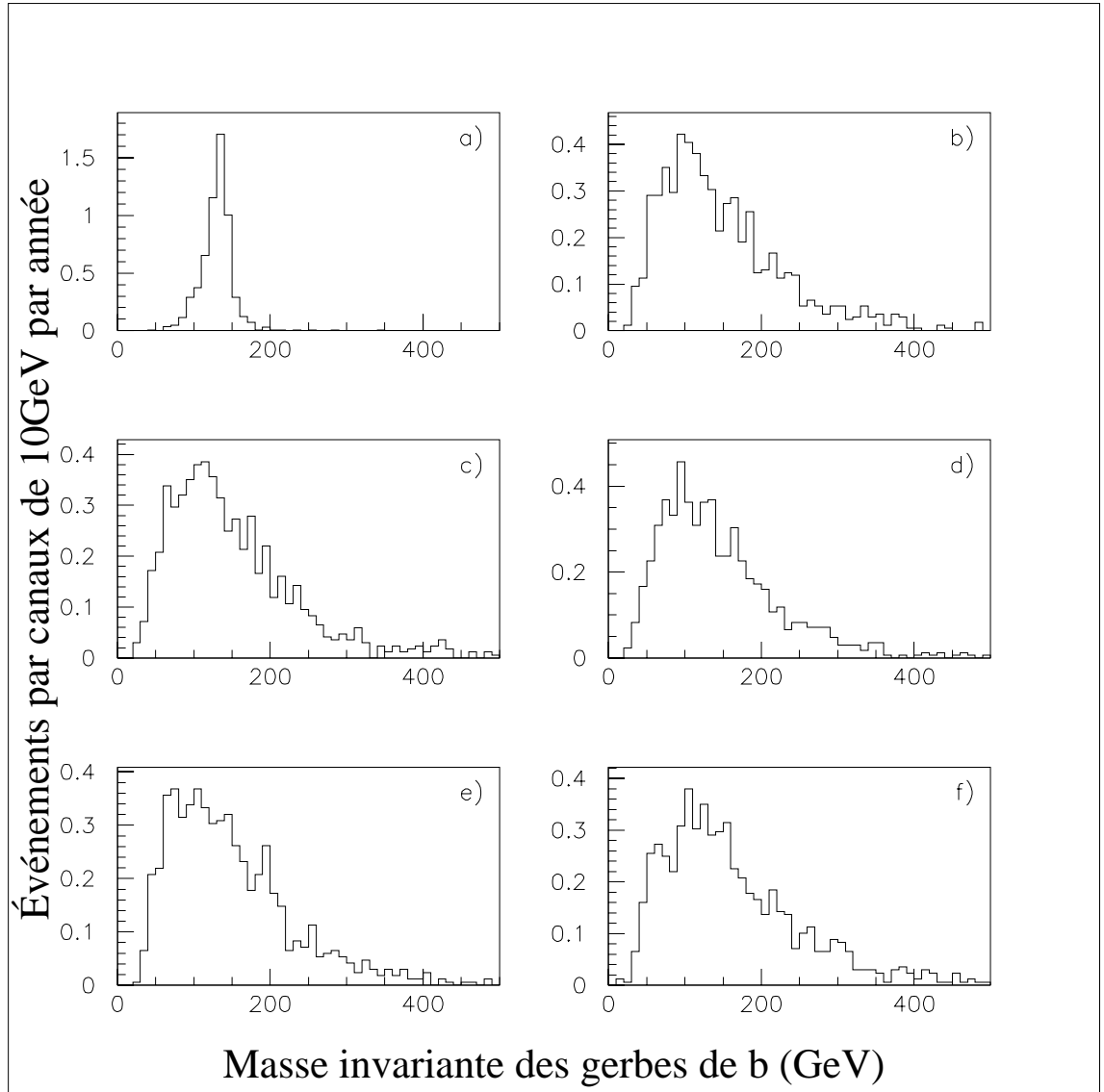


Figure 3-9. Distributions, pour le signal $\mathbf{H}^0 t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. Les masses utilisées sont $m_H = 140$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

- a) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$; b) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - b_t)$
- c) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - b_t)$
- e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

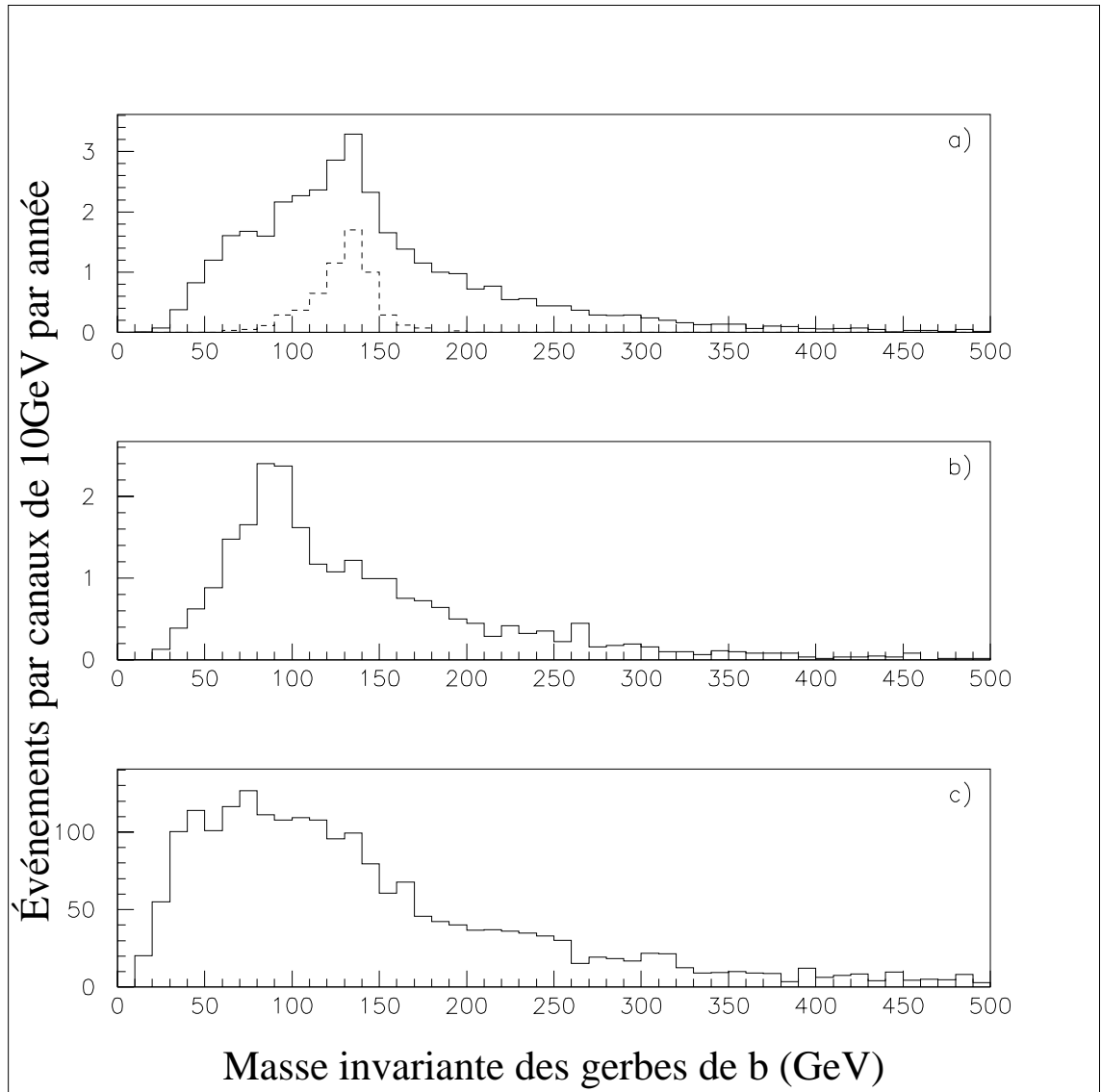


Figure 3-10. Distributions, pour le signal a) $H^0 t \bar{t}$ et les bruits de fond b) $Z^0 t \bar{t}$ et c) $b \bar{b} t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues. En traits coupés dans le graphique a), la distribution par canaux de 10 GeV de la masse invariante reconstruite $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$. Les masses utilisées sont $m_H = 140$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

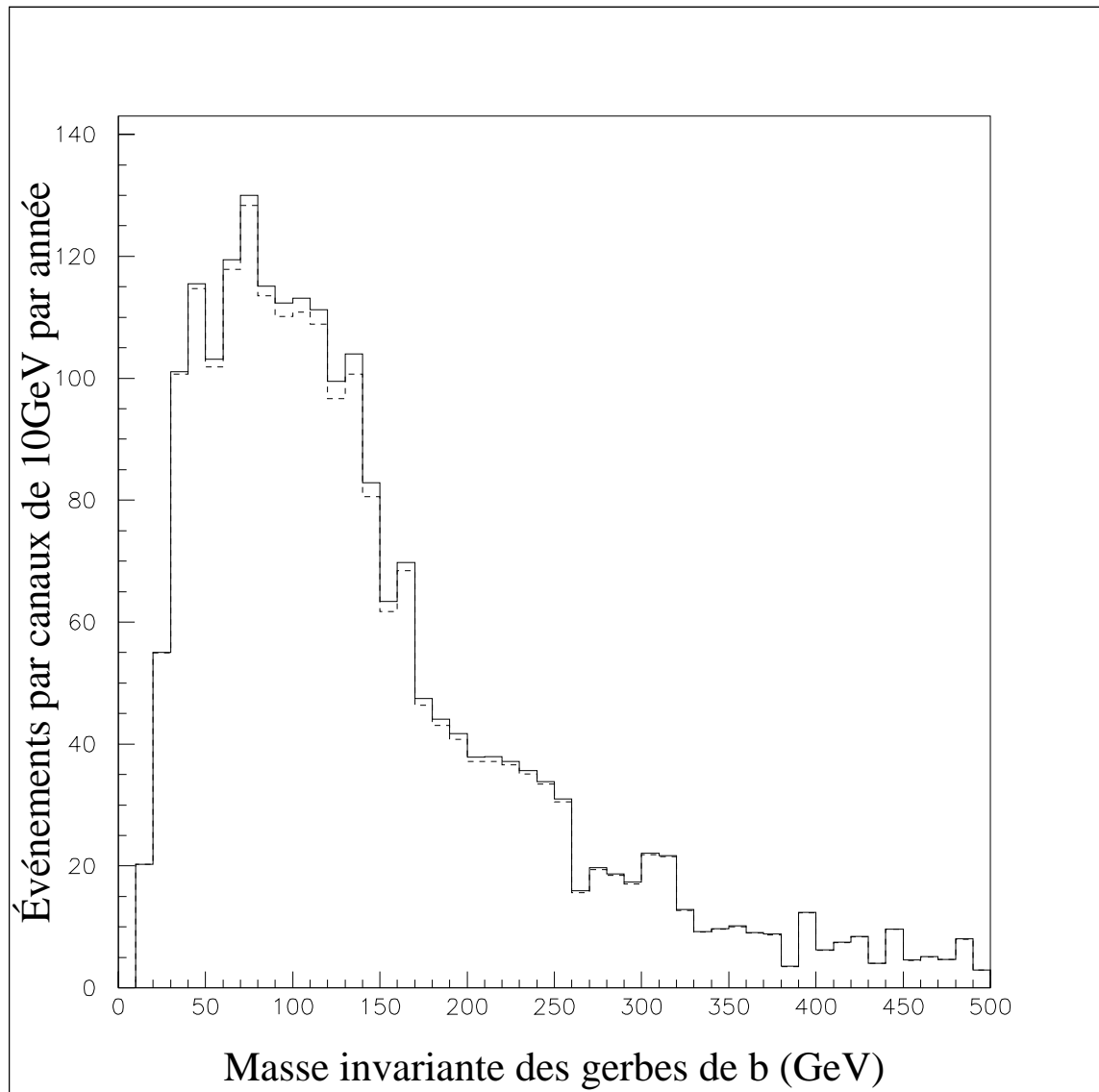


Figure 3-11. Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0 t \bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$ confondus par canaux de 10 GeV. En traits coupés dans le graphique, la même distribution pour les bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$. Les masses utilisées sont $m_H = 140$ GeV et $m_t = 150$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

3.2.2 Les cas $m_t = 175$ GeV

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$Z^0 t\bar{t}$	0,5869	5869
$b\bar{b} t\bar{t}$	5,3243	53243
$c\bar{c} t\bar{t}$	7,6928	76928

Tableau 3-XI. Taux de production pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 175$ GeV. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b} b\bar{b} \ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$Z^0 t\bar{t}$	-	1	3
$b\bar{b} t\bar{t}$	5	39	150
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	4

Tableau 3-XII. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction.

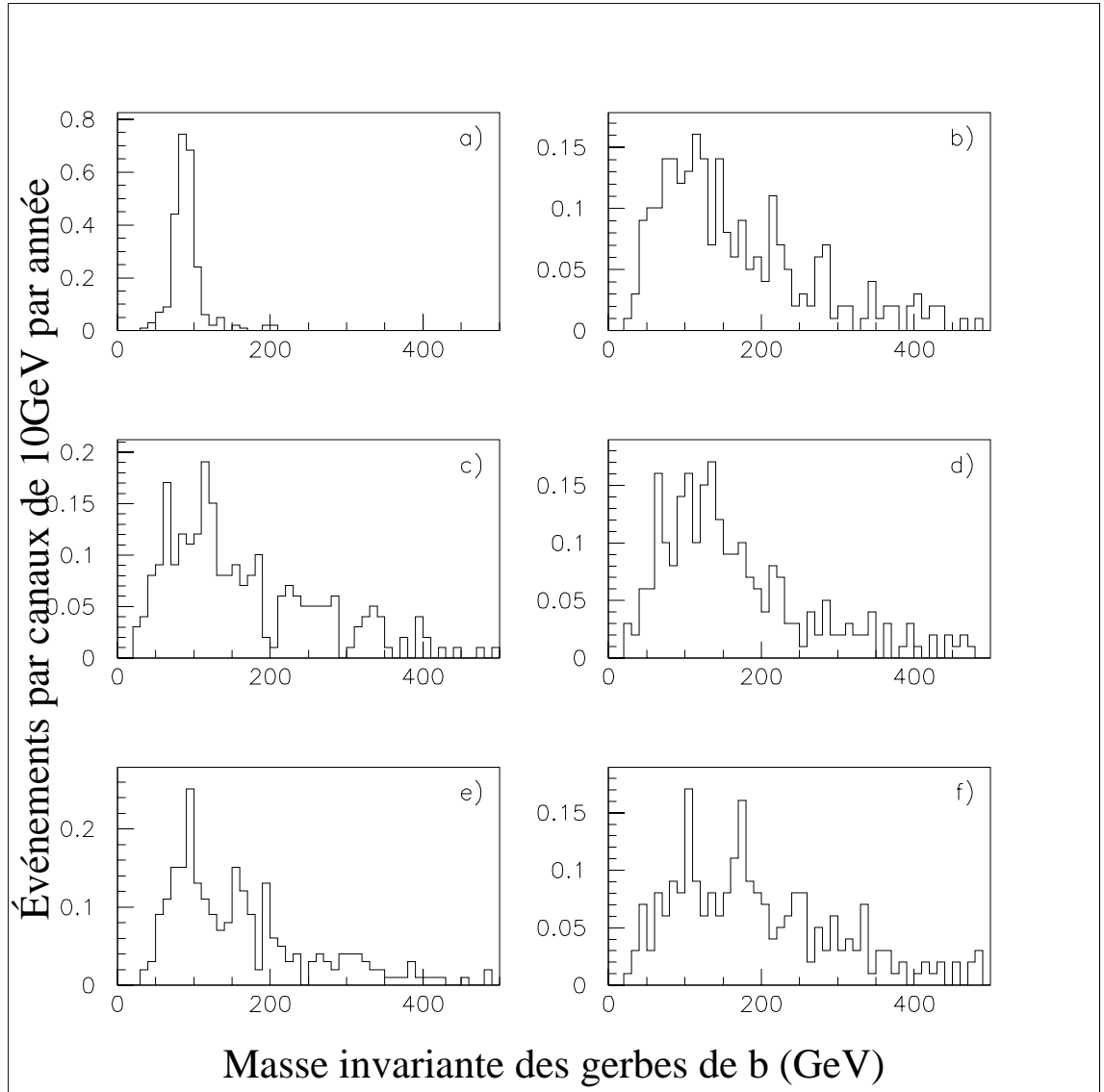


Figure 3-12. Distributions, pour le bruit de fond $Z^0 t\bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. La masse utilisée est $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

