
Étude de la désintégration de deux stops en muon + tau dans $D\bar{0}$

Résumé :

Ce stage s'est déroulé dans le contexte de la recherche de possibilité de détection de signaux de supersymétrie au Tevatron. Il s'est focalisé autour de l'étude de la désintégration d'une paire stop-antistop donnant entre autres produits un muon et un tau. Nous avons tout d'abord utilisé des événements Monte-Carlo. Nous avons alors confronté le comportement simulé des taus à celui attendu lors de leur désintégration. Nous nous sommes ensuite penché sur certains éléments de cinématique de cette réaction. En nous basant sur une réaction similaire, nous avons alors essayé de retrouver les masses des particules non détectables de ce processus à partir des données pouvant être mesurées expérimentalement, puis nous nous sommes intéressés au passage des données Monte-Carlo aux données des particules reconstruites, en nous intéressant particulièrement à la reconstruction des taus. La reconstruction des masses à partir des simulations est restée assez approximative et n'a pas été étendue aux données reconstruites.

Mots clefs : *recherche de supersymétrie, désintégration du stop, sneutrino, tau*

Stage encadré par :

Philippe GRIS

gris@clermont.in2p3.fr / tél. (+33) 4 73 40 77 93

Laboratoire de Physique Corpusculaire Clermont-Ferrand

Campus des Cézeaux

24, avenue des Landais

BP 80026

63171 Aubière Cedex

<http://clrwww.in2p3.fr/>



Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon maître de stage, Philippe GRIS, pour l'aide qu'il m'a apporté lors de mon passage du C au C++. Le nombre d'astuces visant à rendre un programme plus clair et plus rapide (à exécuter et à écrire) et ne sautant pas aux yeux du débutant sont nombreuses. L'initiation à L^AT_EX a également été très utile, il était grand temps de passer à un logiciel dont la conception permet de rédiger un rapport en un temps raisonnable. Je remercie également tous ceux que j'ai côtoyé au cours de ces 17 semaines de stage et avec qui j'ai passé d'agréables moments.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Contexte du stage	1
2.1	Le Modèle Standard	1
2.2	La SuperSymétrie	2
2.3	L'expérience DØ	3
2.4	Données Monte-Carlo, collisions et données reconstruites	4
2.5	Le logiciel ROOT	5
3	Travaux effectués	5
3.1	Étude des données Monte-Carlo	6
3.1.1	Efficacités de quelques sélections	6
3.1.2	Désintégration des taus	8
3.1.3	Masses invariantes	9
3.1.4	Reconstruction de la masse du top	10
3.1.5	Reconstruction des masses du stop et du sneutrino	11
3.2	Étude des données reconstruites	14
3.2.1	Reconstruction des taus	14
3.2.2	Application à la reconstruction de la masse du top	17
4	Conclusion et perspectives	18
	Références	20
	Appendices	21
	Annexe A Efficacités des coupures en p_T	21
	Annexe B Efficacités des coupures en η	22
	Annexe C Corrections à la méthode de reconstruction des masses	23
	Annexe D Poids des hypothèses de masses reconstruites	25
	Annexe E Efficacité de la sélection sur les taus reconstruits	27
	Annexe F Association des taus reconstruits aux taus de type 2 et 3 simulés	28
	Annexe G Équations servant à la reconstruction de la masse du top	28

1 Introduction

Ce stage s'est déroulé au Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC), situé sur le campus de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand. Il s'inscrit dans le cadre de la recherche d'indices expérimentaux de l'existence de la supersymétrie, et plus particulièrement dans l'étude d'une des voies de désintégration d'une paire de stops (\tilde{t}), partenaire supersymétrique du top (t), conduisant à la production d'un muon (μ), d'un tau (τ), de deux quarks bottom (b) et de deux sneutrinos ($\tilde{\nu}$) associés aux deux leptons. Son but est d'aider à déterminer si ce canal de désintégration peut être utilisé pour améliorer ou bien les possibilités de découverte ou bien les zones d'exclusion du stop à l'aide des données de l'expérience DØ du Tevatron, l'accélérateur de particules du Fermilab, situé près de Chicago. Dans un premier temps, seules des données issues directement des simulations Monte-Carlo ont été utilisées. À partir de celles-ci, après une brève étude des modes de désintégration des taus produits par la réaction considérée, nous nous sommes focalisés sur une tentative de retrouver, à partir des seules données accessibles lors d'une mesure réelle, les masses des particules supersymétriques mises en jeu lors de cette réaction. Un second temps a été consacré au passage des données issues directement des simulations Monte-Carlo aux données correspondant aux particules reconstruites.

Dans ce rapport, on emploie la convention : $\hbar = c = 1$, où \hbar est la constante de Planck réduite et c la célérité de la lumière dans le vide. On exprime de plus les grandeurs pouvant se voir ainsi attribuer la dimension d'une énergie (masses, énergies, impulsions...) à partir de l'électronvolt (eV).

2 Contexte du stage

2.1 Le Modèle Standard

	Fermions (spin $\frac{1}{2}$)			
	Leptons		Quarks	
	charge $+e$	charge 0	charge $+\frac{2}{3}e$	charge $-\frac{1}{3}e$
1 ^{re} famille	e^-	ν_e	u	d
2 ^{de} famille	μ^-	ν_μ	c	s
3 ^{de} famille	τ^-	ν_τ	t	b

	Bosons (spin entier)	
	Interaction électromagnétique	γ
Interaction faible	$W^\pm Z^0$	
Interaction forte	g	

TAB. 1: Récapitulatif des particules du Modèle Standard. Les symboles des différentes particules sont explicités dans le texte.

Le Lagrangien du Modèle Standard se base sur une algèbre de Lie issue de l'invariance sous les transformations de Lorentz et des symétries locales $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$ [1]. $U(1)$ correspond à la conservation de l'hypercharge des champs, $SU(2)$ à la conservation des nombres leptoniques et $SU(3)$ à la conservation de la charge de couleur.