- a) $m(\text{gerbe} - b_Z, \text{gerbe} - \bar{b}_Z)$; b) $m(\text{gerbe} - b_Z, \text{gerbe} - b_t)$
c) $m(\text{gerbe} - b_Z, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_Z, \text{gerbe} - b_t)$
e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_Z, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

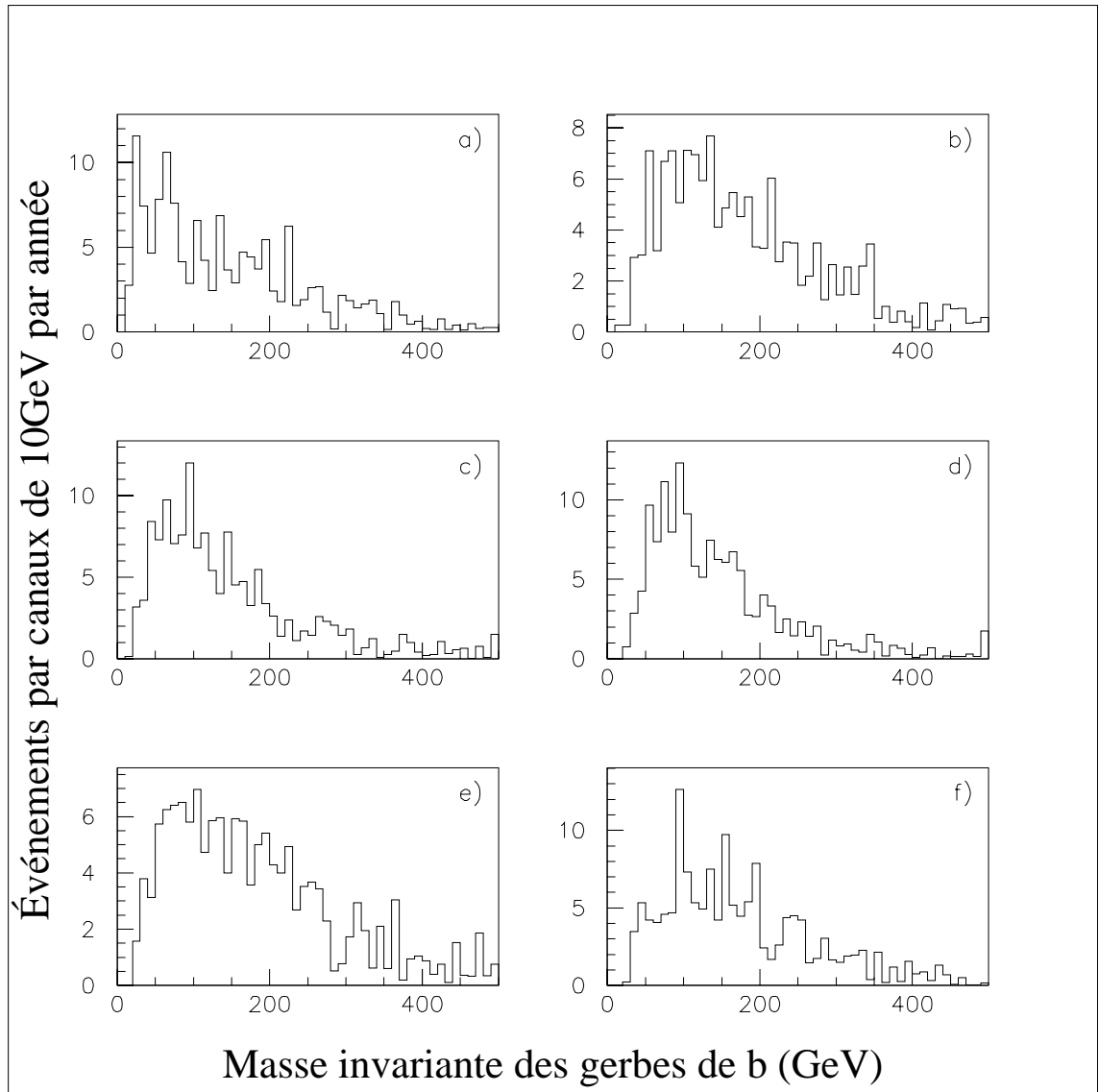


Figure 3-13. Distributions, pour le bruit de fond $b\bar{b}t\bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. La masse utilisée est $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

- a) $m(\text{gerbe} - b, \text{gerbe} - \bar{b})$; b) $m(\text{gerbe} - b, \text{gerbe} - b_t)$
- c) $m(\text{gerbe} - b, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}, \text{gerbe} - b_t)$
- e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

3.2.2.1 Le cas $m_H = 80$ GeV et $m_t = 175$ GeV

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$H^0 t\bar{t}$	2,5962	25962
$Z^0 t\bar{t}$	0,5869	5869
$b\bar{b} t\bar{t}$	5,3243	53243
$c\bar{c} t\bar{t}$	7,6928	76928

Tableau 3-XIII. Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b} b\bar{b} \ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$H^0 t\bar{t}$	2	17	64
$Z^0 t\bar{t}$	-	1	3
$b\bar{b} t\bar{t}$	5	39	150
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	4
S/\sqrt{B}	0,96	2,66	5,14

Tableau 3-XIV. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction. Le rapport S/\sqrt{B} est calculé selon les nombres non arrondis à l'entier.

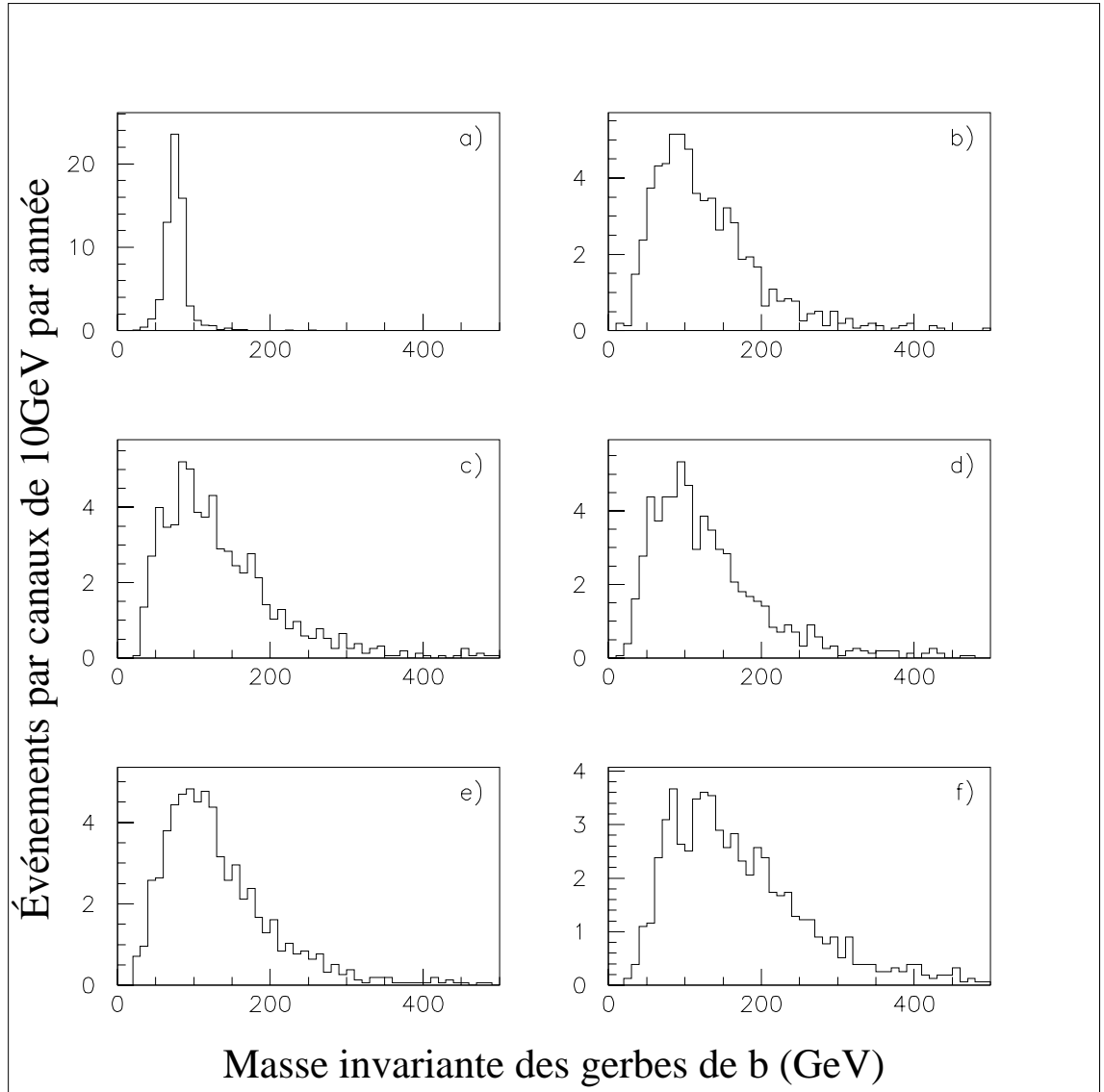


Figure 3-14. Distributions, pour le signal $\mathbf{H}^0 t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. Les masses utilisées sont $m_H = 80 \text{ GeV}$ et $m_t = 175 \text{ GeV}$. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70 \%$ et des leptons de $\epsilon_\ell = 90 \%$.

- a) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$; b) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - b_t)$
- c) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - b_t)$
- e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

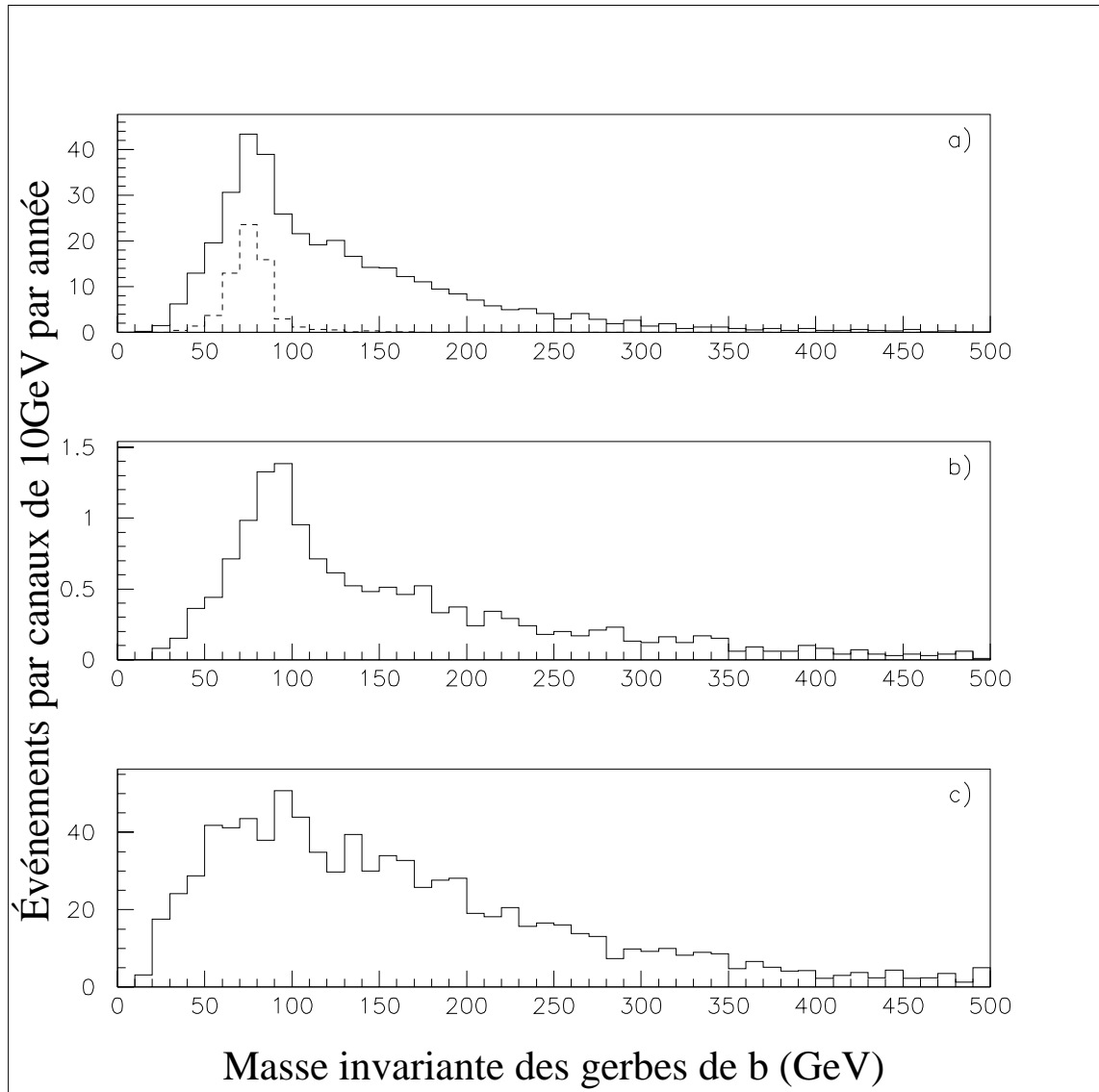


Figure 3-15. Distributions, pour le signal a) $H^0 t \bar{t}$ et les bruits de fond b) $Z^0 t \bar{t}$ et c) $b \bar{b} t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues. En traits coupés dans le graphique a), la distribution par canaux de 10 GeV de la masse invariante reconstruite $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$. Les masses utilisées sont $m_H = 80$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

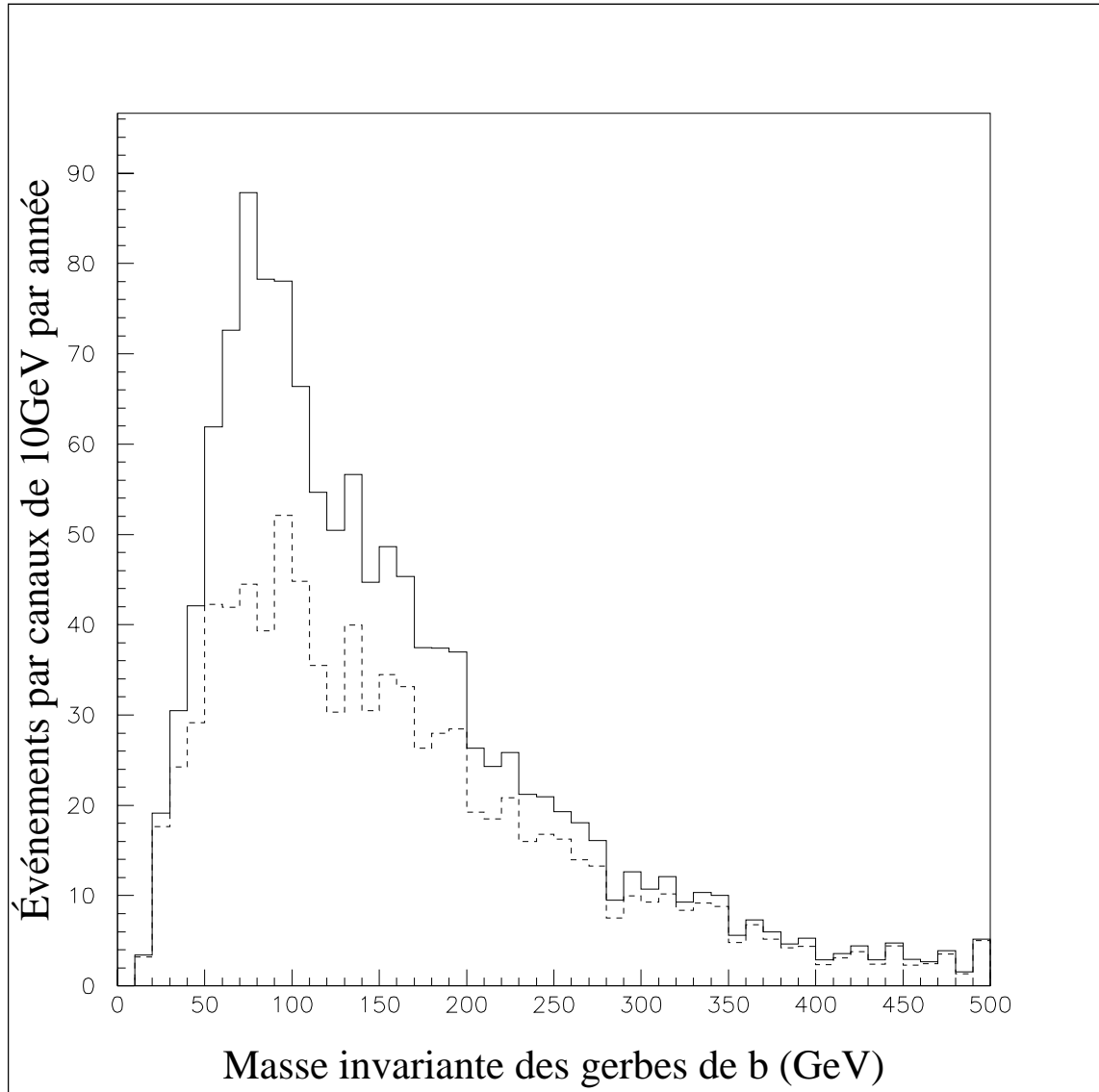


Figure 3-16. Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0 t \bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$ confondus par canaux de 10 GeV. En traits coupés dans le graphique, la même distribution pour les bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$. Les masses utilisées sont $m_H = 80$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

3.2.2.2 Le cas $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$H^0 t\bar{t}$	1,0838	10838
$Z^0 t\bar{t}$	0,5869	5869
$b\bar{b} t\bar{t}$	5,3243	53243
$c\bar{c} t\bar{t}$	7,6928	76928

Tableau 3-XV. Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b} b\bar{b} \ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$H^0 t\bar{t}$	1	7	26
$Z^0 t\bar{t}$	-	1	3
$b\bar{b} t\bar{t}$	5	39	150
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	4
S/\sqrt{B}	0,38	1,06	2,04

Tableau 3-XVI. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction. Le rapport S/\sqrt{B} est calculé selon les nombres non arrondis à l'entier.

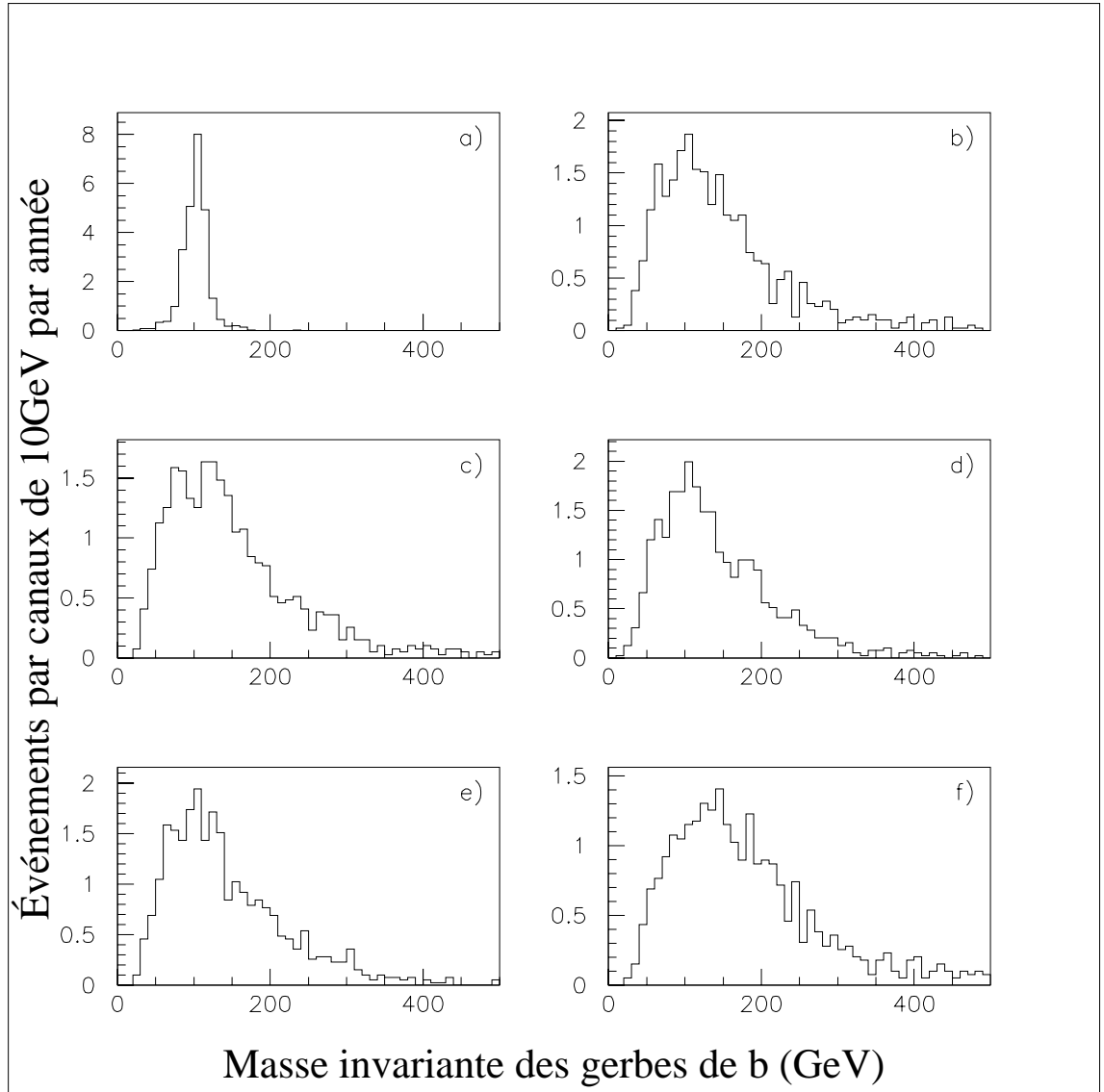


Figure 3-17. Distributions, pour le signal $\mathbf{H}^0 t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. Les masses utilisées sont $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

- a) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$; b) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - b_t)$
- c) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - b_t)$
- e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

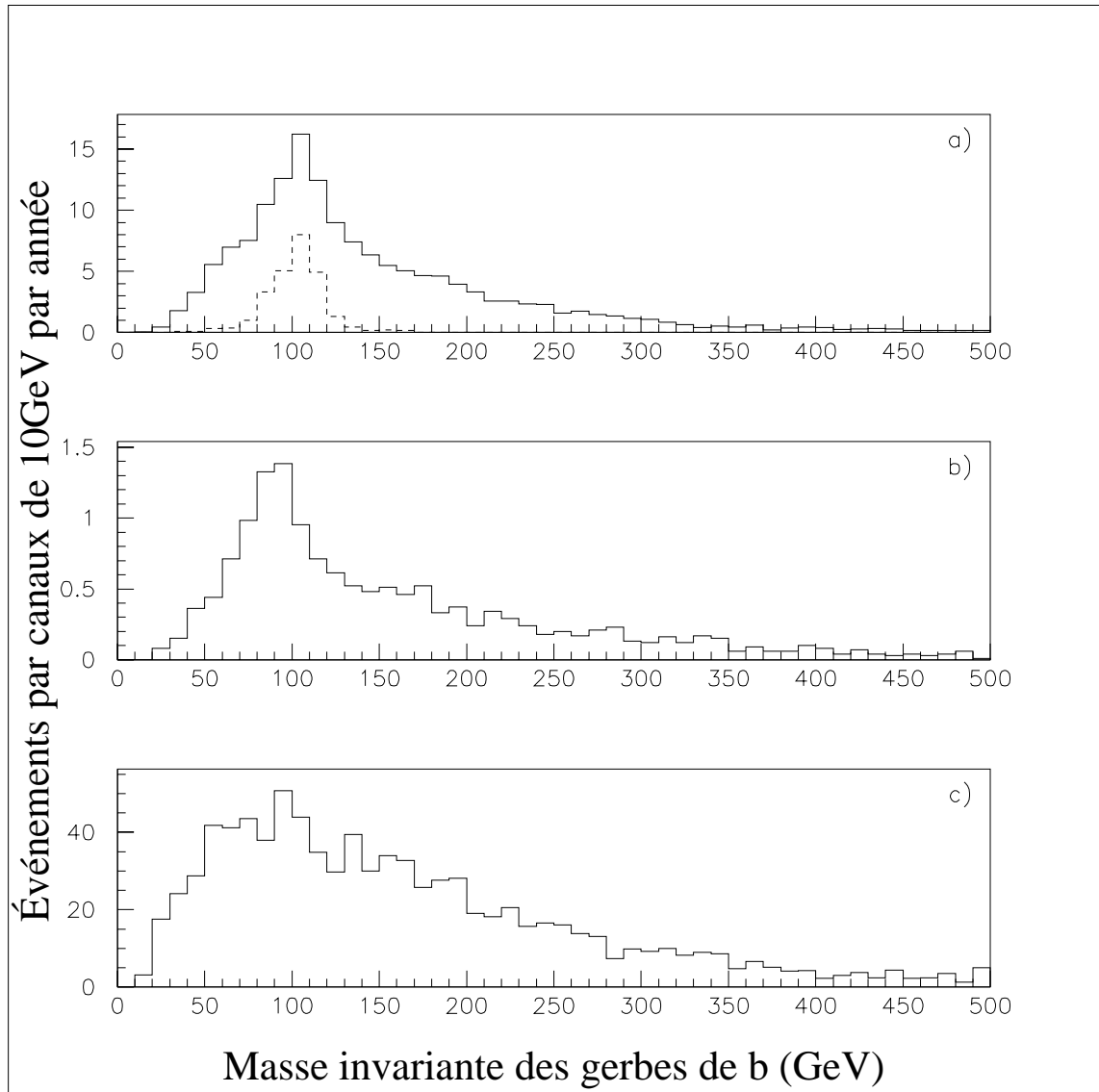


Figure 3-18. Distributions, pour le signal a) $H^0 t \bar{t}$ et les bruits de fond b) $Z^0 t \bar{t}$ et c) $b \bar{b} t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues. En traits coupés dans le graphique a), la distribution par canaux de 10 GeV de la masse invariante reconstruite $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$. Les masses utilisées sont $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

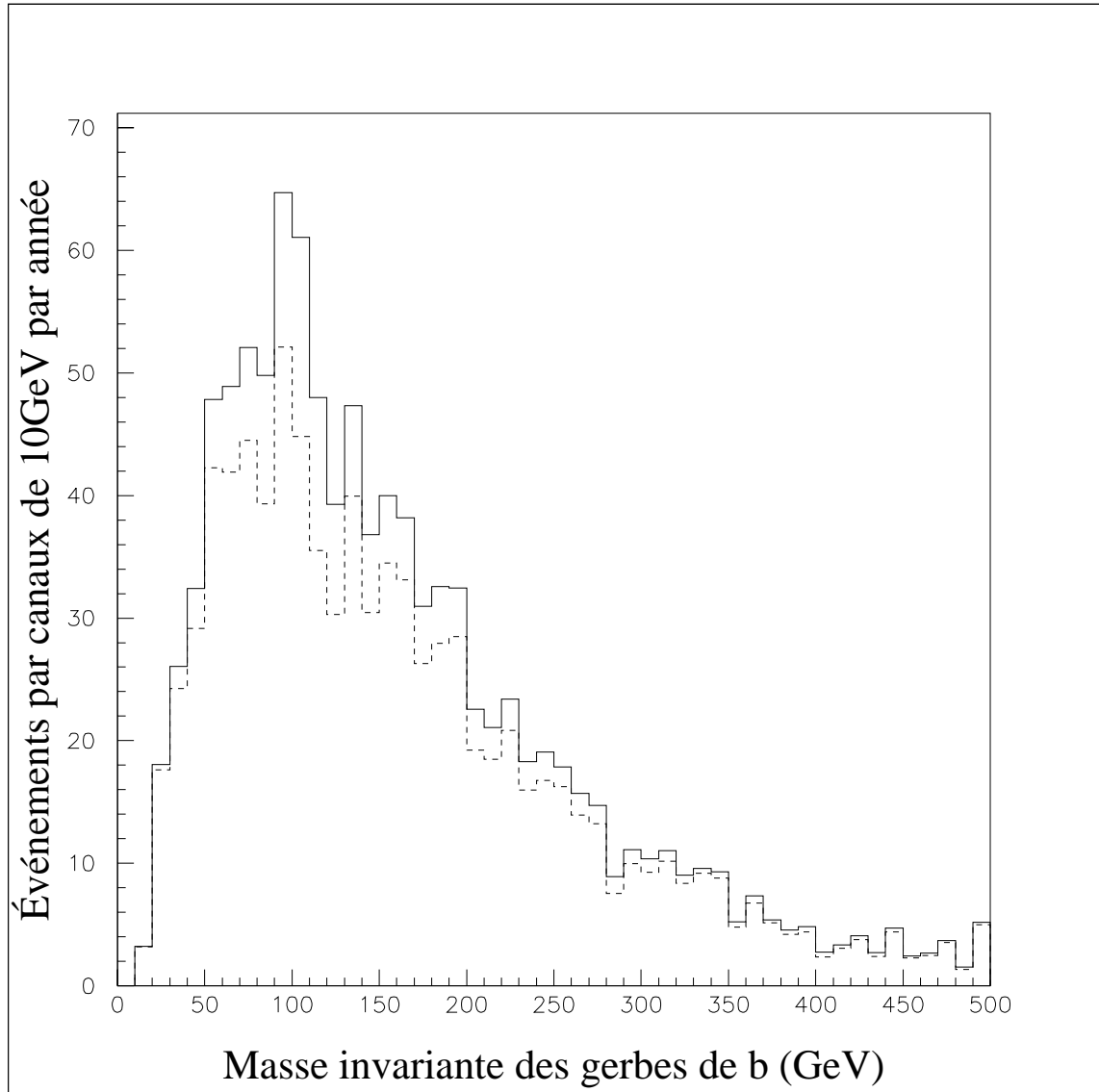


Figure 3-19. Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0 t \bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$ confondus par canaux de 10 GeV. En traits coupés dans le graphique, la même distribution pour les bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$. Les masses utilisées sont $m_H = 110$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

3.2.2.3 Le cas $m_H = 140$ GeV et $m_t = 175$ GeV

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$H^0 t\bar{t}$	0,4968	4968
$Z^0 t\bar{t}$	0,5869	5869
$b\bar{b} t\bar{t}$	5,3243	53243
$c\bar{c} t\bar{t}$	7,6928	76928

Tableau 3-XVII. Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b} b\bar{b} \ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$H^0 t\bar{t}$	-	2	6
$Z^0 t\bar{t}$	-	1	3
$b\bar{b} t\bar{t}$	5	39	150
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	4
S/\sqrt{B}	0,09	0,26	0,51

Tableau 3-XVIII. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction. Le rapport S/\sqrt{B} est calculé selon les nombres non arrondis à l'entier.