Le Modèle Standard résume notre connaissance actuelle de la physique des particules. Il décrit les constituants fondamentaux de la matière et leurs interactions (tableau 1). Ces "constituants fondamentaux de la matière" sont constitués de trois familles de quatre fermions : deux quarks (l'un de charge $+\frac{2}{3}e$, l'autre de charge $-\frac{1}{3}e$, où e est la valeur absolue de la charge portée par l'électron), un lepton et son neutrino associé. La première famille est composée, dans l'ordre précédemment indiqué, du quark up (u), du quark down (d), de l'électron (e^-) et du neutrino électronique (ν_e). La deuxième comporte les quarks charm (c) et strange (s), le muon (μ^-) et le neutrino muonique (ν_μ). La troisième se compose des quarks top (t) et bottom (b), du tau (τ^-) et du neutrino tauique (ν_τ). Ces fermions sont des particules de spin demi-entier. À chacune de ces particules, on associe une antiparticule de

charge et de spin (ou, plus exactement, de valeur de la projection du spin sur un axe arbitraire) opposés. Les bosons, particules de spin entier, sont les médiateurs des interactions fondamentales qui sont l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte. Ces bosons sont le photon (γ) pour l'électromagnétisme, les W^+ , W^- et Z^0 pour l'interaction faible et les huit gluons (g) pour l'interaction forte.

Le Modèle Standard comprend également le boson de Higgs, qui n'a encore jamais été mis en évidence. Il permet, par brisure spontanée de symétrie, de donner leurs masses (éventuellement nulles, par exemple pour le photon) aux différentes particules.

Le Modèle Standard décrit de façon très précise les phénomènes physiques à "basse" énergie, c'est-à-dire en deçà des limites atteintes jusqu'à présent dans des accélérateurs de particules tels que le LEP ("Large Electron Positron collider", qui occupait le tunnel maintenant utilisé par le LHC au CERN, aux abords de Genève), où les mesures de précision aux échelles concernées ont pu conforter le Modèle Standard. Cependant, il voit son comportement devenir problématique aux grandes échelles d'énergie, telles que l'échelle de Grande Unification (aux alentours de 10^{16} GeV). Par exemple, à ces échelles, les corrections en boucles à la masse du Higgs sont très grandes devant la masse physique attendue de cette particule. Cela nécessite un ajustement extrêmement fin entre la masse "nue" du Higgs et ces corrections en boucles et rend donc la masse du Higgs très sensible à ce qui se passe aux très petites échelles de longueur, au contraire d'autres particules telles le Z^0 .

2.2 La SuperSymétrie

Le théorème de Coleman-Mandula [2] énonce que pour une théorie quantique des champs à quatre dimensions, la plus grande algèbre de Lie des symétries du Lagrangien est celle des transformations de Lorentz auxquelles s'ajoutent les symétries locales. Pour contourner ce problème et augmenter le nombre de symétries possibles, il faut généraliser l'algèbre en ajoutant un anticommutateur en plus des commutateurs. On ajoute alors un générateur Grassmanien aux générateurs déjà présents. Un tel ajout conduit aux théories de Supersymétrie, où ce générateur modifie le spin des particules sur lesquelles il agit [3], le décalant d'une valeur de $\pm\frac{1}{2}$.

La Supersymétrie résout les problèmes du Modèle Standard concernant les hautes énergies en utilisant la possibilité qu'ont les boucles fermioniques et scalaires, de signe opposé, de se compenser. Pour cela, elle associe aux bosons du Modèle Standard de nouveaux fermions ("bosinos") et aux fermions du Modèle Standard de nouveaux scalaires ("sfermions"). Le nombre de degrés de liberté des nouvelles particules correspond au nombre de degrés de liberté de celles du Modèle Standard. Par exemple, le quark top reçoit deux partenaires du spin 0, les stops ; il y a donc bien deux degrés de liberté pour les stops, correspondant aux deux degrés de liberté des deux états de chiralité du top. De même, chaque boson *sans masse*, tels ceux associés aux champs B_μ , W_μ^1 , W_μ^2 et W_μ^3 (correspondant à $U(1) \otimes SU(2)$ avant la brisure de symétrie), possède deux degrés de liberté et est associé à un fermion chiral, possédant lui aussi deux degrés de liberté. Les théories de Supersymétrie nécessitent la présence d'au moins deux Higgs, chacun pourvu d'un partenaire supersymétrique. Les théories de Supersymétrie permettent également d'inclure une description de la gravitation dans la physique des particules.

Une brisure de la supersymétrie jusqu'à une échelle d'énergie au moins égale au TeV permet de rendre compte d'une différence de masse entre les particules connues et leurs partenaires supersymétriques. Cette différence de masse est indispensable aux modèles supersymétriques puisqu'aucun partenaire supersymétrique n'a encore été observé pour les particules connues aux échelles de masse déjà étudiées.

Chaque quark du Modèle Standard existe sous deux états de chiralité (gauche et droite). À chacun de ces états correspond un partenaire supersymétrique. À chaque quark du Modèle Standard, on associe donc deux états propres de masse de squarks. La différence entre les carrés de ces masses est proportionnelle au couplage de Yukawa du quark correspondant. Or ce couplage est proportionnel, pour les quarks de type "up", à $\frac{m_q}{\sqrt{2} \tan(\beta)}$, où m_q est la masse du quark en question et $\tan(\beta)$ un paramètre du modèle (le rapport des masses des deux Higgs). Par ailleurs, la masse du squark le plus