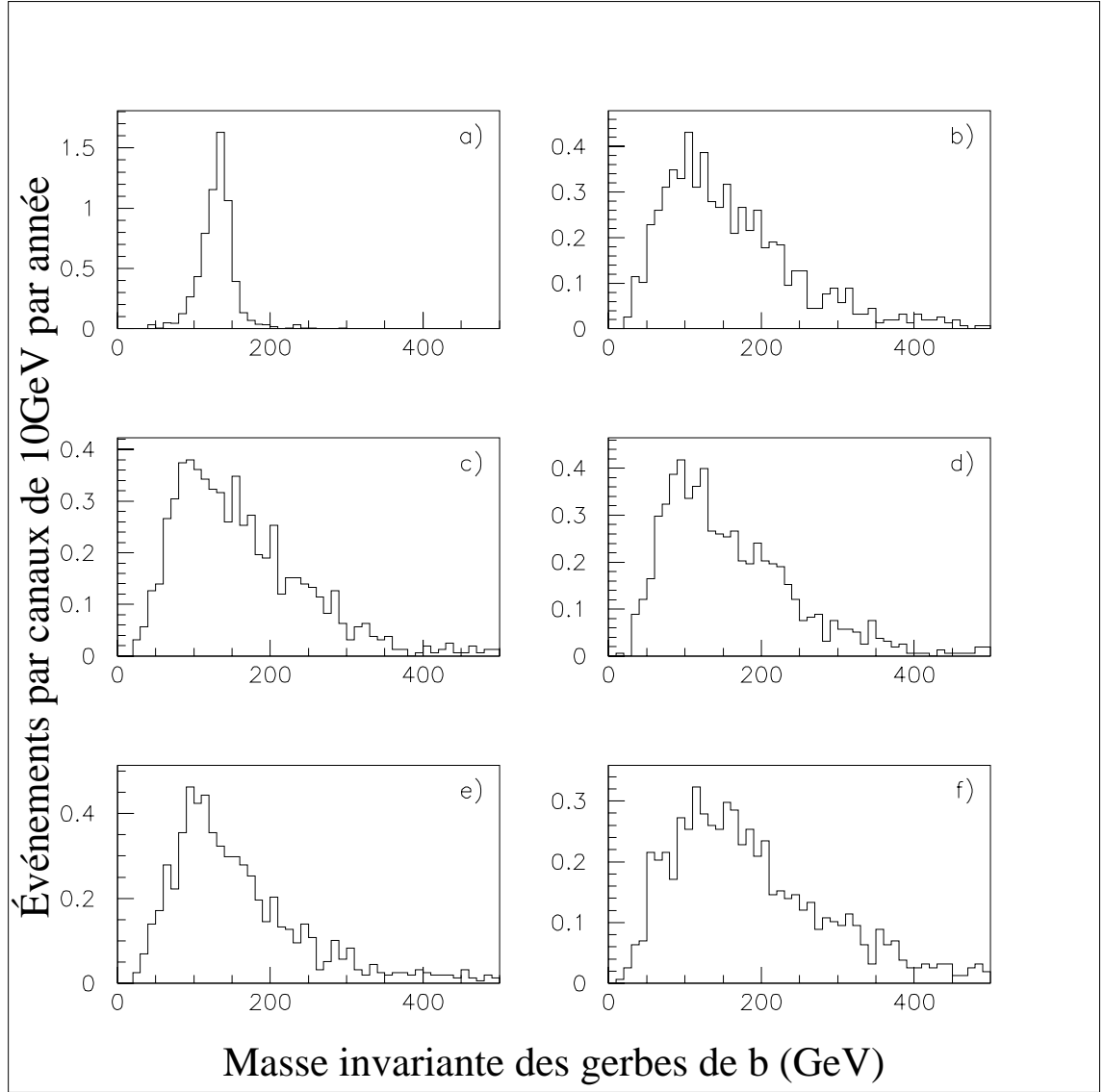


Figure 3-20. Distributions, pour le signal $\mathbf{H}^0 t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. Les masses utilisées sont $m_H = 140$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

- a) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$; b) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - b_t)$
c) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - b_t)$
e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

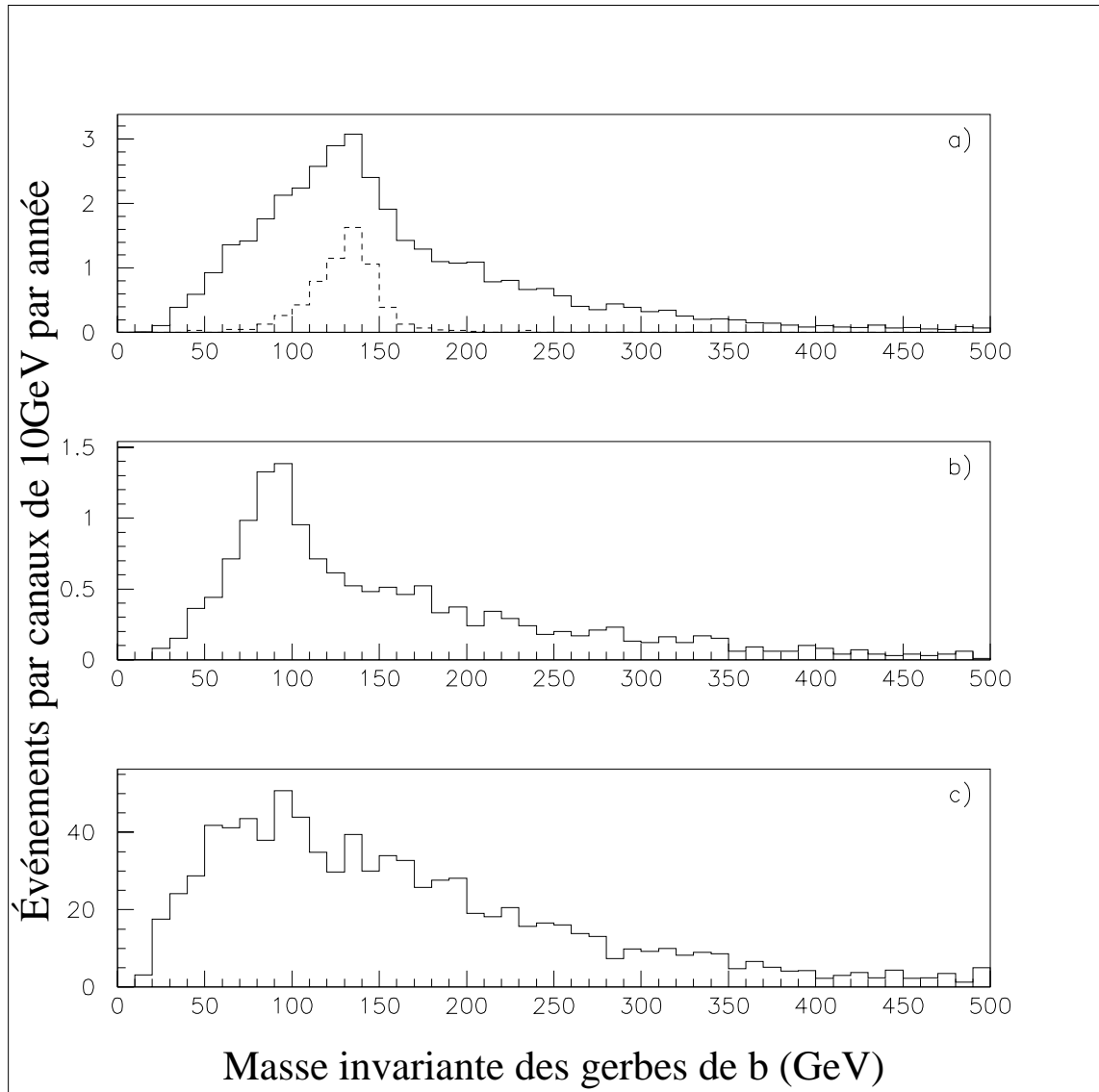


Figure 3-21. Distributions, pour le signal a) $H^0 t \bar{t}$ et les bruits de fond b) $Z^0 t \bar{t}$ et c) $b \bar{b} t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues. En traits coupés dans le graphique a), la distribution par canaux de 10 GeV de la masse invariante reconstruite $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$. Les masses utilisées sont $m_H = 140$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

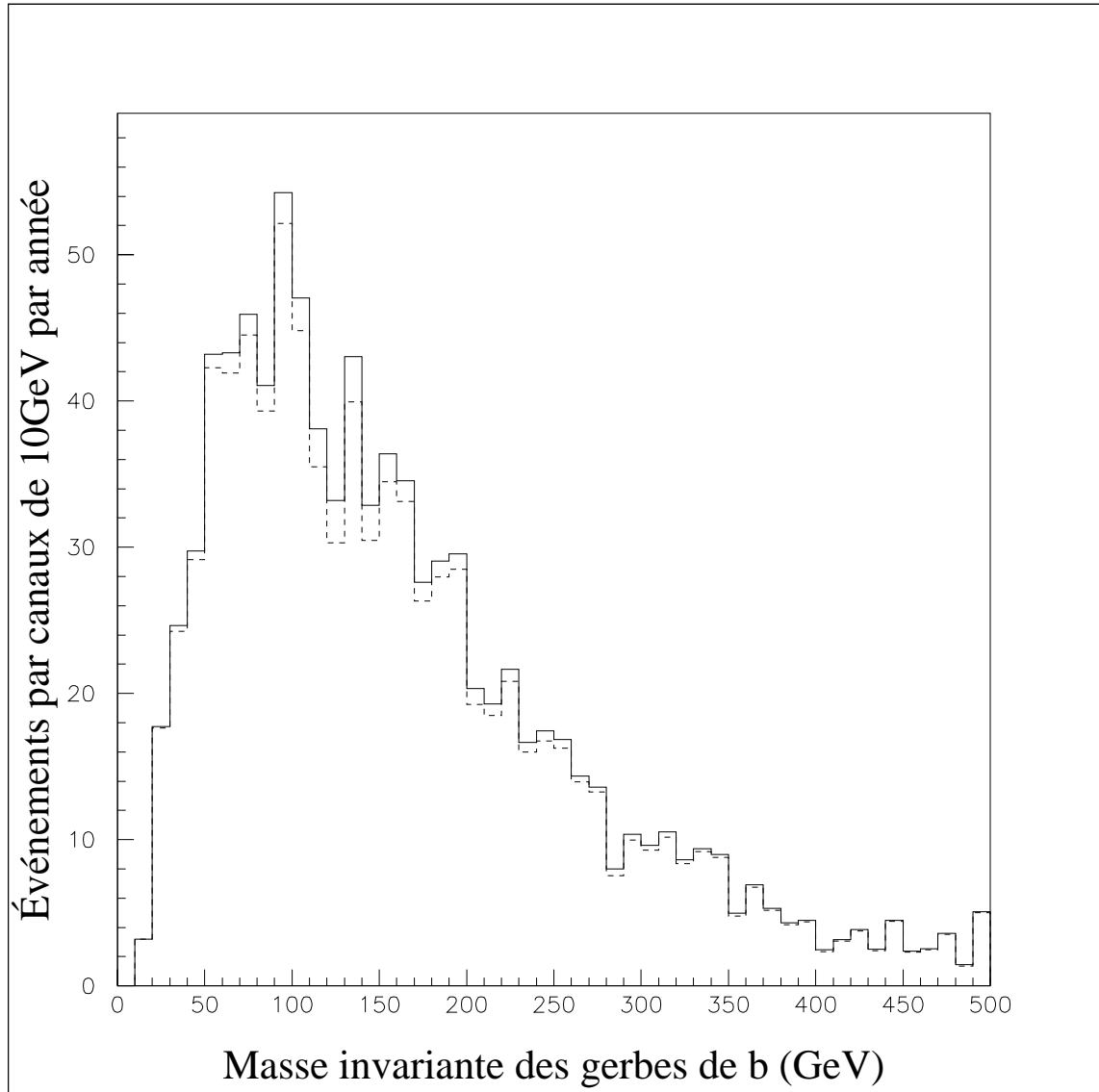


Figure 3-22. Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0 t \bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$ confondus par canaux de 10 GeV. En traits coupés dans le graphique, la même distribution pour les bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$. Les masses utilisées sont $m_H = 140$ GeV et $m_t = 175$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

3.2.3 Les cas $m_t = 200$ GeV

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$Z^0 t\bar{t}$	0,3903	3903
$b\bar{b} t\bar{t}$	2,7276	27276
$c\bar{c} t\bar{t}$	3,9809	39809

Tableau 3-XIX. Taux de production pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 200$ GeV. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b} b\bar{b} \ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$Z^0 t\bar{t}$	-	-	2
$b\bar{b} t\bar{t}$	3	20	77
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	2

Tableau 3-XX. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour la masse $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction.