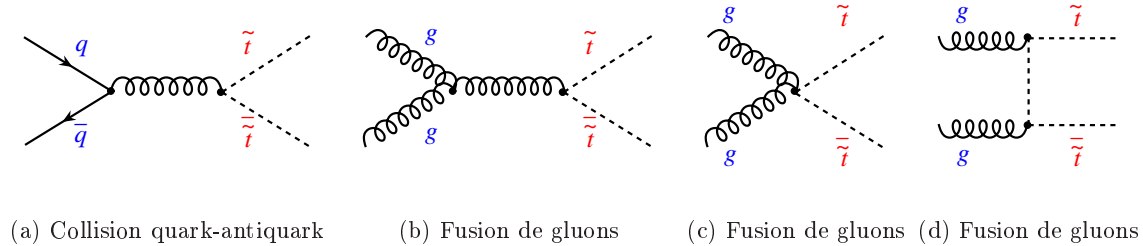


FIG. 1: Processus (à l'ordre le plus bas) conduisant à la formation d'une paire stop-antistop lors de la collision d'un proton et d'un antiproton.

lourd est limitée à l'échelle du TeV pour rendre possible les annulations des corrections en boucle. La forte masse du quark top (172 GeV) permet, pour des valeurs bien choisies de $\tan(\beta)$, de repousser la masse du stop le plus léger (celui étudié lors de ce stage) jusqu'à des valeurs de 100 GeV à 200 GeV, accessibles au Tevatron [4].

L'un des canaux de désintégration possible, et pouvant être dominant, du stop [5] est :

$$\tilde{t} \rightarrow b + \tilde{\chi}_1^{+*} \rightarrow b + \ell^+ + \tilde{\nu}_\ell \quad (1)$$

où ℓ est un lepton (ici : un tau ou un muon), $\tilde{\nu}_\ell$ le sneutrino qui lui est associé et $\tilde{\chi}_1^{+*}$ le chargino de plus faible masse (la numérotation en indice se fait conventionnellement par masse croissante), dans un état hors couche de masse. Un chargino est un état propre de masse, combinaison linéaire des bosinos portant une charge électrique non nulle, c'est-à-dire les winos (\tilde{W}^\pm) et les higgsinos chargés (\tilde{H}^\pm), tout comme les W^\pm sont des combinaisons linéaires de W_1 et W_2 . Le sneutrino n'est pas détectable et est source d'énergie manquante dans un détecteur.

Le rapport d'embranchement de la désintégration du stop suivant (1) est supposé égal à 1 et les rapports d'embranchement pour ℓ étant un lepton donné parmi e , μ et τ sont supposés égaux entre eux et à $\frac{1}{3}$.

La réaction sur laquelle porte le stage est la création, lors d'une collision quark-antiquark, d'une paire stop-antistop, donnant alors naissance à deux quarks b, deux sneutrinos et un tau et un muon (l'un des deux leptons ainsi que le quark et le sneutrino qui lui sont associés étant des antiparticules).

2.3 L'expérience DØ

Situé au Fermilab, près de Chicago (États-Unis), le Tevatron est un collisionneur circulaire proton-antiproton, avec une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV (d'où le nom de l'accélérateur). Même répartie entre les constituants des deux particules (quarks, antiquarks, gluons), cette énergie reste considérable (de l'ordre de plusieurs centaines de GeV) et autorise la création de particules de masse élevée, telles que le stop mentionné à la section précédente, via les processus dont les diagrammes de Feynman sont présentés en figure 1. La figure 2 donne la section efficace de production d'une paire stop-antistop associée à ces processus. Pour une luminosité accumulée de 10 fb^{-1} , on s'attend donc à obtenir un nombre d'événements stop-antistop allant de 200 (pour une masse du stop de 200 GeV) à 10 000 (pour une masse du stop de 100 GeV). Au 24 juillet 2011, le Tevatron avait fourni une luminosité équivalente de $11,6 \text{ fb}^{-1}$.

DØ est un des deux détecteurs du Tevatron, avec CDF. Il est construit selon une forme cylindrique (d'axe l'axe des faisceaux de particules), avec une structure en couches autour du point de collision entre protons et antiprotons (figure 3) [6]. S'agissant du système de coordonnées utilisé, l'axe (Oz) du détecteur est parallèle au faisceau des protons. Le plan transverse est donc défini comme (xOy).

Au centre du détecteur se trouve le détecteur de vertex, chargé de reconstruire les points où les interactions primaires (collision quark-antiquark par exemple) ou secondaires (désintégration d'un τ par exemple) ont lieu. Autour se trouve le trajectographe. Celui-ci baigne dans un champs magnétique, afin de courber les trajectoires des particules chargées (dans l'une ou l'autre direction suivant le signe

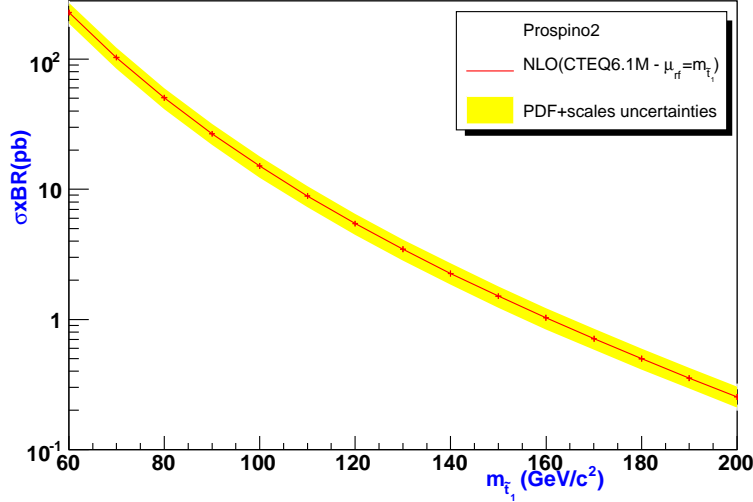


FIG. 2: Section efficace de production d’une paire stop-antistop associée à ces processus et pondérée du rapport d’embranchement. La courbe rouge donne le résultat NLO (“Next to Leading Order”, au deuxième plus grand ordre en l’échelle d’énergie de référence) ; la bande jaune indique l’incertitude totale due aux incertitudes sur les fonctions de distribution des partons (les composants des (anti)protons) et aux incertitudes sur les échelles d’énergies.

de leur charge) et de recueillir ainsi des informations sur leur charge et leur impulsion. La “couche” suivante est le calorimètre électromagnétique, où les (anti)électrons et les photons déposent leur énergie lors de leur traversée (visible sur la figure 4). Vient ensuite l’ensemble des calorimètres hadroniques (fin puis grossier, visibles sur la figure 4) où le même phénomène a lieu pour les hadrons. La partie la plus extérieure du détecteur est le détecteur à muons, chargé de repérer les dits muons, qui réussissent pour la plus grande partie d’entre eux (ceux ayant une énergie suffisante) à traverser le reste du détecteur.

Les données recueillies sur une particule (détectée ou simulée) sont son énergie, E , son impulsion transverse (c’est-à-dire le module de la projection de son tri-vecteur impulsion dans le plan transverse), p_T , l’angle ϕ entre cette projection et le vecteur unitaire sur (Ox) (ϕ varie entre $-\pi$ et π), \hat{e}_x , et enfin sa pseudo-rapacité η , définie comme $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$ où θ est l’angle entre le vecteur \hat{e}_z et la tri-impulsion de la particule, variant de 0 à π .

La connaissance de p_T , η et ϕ permet de reconstituer le tri-vecteur impulsion de la particule. Le passage de p_t , η et ϕ à p_x , p_y et p_z (respectivement les composantes selon \hat{e}_x , \hat{e}_y et \hat{e}_z de l’impulsion) se fait selon :

$$p_x = p_T \cos(\phi) \quad (2)$$

$$p_y = p_T \sin(\phi) \quad (3)$$

$$p_z = p_T \text{sh}(\eta). \quad (4)$$

2.4 Données Monte-Carlo, collisions et données reconstruites

Une collision dans le détecteur produit des dépôts d’énergie dans ses différentes composantes (telles les calorimètres ou le trajectographe). La donnée de ces dépôts est d’abord passée au travers d’un ensemble d’algorithmes de reconstruction, chargés de reconstituer des traces, d’associer les dépôts d’énergie dans des cellules proches des calorimètres. . . Ces données sont ensuite utilisées par des algorithmes d’identification qui vont associer à un ensemble de traces et de dépôts une particule candidate (par exemple, un tau) à laquelle est associée un ensemble de données, les composantes de sa quadri-impulsion mais aussi la qualité des traces, les dépôts pris en compte sur chaque couche des calorimètres, les valeurs en sortie des réseaux de neurones chargés de discriminer les différentes particules. . .

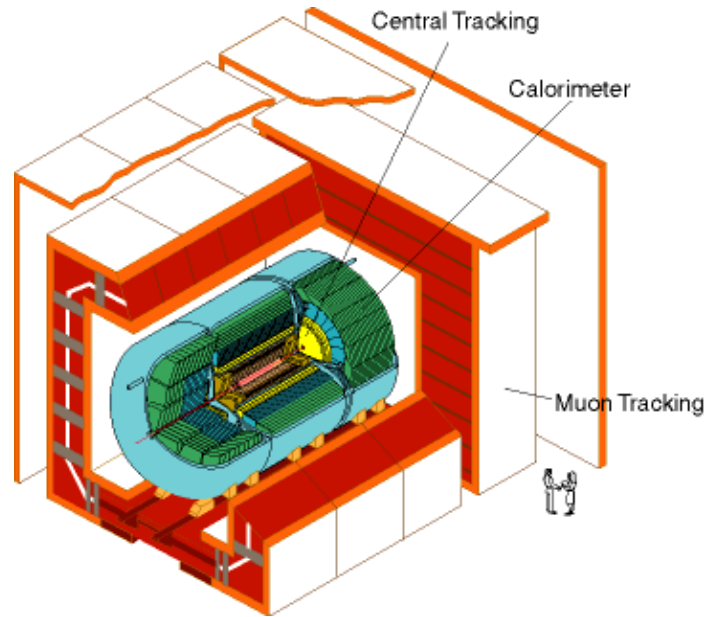


FIG. 3: Schéma d'ensemble du détecteur DØ du Tevatron.

Cependant, un ensemble de quantités d'énergies déposées dans les diverses parties du détecteur à des instants donnés peut avoir une autre origine : une simulation Monte-Carlo. Dans ce cas, un premier générateur informatique (celui utilisé pour les données Monte-Carlo de ce stage est Madgraph ??) simule, à partir d'un processus physique donné, la collision. Le résultat (c'est-à-dire les données Monte-Carlo) correspond aux seules particules produites lors de cette collision, avant toute réaction supplémentaire. D'autres logiciels viennent alors successivement simuler les réactions des nouvelles particules (hadronisation des quark...) puis leurs interactions avec les différentes parties du détecteur.

2.5 Le logiciel ROOT

Le traitement des données au cours du stage s'est effectué à l'aide du logiciel ROOT [8]. Étant donnée la complexité des tâches demandées à ce logiciel au cours du stage, l'appel à celui-ci à travers un programme en C++ a été privilégié par rapport à l'utilisation directe de sa ligne de commandes. Il a donc été utilisé en guise de bibliothèque appelée dans un programme en C++.

ROOT permet la manipulation et le traitement de grandes quantités de données, notamment au moyen d'objets tels que les "trees" et les "ntuples" (des collections particulières d'objets informatiques de même type). Ces formats de stockage des données sur le disque dur offrent un encombrement réduit. Ils sont de plus particulièrement efficaces pour le stockage d'un grand nombre de données similaires (par exemple les données enregistrées pour un ensemble de collisions ou de simulations) et la lecture d'une sélection restreinte de celles-ci (par exemple, la seule énergie du quark étiqueté "1" pour chacune des collisions ou simulations).