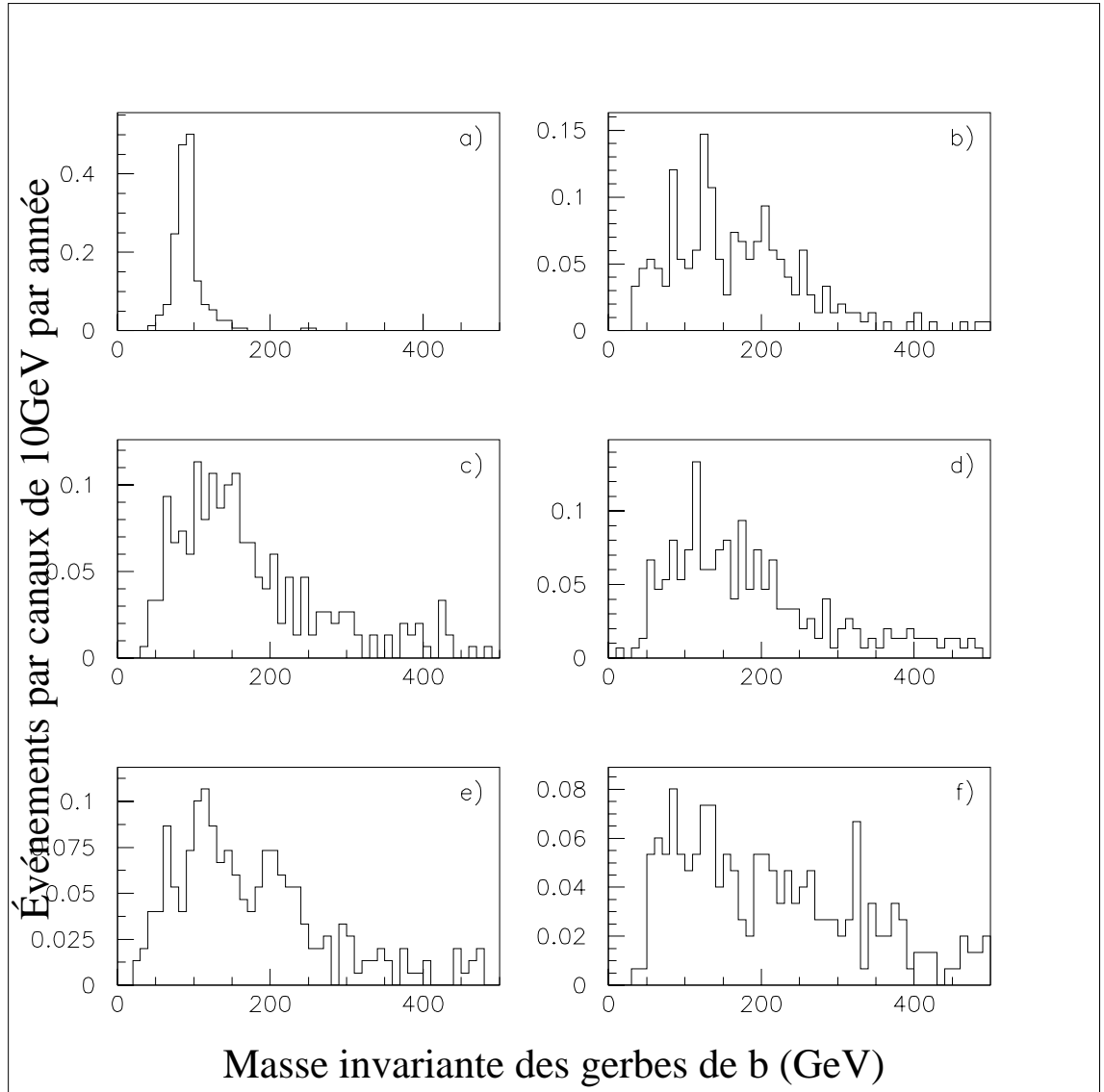


Figure 3-23. Distributions, pour le bruit de fond $Z^0 t\bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. La masse utilisée est $m_t = 200 \text{ GeV}$. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70 \%$ et des leptons de $\epsilon_\ell = 90 \%$.

- a) $m(\text{gerbe} - b_Z, \text{gerbe} - \bar{b}_Z)$; b) $m(\text{gerbe} - b_Z, \text{gerbe} - b_t)$
- c) $m(\text{gerbe} - b_Z, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_Z, \text{gerbe} - b_t)$
- e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_Z, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

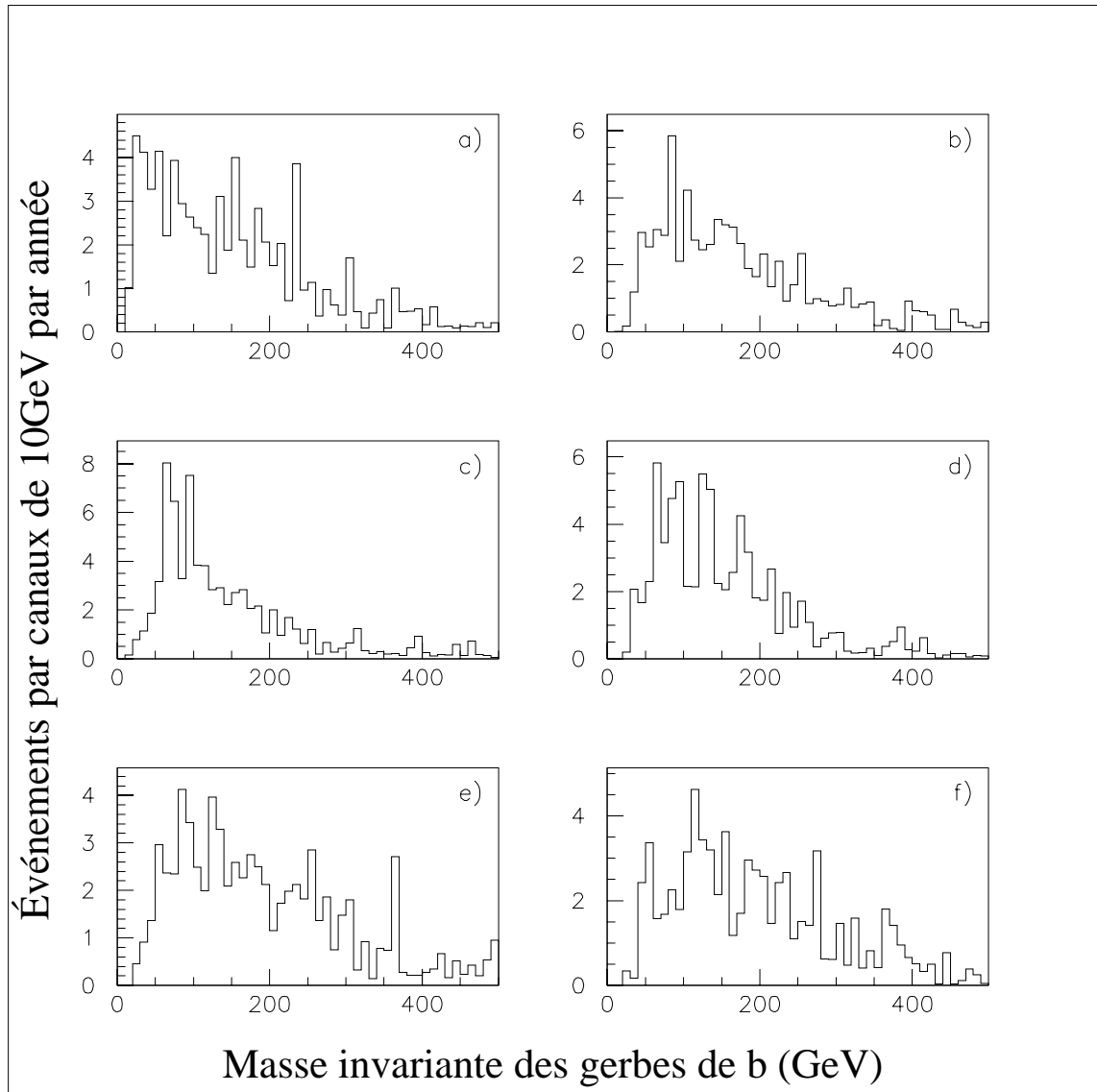


Figure 3-24. Distributions, pour le bruit de fond $b\bar{b}t\bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. La masse utilisée est $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

- a) $m(\text{gerbe} - b, \text{gerbe} - \bar{b})$; b) $m(\text{gerbe} - b, \text{gerbe} - b_t)$
- c) $m(\text{gerbe} - b, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}, \text{gerbe} - b_t)$
- e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

3.2.3.1 Le cas $m_H = 80$ GeV et $m_t = 200$ GeV

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$H^0 t\bar{t}$	2,4326	24326
$Z^0 t\bar{t}$	0,3903	3903
$b\bar{b} t\bar{t}$	2,7276	27276
$c\bar{c} t\bar{t}$	3,9809	39809

Tableau 3-XXI. Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b} b\bar{b} \ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$H^0 t\bar{t}$	2	16	60
$Z^0 t\bar{t}$	-	-	2
$b\bar{b} t\bar{t}$	3	20	77
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	2
S/\sqrt{B}	1,25	3,47	6,71

Tableau 3-XXII. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 80$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction. Le rapport S/\sqrt{B} est calculé selon les nombres non arrondis à l'entier.

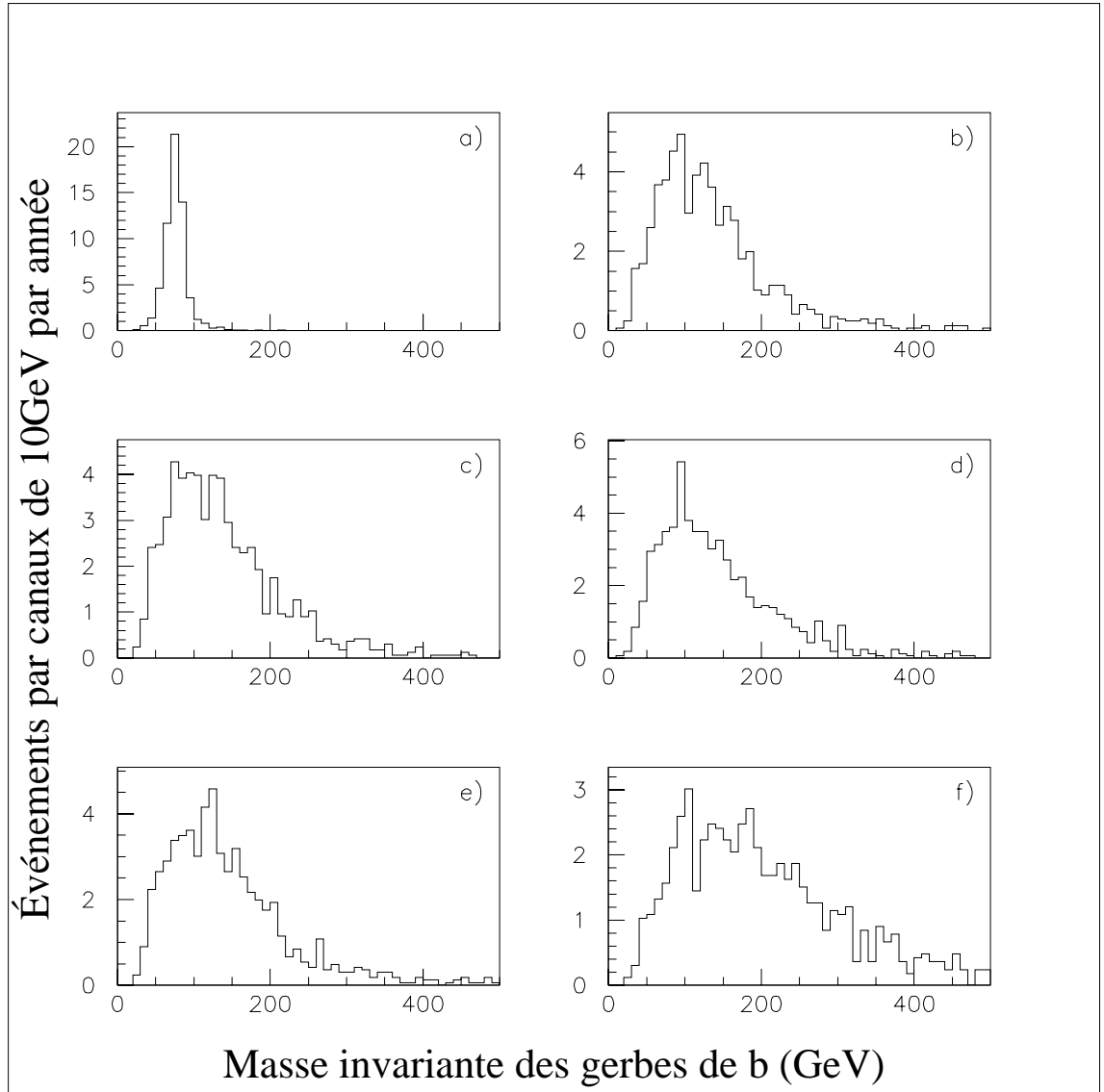


Figure 3-25. Distributions, pour le signal $\mathbf{H}^0 t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. Les masses utilisées sont $m_H = 80 \text{ GeV}$ et $m_t = 200 \text{ GeV}$. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70 \%$ et des leptons de $\epsilon_\ell = 90 \%$.

- a) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$; b) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - b_t)$
c) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - b_t)$
e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

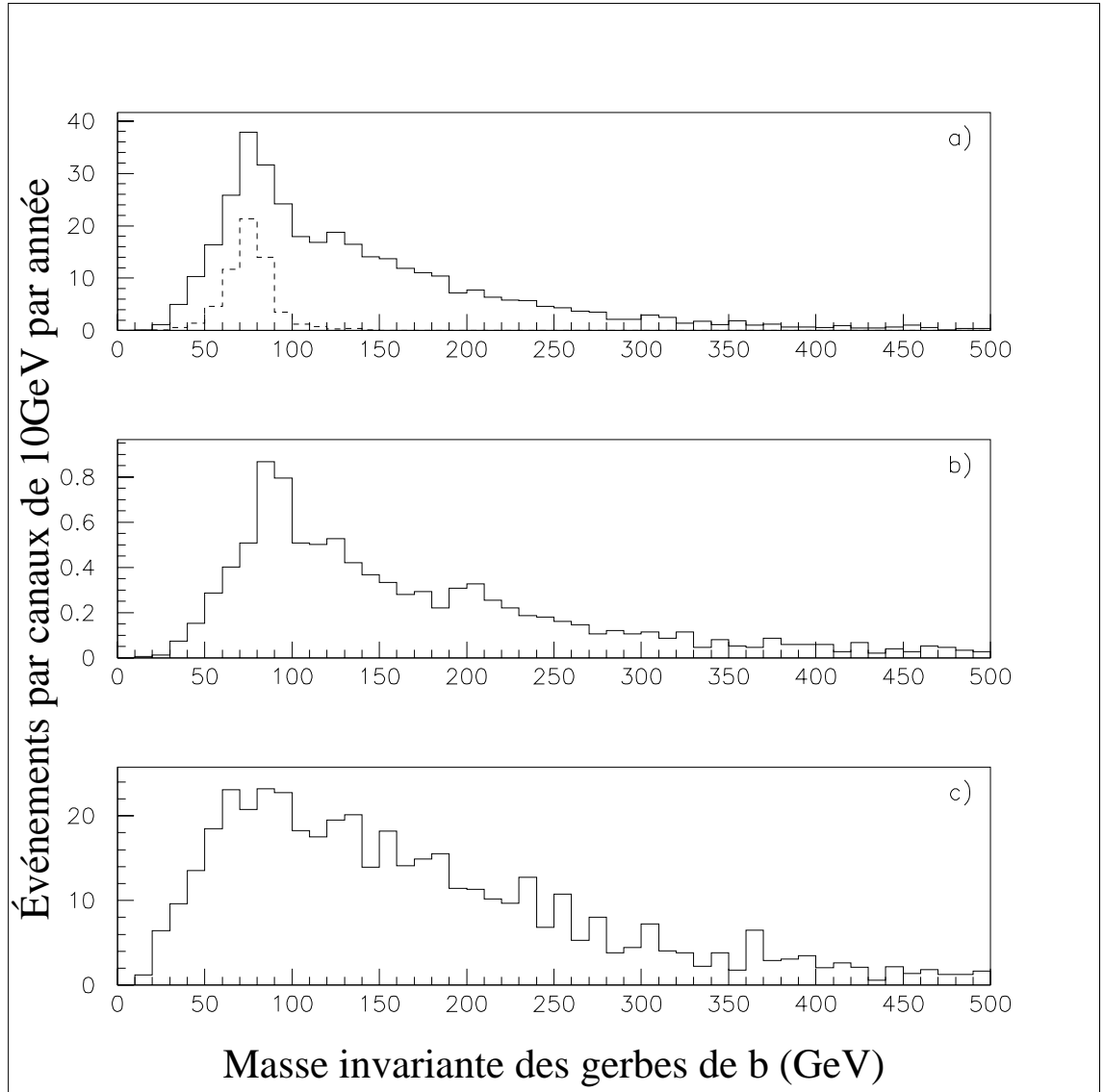


Figure 3-26. Distributions, pour le signal a) $H^0 t \bar{t}$ et les bruits de fond b) $Z^0 t \bar{t}$ et c) $b \bar{b} t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues. En traits coupés dans le graphique a), la distribution par canaux de 10 GeV de la masse invariante reconstruite $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$. Les masses utilisées sont $m_H = 80$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

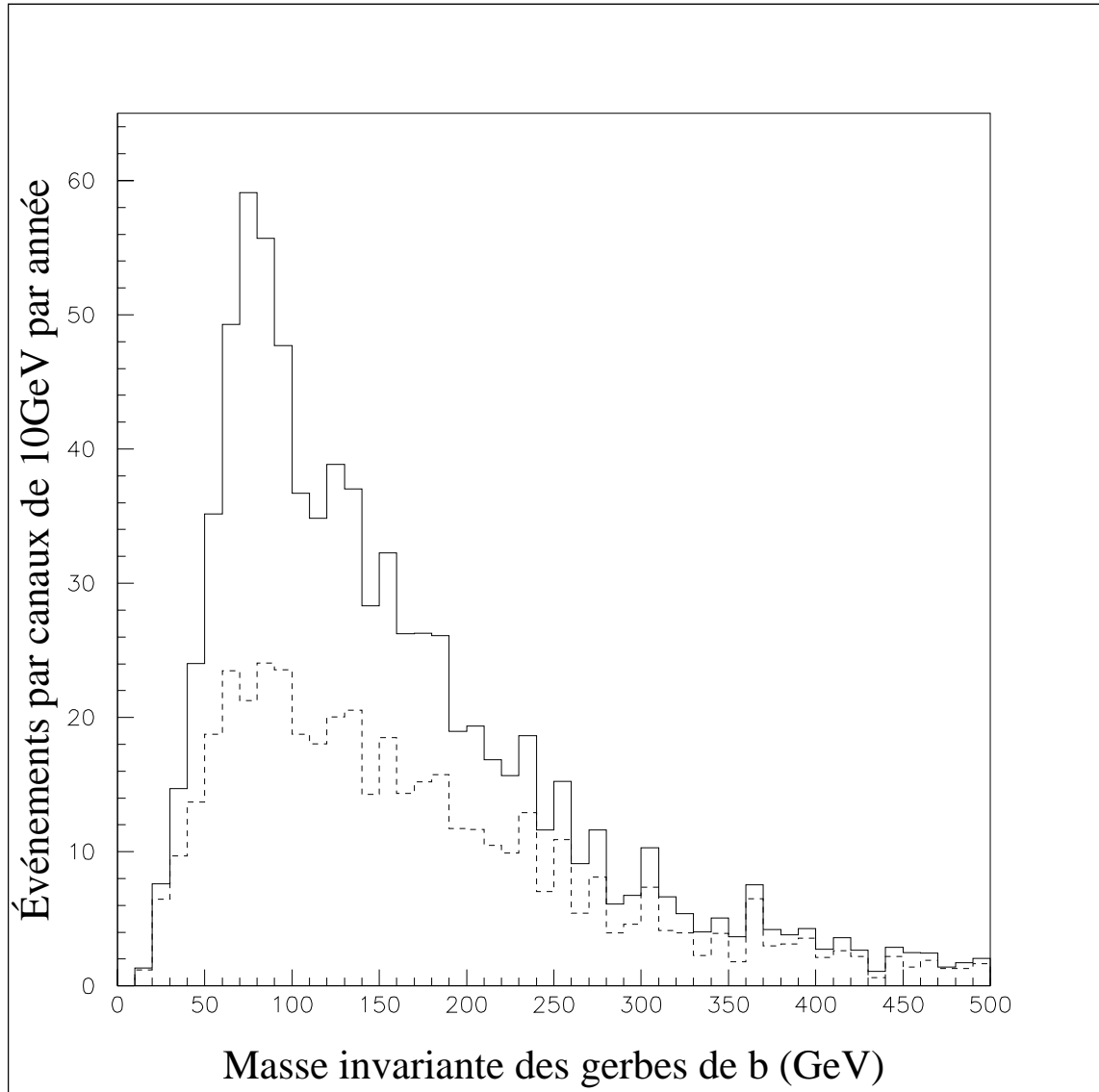


Figure 3-27. Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0 t \bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$ confondus par canaux de 10 GeV. En traits coupés dans le graphique, la même distribution pour les bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$. Les masses utilisées sont $m_H = 80$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

3.2.3.2 Le cas $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$H^0 t\bar{t}$	1,0603	10603
$Z^0 t\bar{t}$	0,3903	3903
$b\bar{b} t\bar{t}$	2,7276	27276
$c\bar{c} t\bar{t}$	3,9809	39809

Tableau 3-XXIII. Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$H^0 t\bar{t}$	1	7	25
$Z^0 t\bar{t}$	-	-	2
$b\bar{b} t\bar{t}$	3	20	77
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	2
S/\sqrt{B}	0,52	1,44	2,79

Tableau 3-XXIV. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction. Le rapport S/\sqrt{B} est calculé selon les nombres non arrondis à l'entier.

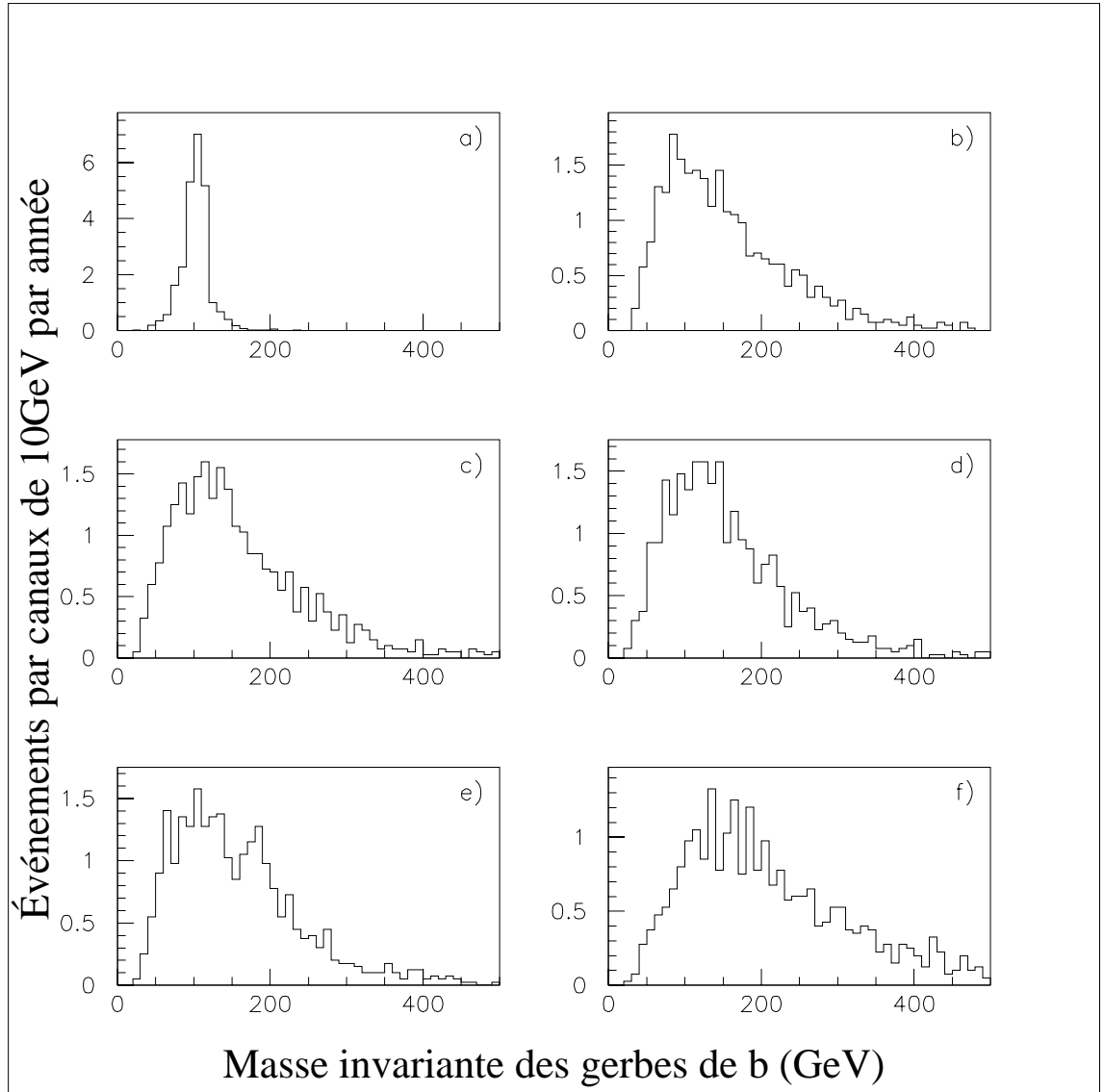


Figure 3-28. Distributions, pour le signal $\mathbf{H}^0 t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. Les masses utilisées sont $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

- a) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$; b) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - b_t)$
c) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - b_t)$
e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

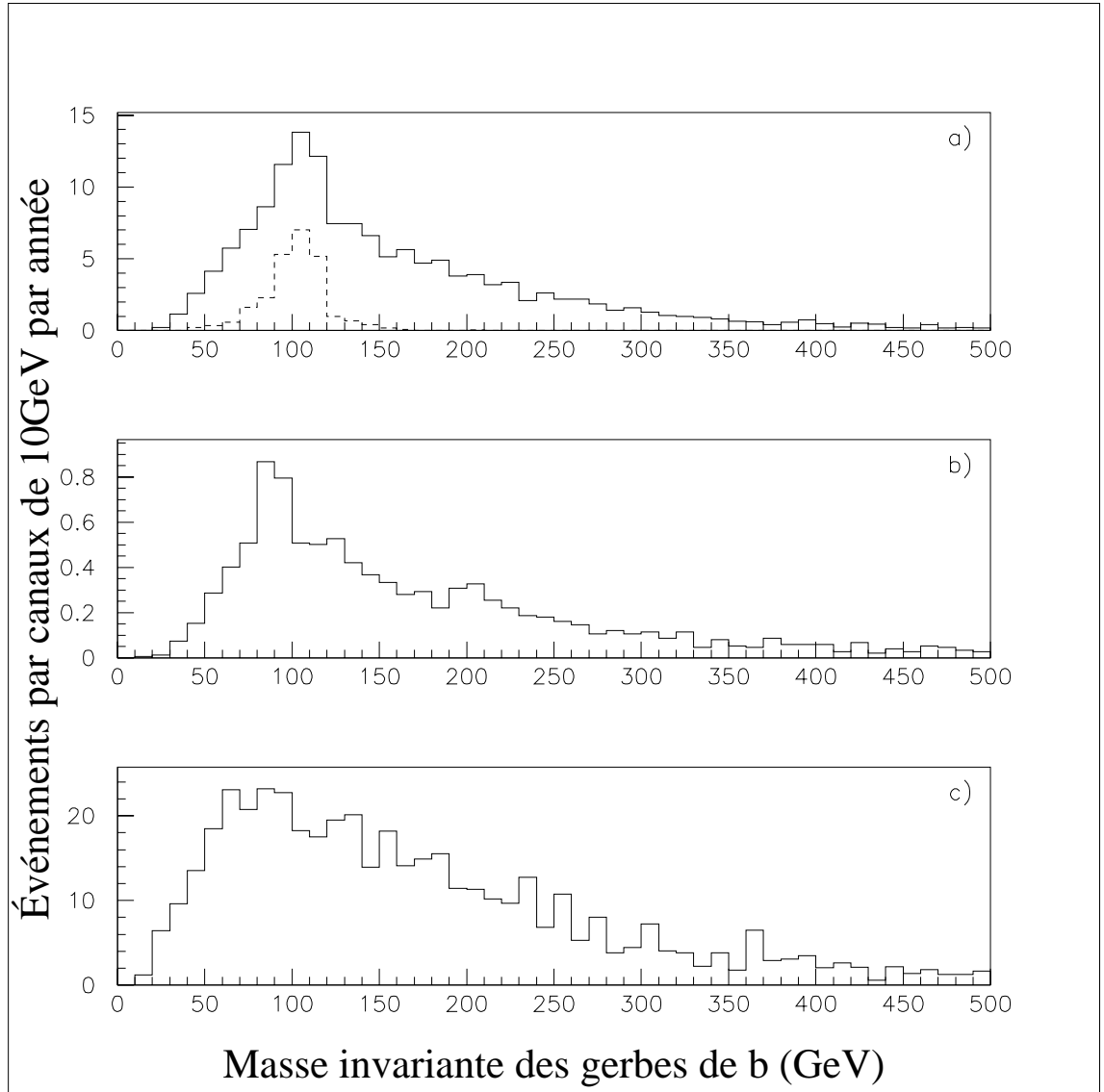


Figure 3-29. Distributions, pour le signal a) $H^0 t \bar{t}$ et les bruits de fond b) $Z^0 t \bar{t}$ et c) $b \bar{b} t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues. En traits coupés dans le graphique a), la distribution par canaux de 10 GeV de la masse invariante reconstruite $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$. Les masses utilisées sont $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

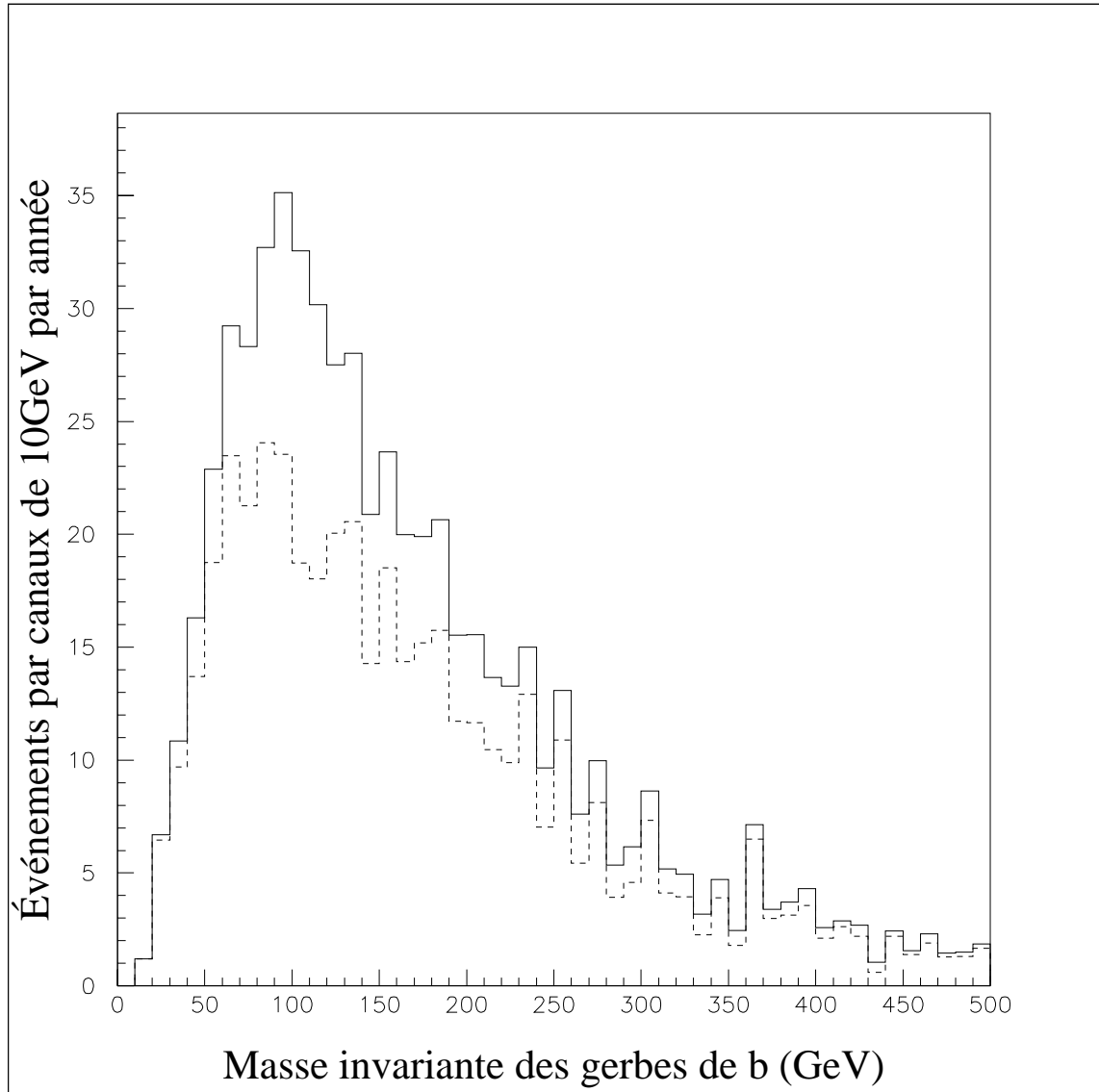


Figure 3-30. Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0 t \bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$ confondus par canaux de 10 GeV. En traits coupés dans le graphique, la même distribution pour les bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$. Les masses utilisées sont $m_H = 110$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

3.2.3.3 Le cas $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV

Processus	Sections efficaces σ (pb)	Nombre d'événements
$H^0 t\bar{t}$	0,5180	5180
$Z^0 t\bar{t}$	0,3903	3903
$b\bar{b} t\bar{t}$	2,7276	27276
$c\bar{c} t\bar{t}$	3,9809	39809

Tableau 3-XXV. Taux de production pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Le nombre d'événements attendus par année est calculé pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} . Les valeurs ne tiennent pas compte des rapports de branchement, des efficacités et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction.