ROOT permet également de créer, de manipuler et de visualiser facilement des histogrammes et d'autres objets graphiques créés à partir des données, que ceux-ci soient à une, deux ou trois dimensions. Ces manipulations incluent la possibilité de réaliser des ajustements ("fits") des histogrammes ou des graphes par des fonctions dépendant d'un jeu de paramètres.

3 Travaux effectués

Les premiers travaux ont porté sur les données Monte-Carlo. Nous nous sommes intéressés aux sélections appliquées sur certaines particules, à la désintégration des taus, à la cinématique de la réaction

$$\tilde{t} + \bar{\tilde{t}} \rightarrow b + \bar{b} + \mu^\pm + \tau^\mp \quad (5)$$

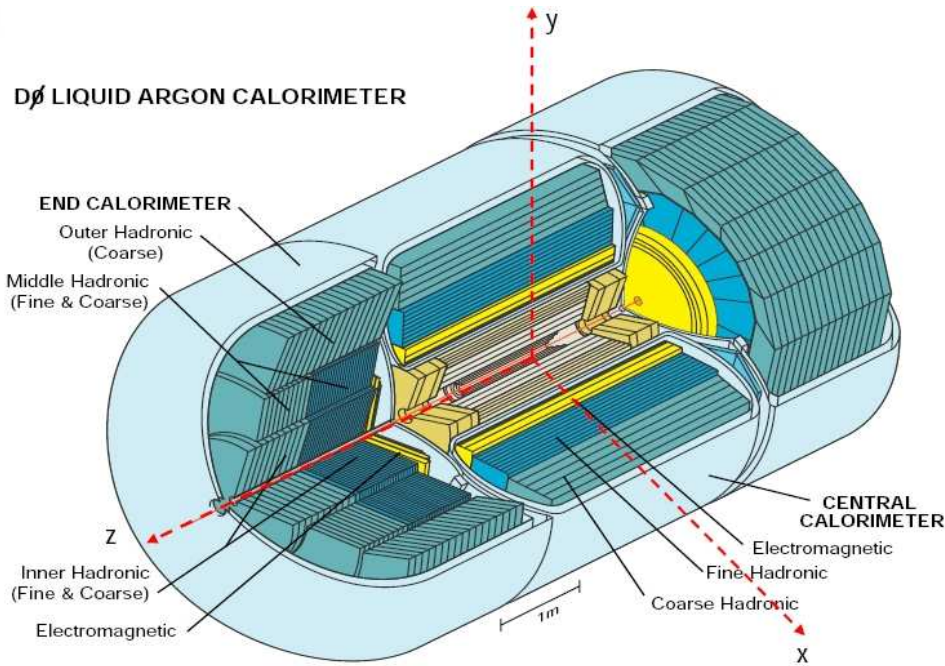


FIG. 4: Schéma des calorimètres de DØ.

et à la reconstruction des masses du stop et du sneutrino. Le passage aux données reconstruites et leur utilisation s'est faite par la suite.

3.1 Étude des données Monte-Carlo

Les données disponibles lors d'une simulation Monte-Carlo ne se limitent pas aux particules détectables. On a ainsi à disposition les quadri-impulsions des stops, des sneutrinos, des leptons et des quarks bottom (avant leur hadronisation). Des simulations ont été réalisées pour différentes masses du stop et du sneutrino, comme indiqué par le tableau 2.

Les études sur les données Monte-Carlo ont d'abord porté sur les résultats de l'application de certaines sélections sur les leptons et sur les modes de désintégration des taus. La cinématique de la réaction (5) a été abordée ensuite. Finalement, la reconstruction de la masse du top dans une réaction présentant plusieurs similitudes a servi de modèle pour essayer de reconstruire les masses du stop et du sneutrino dans la réaction étudiée.

3.1.1 Efficacités de quelques sélections

Pour s'affranchir du bruit de fond et de certains effets de bord, il est possible d'appliquer différentes sélections sur les paramètres des particules détectées, par exemple, une impulsion transverse devant dépasser une valeur donnée ou une trajectoire dans le détecteur (repérée par la pseudo-rapacité) devant éviter les parties insensibles (ou moins sensibles). Une telle sélection se fait évidemment au prix de la perte de statistique. Pour évaluer cette perte, et pouvoir choisir un bon compromis entre limitation du bruit et statistique élevée, nous avons utilisé les données des simulations Monte-Carlo.

3.1.1.1 Coupure sur l'impulsion transverse Un premier ensemble de courbes (annexe A, figures 13a à 13f) correspond aux coupures en p_T concernant les leptons : on demande à ce que le muon au moins, le tau au moins, ou encore le muon *et* le tau aient une impulsion transverse d'au moins 15 GeV pour que l'événement soit pris en compte.

Plus la différence de masse entre stop et sneutrino est faible, moins il reste d'énergie disponible sous forme d'énergie cinétique pour les particules créées (d'énergie de masse totale fixée). La probabilité

Masses du stop (GeV)	Masses du sneutrino correspondantes (GeV)
100	40 ; 60 ; 80 ; 90
120	40 ; 60 ; 80 ; 100
140	40 ; 60 ; 80 ; 100 ; 120
160	40 ; 60 ; 80 ; 100 ; 120 ; 140
180	40 ; 60 ; 80 ; 100 ; 120 ; 140
200	40 ; 60 ; 80 ; 100 ; 120 ; 140 ; 160

TAB. 2: Valeurs des couples de masses ($m_{\tilde{t}} ; m_{\tilde{\nu}}$) utilisés dans les simulations Monte-Carlo.

pour que l'une de ces particules (le lepton) emporte au moins une quantité fixée d'énergie sous forme d'impulsion diminue donc. Le passage d'une différence de masse de 20 GeV à 100 GeV pour une masse du stop de 140 GeV fait ainsi passer l'efficacité de la coupure sur les deux leptons de moins de 10% à plus de 85% (voir figure 13c).