Processus (signature $b\bar{b} b\bar{b} \ell\bar{\ell}$)	Nombre d'événements		
	$\epsilon_b = 30 \%$	$\epsilon_b = 50 \%$	$\epsilon_b = 70 \%$
	$R_c = 100$	$R_c = 50$	$R_c = 10$
$H^0 t\bar{t}$	-	2	7
$Z^0 t\bar{t}$	-	-	2
$b\bar{b} t\bar{t}$	3	20	77
$c\bar{c} t\bar{t}$	-	-	2
S/\sqrt{B}	0,14	0,38	0,74

Tableau 3-XXVI. Nombre d'événements attendus par année pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour le signal $H^0 t\bar{t}$ et les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b} t\bar{t}$ et $c\bar{c} t\bar{t}$ pour les masses $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont arrondies à l'entier le plus près et tiennent compte des rapports de branchement, des efficacités ($\epsilon_\ell = 90 \%$) et des facteurs de rejet et de possibilité de reconstruction. Le rapport S/\sqrt{B} est calculé selon les nombres non arrondis à l'entier.

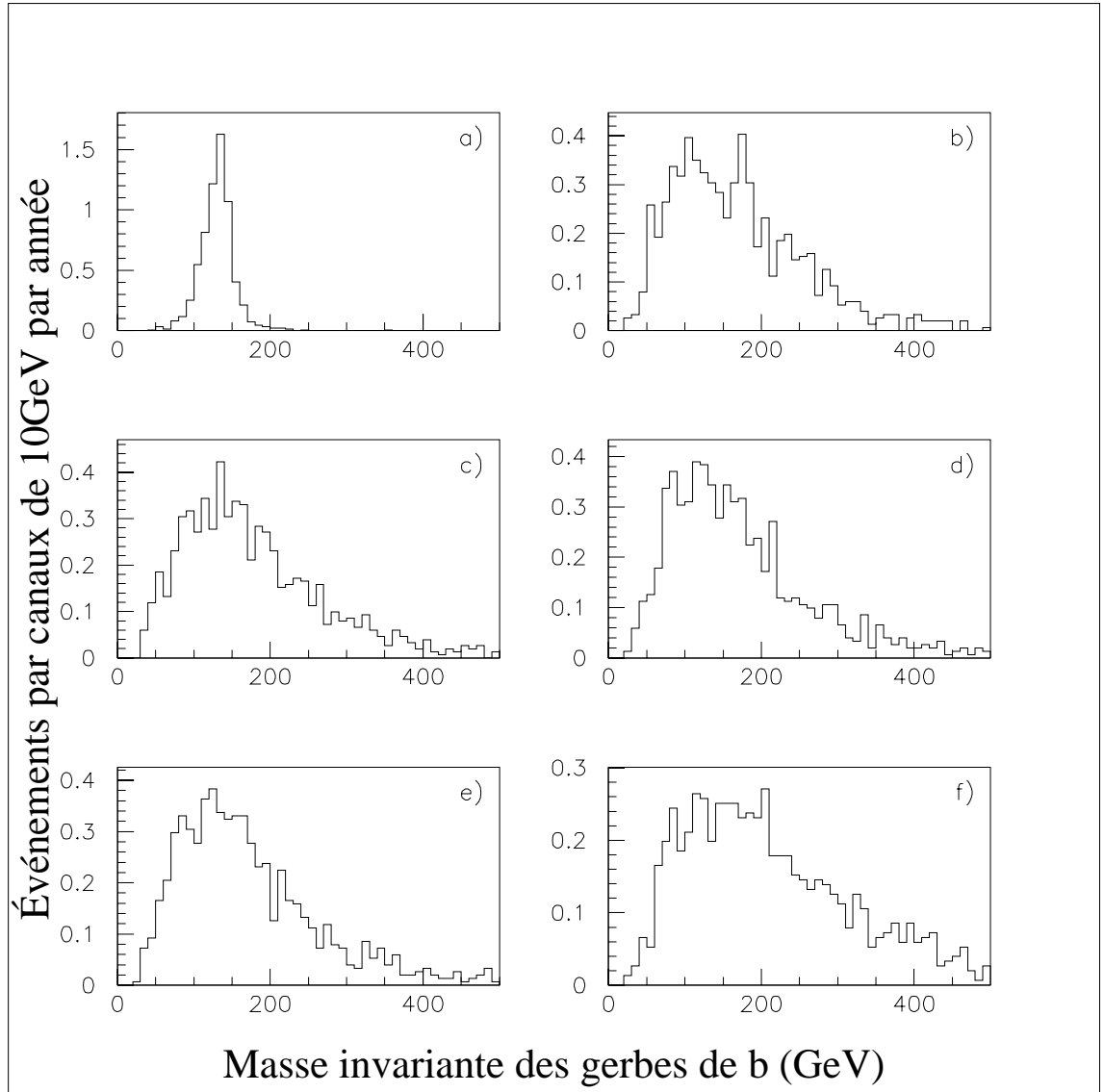


Figure 3-31. Distributions, pour le signal $\mathbf{H}^0 t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b”. Les masses utilisées sont $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

- a) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$; b) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - b_t)$
c) $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; d) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - b_t)$
e) $m(\text{gerbe} - \bar{b}_H, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$; f) $m(\text{gerbe} - b_t, \text{gerbe} - \bar{b}_t)$

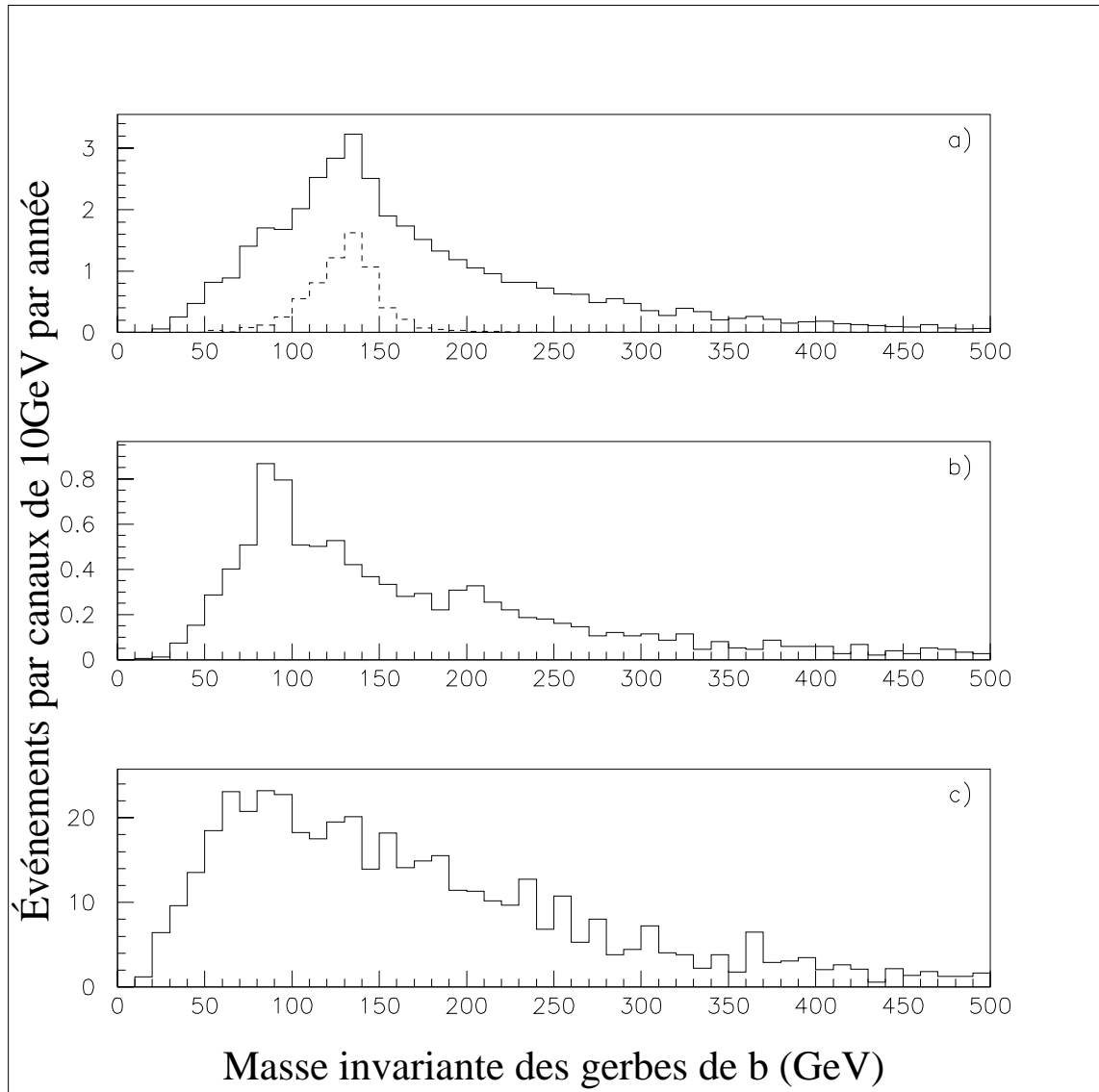


Figure 3-32. Distributions, pour le signal a) $H^0 t \bar{t}$ et les bruits de fond b) $Z^0 t \bar{t}$ et c) $b \bar{b} t \bar{t}$, par canaux de 10 GeV des masses invariantes reconstruites des six combinaisons de gerbes étiquetées “b” confondues. En traits coupés dans le graphique a), la distribution par canaux de 10 GeV de la masse invariante reconstruite $m(\text{gerbe} - b_H, \text{gerbe} - \bar{b}_H)$. Les masses utilisées sont $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

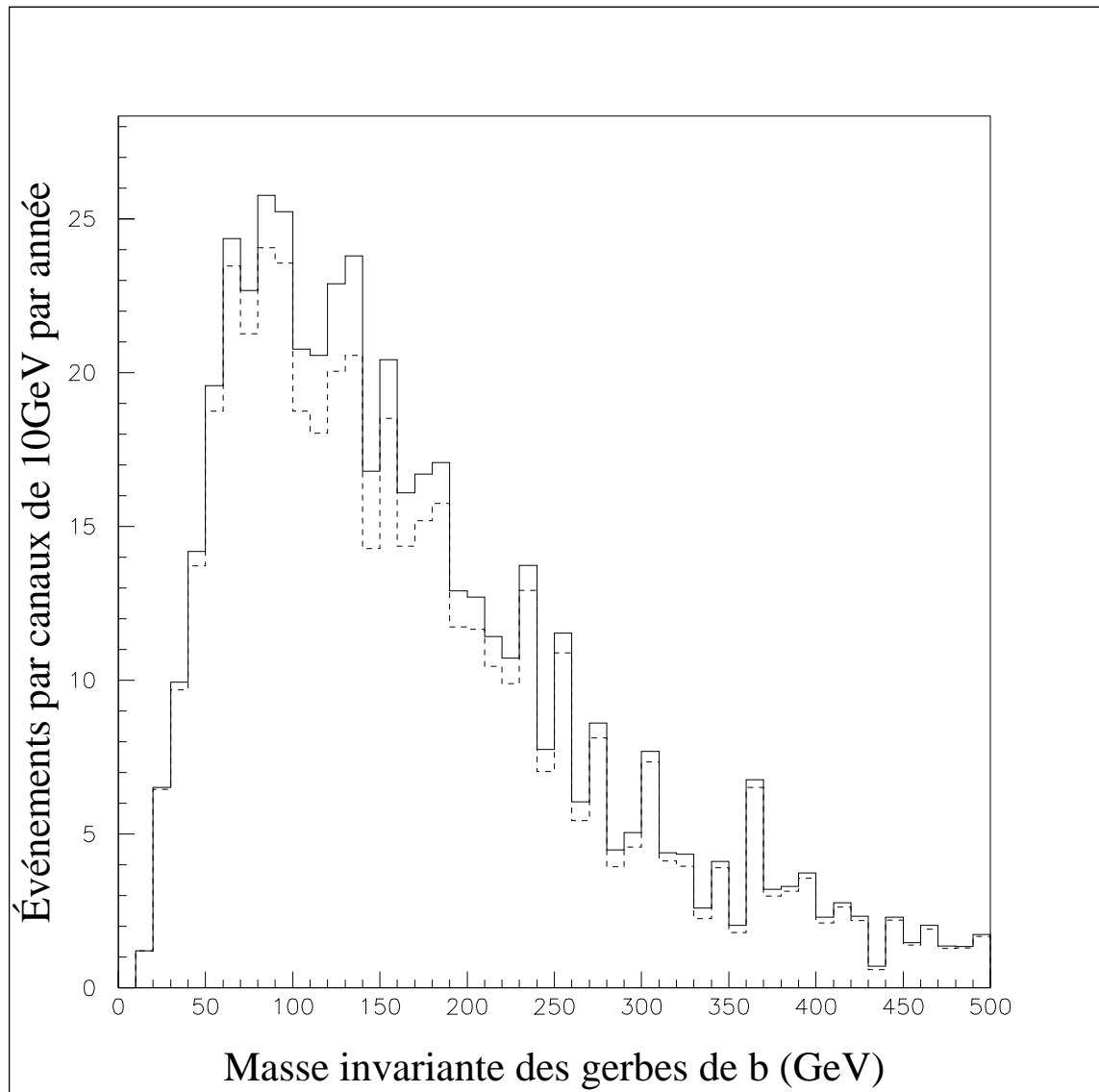


Figure 3-33. Distributions des masses invariantes reconstruites des combinaisons de gerbes étiquetées “b” du signal $H^0 t \bar{t}$ et des bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$ confondus par canaux de 10 GeV. En traits coupés dans le graphique, la même distribution pour les bruits de fond $Z^0 t \bar{t}$ et $b \bar{b} t \bar{t}$. Les masses utilisées sont $m_H = 140$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Les valeurs sont données pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} , pour une efficacité de détection des quarks b de $\epsilon_b = 70$ % et des leptons de $\epsilon_\ell = 90$ %.