Une diminution de la différence de masse entre stop et sneutrino entraîne donc une diminution de la probabilité statistique de sélectionner des événements correspondant à la désintégration d'une paire stop-antistop.

L'existence d'une légère différence entre l'efficacité de la coupure sur les muons et celle sur les taus (de l'ordre du pourcent) découle logiquement du fait que la masse du muon n'est pas prise en compte. La création d'un tau entraîne la conversion d'une partie de l'énergie en énergie de masse, soit autant d'énergie en moins disponible pour l'impulsion. Il y a donc légèrement moins de taus ayant au moins une impulsion transverse donnée que de muons ayant au moins cette même impulsion transverse. Cette différence devrait être aggravée lors du passage aux données reconstruites par le fait qu'une partie de l'énergie du tau réel (ou simulé) est distribué aux neutrinos créés lors du passage aux données reconstruites par le fait qu'une partie de l'énergie du tau réel (ou simulé) est distribué aux neutrinos créés lors de la désintégration de celui-ci et n'est donc pas prise en compte pour le tau reconstruit.

3.1.1.2 Coupure sur la pseudo-rapacité Un deuxième ensemble de courbes (annexe B, figures 14a à 14f) donne l'évolution de sélections basées sur la pseudo-rapacité des leptons détectés. Une valeur de η inférieure à 1 correspond à une particule se trouvant dans la partie centrale du détecteur (voir figure 4).

On remarque que se contenter de demander au seul tau (le plus difficile à reconstruire) d'être dans la partie centrale (tout en gardant un muon dont la trajectoire fait un angle suffisant avec l'axe (Oz) , mais qui n'est plus nécessairement dans la partie centrale) au lieu d'imposer cette condition aux deux leptons permet d'augmenter significativement l'efficacité de la sélection (le gain d'efficacité varie entre 10% et 20%).

On observe que, pour une différence de masses donnée, l'efficacité des coupures imposant des conditions sur les deux leptons augmente légèrement avec la masse du stop (passant de 66% à 73% quand le stop passe de 100 GeV à 200 GeV pour une différence de masse de 60 GeV). Dans le cadre de la collision quark-antiquark, le référentiel du centre de masse n'est pas le référentiel du laboratoire, mais un référentiel déduit de celui-ci par un boost selon \hat{e}_z . (En effet, les impulsions du quark et de l'antiquark ne sont que des composantes des impulsions des protons et des anti-protons et ne se compensent donc pas nécessairement rigoureusement.) Ce boost a tendance à rapprocher légèrement les directions d'émission des particules de l'axe (Oz) , d'où une augmentation de la pseudo-rapacité, augmentation qui devient d'autant plus négligeable que l'impulsion de la particule émise est élevée. Or nous venons de voir que l'impulsion minimum du lepton augmentait quand la masse du stop augmentait (à différence de masses constante). Donc pour une différence de masses donnée, l'augmentation de la masse du stop signifie davantage de cas de figure pour lesquels le boost est négligeable, donc pour lesquels la pseudo-rapacité est plus faible.

Dans tous les cas, l'erreur sur les masses est arbitrairement prise égale à 1% de celles-ci et l'erreur sur l'efficacité est prise comme binômiale (c'est-à-dire égale à $\sqrt{\frac{\epsilon}{N}(1-\epsilon)}$, où ϵ est la valeur de l'efficacité

Type n°	Produits de désintégration	Rapport d'embranchement théorique (%)
1	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$	$17,85 \pm 0,05$
2	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$	$17,36 \pm 0,05$
3	$\pi^- + \nu_\tau$	$10,91 \pm 0,07$
4	$\pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$	$25,52 \pm 0,10$
5	$\pi^- + n\pi^0 + \nu_\tau, n \geq 2$	$9,27 \pm 0,12$
6	$\pi^- + \pi^- + \pi^+ + n\pi^0 + \nu_\tau, n \geq 0$	$13,93 \pm 0,12$
7	$K^- + n\pi^0 + \nu_\tau, n \geq 0$	$1,57 \pm 0,04$

TAB. 3: Classification des taus par leurs produits de désintégration. Dans ce tableau, on considère uniquement la particule, le cas de l'antiparticule (τ^+) se déduit par conjugaison de charges. Les rapports d'embranchement théoriques sont issus de [9].

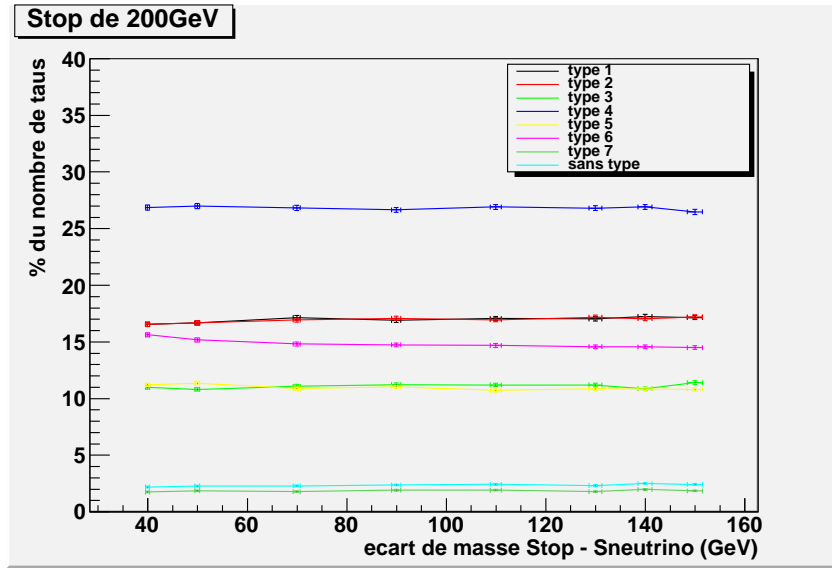


FIG. 5: Évolution des rapports d'embranchement pour la désintégration des taus en fonction de la différence de masse entre stop et sneutrino, à une masse du stop de 200 GeV fixée. Chaque numéro de “type” correspond à un mode de désintégration répertorié dans le tableau 3.

et N le nombre d'événements utilisés pour calculer cette valeur).

3.1.2 Désintégration des taus

Le lepton tau a une masse de 1,8 GeV et un temps de demi-vie de $2,9 \times 10^{-13}$ second.

Les premières manipulations de données ont eu pour but de vérifier que la désintégration (simulée) des taus correspond bien à ce qui est attendu (c'est-à-dire à ce qui a été observé jusqu'ici dans les différents détecteurs). Les “types” de taus considérés ici font référence aux produits de désintégration du tau (voir tableau 3). On distingue des désintégrations “leptoniques” (types 1 et 2, conduisant à la production de leptons) et “hadroniques” (types 3 à 7, conduisant à la production de hadrons). Les taux d'embranchements des différentes désintégrations des taus ont ainsi été tracés en fonction de la différence de masse entre le stop et le sneutrino (pour les différents couples étudiés, voir le tableau 2). *A priori*, le résultat attendu était un ensemble de droites horizontales (fonctions constantes). Or les courbes montrent une évolution de ces rapports d'embranchement avec la différence de masse entre stop et sneutrino (exemple pour une masse du stop de 200 GeV : figure 5).

La principale modification entraînée par la variation de la masse du sneutrino concerne l'énergie disponible pour la paire {quark bottom + tau} et donc l'espace de phase disponible pour les différentes désintégrations du tau. Nous avons donc cherché à vérifier si les variations observées des rapports d'embranchement étaient bien liées aux variations de l'impulsion transverse du tau (voir figure 6).

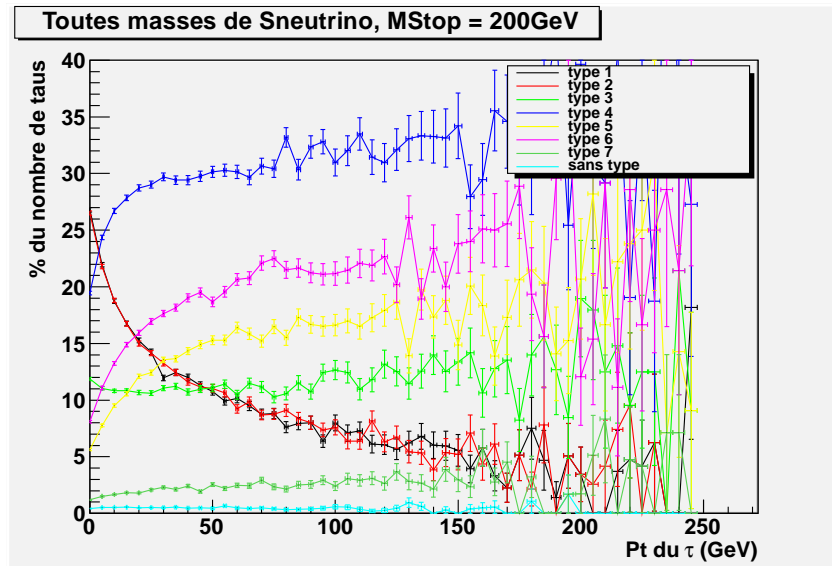


FIG. 6: Évolution des rapports d'embranchement pour la désintégration des taus en fonction de l'impulsion transverse du tau pour une masse du stop de 200 GeV, pour toutes masses de sneutrino.

On remarque alors qu'à faible p_T (de l'ordre de quelques GeV à quelques dizaines de GeV), les canaux de désintégration impliquant la création de particules totalisant une faible masse (électron : masse d'environ 0,5 MeV, muon : masse d'environ 100 MeV) sont favorisés par rapport à ceux impliquant la création de particules totalisant une masse importante (trois pions : masse totale d'environ 400 MeV). Cela s'explique par le fait qu'une faible impulsion correspond à une moindre quantité d'énergie disponible pour la création de nouvelles particules, et donc à un espace de phase réduit pour les particules les plus lourdes.

3.1.3 Masses invariantes

Une autre étude visant à vérifier notre compréhension de la réaction (1) a été celle de la masse invariante du système {quark bottom + lepton}.

On s'attend à ce que la distribution de la masse invariante montre un point d'arrêt correspondant à $m_{\bar{t}} - m_{\bar{\nu}}$, où $m_{\bar{t}}$ (respectivement $m_{\bar{\nu}}$) est la masse du stop (*resp.* du sneutrino). En effet, pour cette valeur, le sneutrino est au repos dans le référentiel du laboratoire et toute l'énergie de masse restante venant du stop est attribuée au système {quark bottom + lepton}. Dans le cas de la distribution de la masse invariante {quark bottom + tau}, la chute de la distribution à ce point d'arrêt est visible mais n'est que peu brutale. Dans le cas des muons, cette chute brutale est tout simplement absente (figure 7 : les distributions concernant les muons s'annulent bien pour les valeurs considérées, mais il s'agit d'une baisse progressive). L'existence d'une différence entre les deux leptons découle du fait que le muon est considéré comme sans masse par le simulateur, alors que la masse du tau (1,77 GeV) est prise en compte.

Cette méthode permet de reconstruire la différence de masse entre stop et sneutrino, même si elle ne permet pas de donner les valeurs de chacune de ces masses. Elle est cependant compliquée lors du passage aux données reconstruites par les erreurs lors de la reconstruction des jets, par l'impossibilité d'associer avec certitude un lepton à un jet particulier, par le choix des jets devant être associés aux leptons (parmi plus de deux jets reconstruits) et par le fait que l'énergie associée au tau reconstruit ne tient pas compte de l'énergie emportée par le ou les neutrino(s) faisant partie de ses produits de désintégration.