3.3 Analyse des résultats

En analysant nos résultats, nous voyons que plus la masse du boson de Higgs est petite, plus le signal domine les bruits de fond. Nous observons également que plus la masse du quark top est grande plus les bruits de fond diminuent.

Nous nous apercevons que le signal $H^0 t\bar{t}$ est peu influencé par la masse du quark t dans la plage $m_t = 150$ GeV à $m_t = 200$ GeV. Il n'y a que peu de variations sur le nombre d'événements attendus. Par contre, le signal est très sensible aux variations de la masse du boson H^0 . À mesure que la masse du Higgs s'accroît sur la plage $m_H = 80$ GeV à $m_H = 140$ GeV, le nombre d'événements attendus diminue d'un facteur 10. Le fait est accentué pour $m_H = 140$ GeV dû au fait que le rapport de branchement $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ n'est que de 45,3 % pour cette masse.

Pour une paire de masses m_t et m_H donnée, nous voyons que le nombre d'événements attendu augmente d'environ un facteur 7,7 alors que ϵ_b va de 30 % à 50 % et ce nombre augmente d'un facteur de 29,6 pour ϵ_b allant de 30 % à 70 %.

Nous observons que la signature que nous exigeons de notre signal est restrictive. Dans les cas où $\epsilon_b = 70$ %, seulement environ 0,23 % des événements nous donnent une signature reconstructible selon nos critères, section 3.1, et seulement 0,13 % dans les cas où $m_H = 140$ GeV. Ce qui fait qu'une soixantaine d'événements devraient être observés par année pour $m_H = 80$ GeV, une vingtaine pour $m_H = 110$ GeV et environ six pour $m_H = 140$ GeV. Ceci pour une luminosité intégrée de 10^4pb^{-1} .

Pour un cas de masses données, nous voyons que le rapport S/\sqrt{B} s'accroît à mesure que l'efficacité de l'étiquetage des b augmente et que le facteur de rejet des quarks c diminue. Ce rapport se trouve multiplié par un coefficient d'environ 2,7 lorsque ϵ_b et R_c passent de 30 % et 100 à 50 % et 50 respectivement. Et ce coefficient est de 5,3 pour un passage de $\epsilon_b = 30$ % et $R_c = 100$ à $\epsilon_b = 70$ % et

$R_c = 10$.

Les rapports S/\sqrt{B} que nous obtenons, pour $\epsilon_b = 70$ % et $R_c = 10$, vont de 0,31 pour $m_H = 140$ GeV et $m_t = 150$ GeV à 6,71 pour $m_H = 80$ GeV et $m_t = 200$ GeV. Pour une même masse du boson de Higgs, ce rapport passe pratiquement du simple au double lorsque la masse du quark top va de 150 GeV à 200 GeV. Ou pour une même masse du quark top, le rapport se trouve multiplié par un facteur d'environ 10 lorsque la masse du boson de Higgs va de 140 GeV à 80 GeV.

Les distributions de la reconstruction en masse invariante des paires de quarks b que nous avons obtenues concordent avec ce que nous attendions. Pour le signal $H^0 t \bar{t}$, un pic se forme autour de la valeur de la masse du boson de Higgs. Pour le bruit de fond $Z^0 t \bar{t}$, le pic est situé à la masse du boson Z^0 . Pour le bruit $b \bar{b} t \bar{t}$, aucun pic ne s'est formé et la distribution est lisse sur son ensemble.

3.4 Les résultats à haute luminosité

Voici les résultats que nous avons obtenus pour une luminosité intégrée de 10^5pb^{-1} . Ce sont les nombres d'événements que nous devrions observer quelques années après la mise en opération du LHC.

Toutes les figures présentées pour la basse luminosité sont adaptables pour la haute luminosité en effectuant une multiplication par 10 des valeurs de celles-ci.

Nous avons aussi qu'à haute luminosité les rapport S/\sqrt{B} se trouvent multipliés par $\sqrt{10}$ par rapport aux valeurs obtenues pour la basse luminosité.

Nombre d'événements S/\sqrt{B}	$m_t = 150 \text{ GeV}$	$m_t = 175 \text{ GeV}$	$m_t = 200 \text{ GeV}$
	$m_H = 80 \text{ GeV}$	663 10,98	640 16,22
$m_H = 110 \text{ GeV}$	245 4,06	255 6,45	249 8,79
$m_H = 140 \text{ GeV}$	59 0,98	63 1,60	66 2,32

Tableau 3-XXVII. Nombre d'événements attendus par année et rapport S/\sqrt{B} pour le signal $\mathbf{H}^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $\mathbf{b}\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^5 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 70 \%$, $\epsilon_\ell = 90 \%$ et $R_c = 10$.

Nombre d'événements S/\sqrt{B}	$m_t = 150$ GeV	$m_t = 175$ GeV	$m_t = 200$ GeV
	$m_H = 80$ GeV	173 5,67	167 8,39
$m_H = 110$ GeV	64 2,10	66 3,33	65 4,55
$m_H = 140$ GeV	15 0,51	16 0,83	17 1,20

Tableau 3-XXVIII. Nombre d'événements attendus par année et rapport S/\sqrt{B} pour le signal $\mathbf{H}^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $\mathbf{b}\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^5 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 50 \%$, $\epsilon_\ell = 90 \%$ et $R_c = 50$.

Nombre d'événements S/\sqrt{B}	$m_t = 150$ GeV	$m_t = 175$ GeV	$m_t = 200$ GeV
	$m_H = 80$ GeV	22 2,04	22 3,02
$m_H = 110$ GeV	8 0,76	9 1,20	8 1,64
$m_H = 140$ GeV	2 0,18	2 0,30	2 0,43

Tableau 3-XXIX. Nombre d'événements attendus par année et rapport S/\sqrt{B} pour le signal $\mathbf{H}^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $\mathbf{b}\bar{b}b\bar{b}l\bar{l}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^5 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 30 \%$, $\epsilon_\ell = 90 \%$ et $R_c = 100$.

Conclusion

Nous avons considéré l'existence du quark top et du boson scalaire de Higgs dans le cadre du modèle standard. Nous avons vérifié la possibilité de les observer par la réaction $pp \rightarrow H^0 t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}$ (où ℓ représente un électron ou un muon) sur les plages de masses $150 \text{ GeV} < m_t < 200 \text{ GeV}$ et $80 \text{ GeV} < m_H < 140 \text{ GeV}$.

Nous avons considéré les bruits de fond $Z^0 t\bar{t}$, $b\bar{b}t\bar{t}$ et $c\bar{c}t\bar{t}$ comme sources de contaminations majeures.

Nous avons imposé une série de critères et de conditions, section 3.1 (une gerbe doit avoir un minimum de 5 GeV et $R = 0,7$; les électrons ne doivent pas être à l'intérieur d'une gerbe), et considéré les capacités de l'accélérateur LHC ($\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$) et du détecteur ATLAS (l'acceptance des hadrons est comprise dans l'intervalle $-5 < \eta < 5$ et celle des leptons dans $-3 < \eta < 3$; le détecteur est subdivisé en 128 cellules azimutales et en 64 dans l'intervalle $-5 < \eta < 5$) pour réaliser nos simulations.

Nous avons aussi simulé l'étiquetage des quarks b par une approche géométrique (un quark b doit être à une distance, ΔR , inférieure à 0,3 de l'orientation des impulsions de la gerbe) pour obtenir les résultats sur la possibilité d'observer le signal.

Les tableaux 3-XXX à 3-XXXII nous résument les résultats que nous avons obtenus en utilisant la constante α_s au premier ordre, les contributions des fusions gluon-gluon pour les bruits de fond et les contributions des fusions gluon-gluon et quark anti-quark pour le signal. Les résultats concordent avec ce que nous attendions [27, 1].

Nombre d'événements S/\sqrt{B}	$m_t = 150$ GeV	$m_t = 175$ GeV	$m_t = 200$ GeV
	$m_H = 80$ GeV	67 3,48	64 5,14
$m_H = 110$ GeV	25 1,29	26 2,04	25 2,79
$m_H = 140$ GeV	6 0,31	6 0,51	7 0,74

Tableau 3-XXX. Nombre d'événements attendus par année et rapport S/\sqrt{B} pour le signal $\mathbf{H}^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $\mathbf{b}\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^4 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 70 \%$, $\epsilon_\ell = 90 \%$ et $R_c = 10$.

Nombre d'événements S/\sqrt{B}	$m_t = 150$ GeV	$m_t = 175$ GeV	$m_t = 200$ GeV
	$m_H = 80$ GeV	17 1,80	17 2,66
$m_H = 110$ GeV	6 0,66	7 1,06	7 1,44
$m_H = 140$ GeV	2 0,16	2 0,26	2 0,38

Tableau 3-XXXI. Nombre d'événements attendus par année et rapport S/\sqrt{B} pour le signal $\mathbf{H}^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $\mathbf{b}\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^4 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 50 \%$, $\epsilon_\ell = 90 \%$ et $R_c = 50$.

Nombre d'événements S/\sqrt{B}	$m_t = 150$ GeV	$m_t = 175$ GeV	$m_t = 200$ GeV
	$m_H = 80$ GeV	2 0,65	2 0,96
$m_H = 110$ GeV	1 0,24	1 0,38	1 0,52
$m_H = 140$ GeV	- 0,058	- 0,09	- 0,14

Tableau 3-XXXII. Nombre d'événements attendus par année et rapport S/\sqrt{B} pour le signal $\mathbf{H}^0 t\bar{t}$. Obtenus pour la signature $\mathbf{b\bar{b}b\bar{b}\ell\bar{\ell}}$ avec $\mathcal{L}_{int} = 10^4 \text{pb}^{-1}$, $\epsilon_b = 30$ %, $\epsilon_\ell = 90$ % et $R_c = 100$.

Nous voyons que les résultats sont sensibles à l'efficacité de l'étiquetage des b et à la masse du boson de Higgs. Le rapport S/\sqrt{B} se trouve multiplié par un facteur d'environ 5,3 lorsque ϵ_b va de 30 % à 70 % (le facteur de rejet R_c n'a qu'une influence minimale sur le rapport S/\sqrt{B}). Le nombre d'événements attendus par année diminue d'un facteur d'environ 10 lorsque la masse du boson de Higgs passe de 80 GeV à 140 GeV (le rapport de branchement de la désintégration $\text{H}^0 \rightarrow \text{b}\bar{\text{b}}$ influence cette diminution car il passe de 88,1 % pour $m_H = 80$ GeV à 45,3 % pour $m_H = 140$ GeV).

Nous concluons de ces résultats que nous devrions être en mesure d'observer le signal $\text{H}^0 t\bar{t}$ par la signature $\text{b}\bar{\text{b}}\text{b}\bar{\text{b}}\ell\bar{\ell}$ si l'efficacité de l'étiquetage de quarks b du détecteur ATLAS est bonne et si le boson de Higgs n'est pas trop lourd.

Dans l'avenir, les mêmes calculs pourraient être repris en ajoutant les contributions des fusions quark anti-quark des bruits de fond. Il y aurait place aussi à considérer le détecteur ATLAS de manière plus détaillée et avec les modifications qui y seront apportées. D'autres méthodes et conditions d'acceptance du signal

pourraient être choisies pour augmenter le nombre d'événements recueillis et le rapport S/\sqrt{B} . Nous espérons que ce travail soit amélioré et enrichi au fil des découvertes et connaissances que de futures recherches pourront apporter.

Bibliographie

- [1] J. Dai, J.F. Gunion et R. Vega. Using b-Tagging to Detect $t\bar{t}$ Higgs Production with $Higgs \rightarrow b\bar{b}$, juin 1993. UCD-93-18,SMU-HEP-93/07,SLAC-PUB-6265.
- [2] Francis Halzen and Alan D. Martin. *QUARKS & LEPTONS: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, 1984.
- [3] Chris Quigg. *Gauge theories of the strong, weak, and electromagnetic interactions*. The Benjamin/Cummings Publishing Compagny, Inc., 1983.
- [4] Ronald Kleiss. The standard model, 1993. Note de cours d'été du CERN.
- [5] Particle Data Group. Review of Particle Properties. *Phys. Rev. D* (3), 45(11), Part 2, juin 1992.
- [6] Ta-Pei Cheng et Ling-Fong Li. *Gauge theory of elementary particle physics*, pages 323–324. Oxford, 1984.
- [7] H. Plochow-Besch. PDFLIB: A library of all available Parton Density Functions of the Nucleon, the Pion and the Photon and the corresponding α_s Calculations, juillet 1992. CERN-PPE/92-123.
- [8] Particle Data Group. Particle Properties Data Booklet from Review of Particle Properties, Physical Review D45, Part 2, juin 1992..
- [9] A. Djouadi. Higgs particles at future hadron and electron-positron colliders, 1994. UdeM-GPP-TH-94-01, PM 94/27.
- [10] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane et S. Dawson. *The Higgs Hunter's Guide*. Addison–Wesley, 1990.

- [11] Gordon Kane. *Modern Elementary Particle Physics*. Addison–Wesley, 1993.
- [12] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley, 1987.
- [13] P.N. Harriman, A.D. Martin, R.G. Roberts et W.J. Stirling. The gluon distribution at small x . A phenomenological analysis. *Phys. Lett. B*, 243:421–426, juillet 1990.
- [14] P.N. Harriman, A.D. Martin, R.G. Roberts et W.J. Stirling. Parton distributions extracted from data on deep-inelastic lepton scattering, prompt photon production, and the Drell-Yan process. *Phys. Rev. D (3)*, 42:798–810, août 1990.
- [15] Collaboration CDF. Evidence for top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 73:225–231, juillet 1994.
- [16] Torbjörn Sjöstrand. *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*. CERN, décembre 1993. CERN-TH.7112/93.
- [17] Alan L. Stange. Programme simulant la production $q_1\bar{q}_1q_2\bar{q}_2$ dans les collisions proton-proton, novembre 1990. Transmis via Abdel Djouadi.
- [18] The LHC Study Group. Design study of the Large Hadron Collider (LHC). Rapport technique, CERN, mai 1991. CERN 91-03.
- [19] CERN. *Towards the LHC Experimental Programme*, mars 1992. Compte rendu de la réunion générale sur la physique et les détecteurs du LHC, Évian-les-Bains, France.
- [20] LHCC. ATLAS, Letter of Intent for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN. Rapport technique, CERN, octobre 1992. CERN/LHCC/92-4.
- [21] LHCC. CMS, the Compact Muon Solenoid. Rapport technique, CERN, octobre 1992. CERN/LHCC/92-3.

- [22] World Wide Web, CERN's Large Hadron Collider (LHC), <http://www.cern.ch/CERN/LHC/LHCwelcome.html>.
- [23] CERN. *CERNLIB, Program Library*, octobre 1989.
- [24] World Wide Web, Atlas Figures - ATLAS detector, <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/ATLASFIGS/ATLASPIC/atlaspic>.
- [25] CERN. *HBOOK, CERN Program Library Long Write-up*, août 1989. Y250.
- [26] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni et P. Zancarini. *PAW, CERN Program Library Long Write-up*. CERN, août 1989. Q121.
- [27] D. Froidevaux et E. Richter-Was. Is the channel $H \rightarrow b\bar{b}$ observable at LHC?, septembre 1994. Note interne ATLAS, PHYS-NO-043.