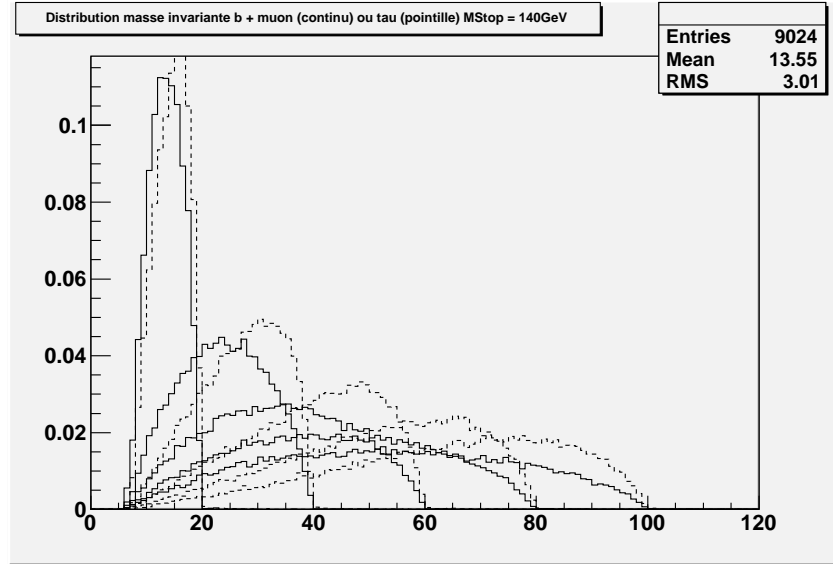


FIG. 7: Distribution de la masse invariante {quark bottom + lepton} (en abscisse et en GeV) pour une masse du stop de 140 GeV. Les traits pleins correspondent au cas où le lepton est un muon, les pointillés, un tau. De gauche à droite, les différents histogrammes superposés (avec le même style de trait) correspondent à des masses du sneutrino de 120, 100, 80, 60 et 40 GeV. L'aire de la distribution associée à chaque masse de sneutrino a été renormalisée à 1.

3.1.4 Reconstruction de la masse du top

Une des désintégrations possibles du quark top est analogue à celle du stop étudiée jusqu'à présent et forme donc un bruit de fond irréductible à la réaction concernant le stop. Il s'agit de la désintégration (6), en un quark bottom, un antilepton, et un neutrino. La principale différence dans le processus de reconstruction des masses entre cette désintégration et celle du stop vient du fait que le W^+ est réel. Cela impose une contrainte sur la masse invariante du système {antilepton + neutrino} et facilite la reconstruction des masses en jeu.

$$t \rightarrow b + W^+ \rightarrow b + \ell^+ + \nu_\ell \quad (6)$$

La production et la désintégration d'une paire top-antitop peut conduire au même signal (un quark bottom, un antiquark bottom, un (anti)muon, un (anti)tau et de l'énergie manquante) que celle d'une paire stop-antistop. Essayer de reconstituer un top à partir des données des événements réels et ne pas tenir compte de cet événement pour la reconstruction du stop quand la reconstruction du top donne une masse proche de la masse réelle du top devrait donc éliminer une source notable de bruit de fond.

Cette reconstruction de la masse du top a eu lieu tardivement au cours du stage (après la création et la modification du programme concernant les stops et discuté dans la partie suivantes). Nous avons donc utilisé une classe déjà construite et attribuant à quatre quadri-impulsions (pour deux leptons et deux quarks bottom) et aux projections sur (Ox) et (Oy) de l'énergie manquante (E^m) une série de masses possibles du top associée à un poids défini par :

$$\text{poids} = \exp\left(-\frac{(p_x^{\text{reconstruit}}(\nu_1) + p_x^{\text{reconstruit}}(\nu_2) - E_x^m)^2}{\sigma^2}\right) \times \exp\left(-\frac{(p_y^{\text{reconstruit}}(\nu_1) + p_y^{\text{reconstruit}}(\nu_2) - E_y^m)^2}{\sigma^2}\right). \quad (7)$$

Cette classe se charge de tester les deux appariements possibles entre leptons et quarks. L'utilisation de cette classe sur des données Monte-Carlo a conduit aux résultats montrés sur la figure 8 et discutés

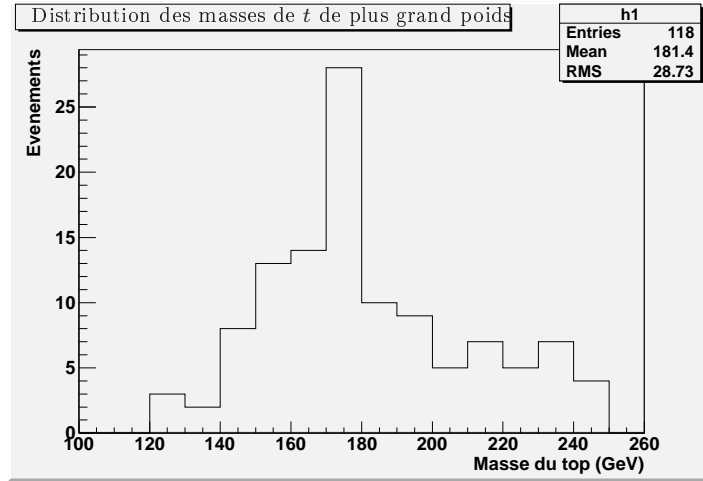


FIG. 8: Distribution des masses de plus grand poids reconstruites à partir des données Monte-Carlo pour toutes les particules.

dans la partie 3.2.2. Les équations utilisés sont données en annexe G. La classe boucle sur les pseudo-rapidités des deux neutrinos et sur la masse du top. La boucle sur la masse du top est la plus extérieure. Au sein de celle-ci, est calculé un poids pour chaque valeur des pseudo-rapidités et l'ajoute à la valeur totale du poids associée à la masse.

3.1.5 Reconstruction des masses du stop et du sneutrino

Les distributions des masses invariantes du système {quark bottom + lepton} ne renseigne que sur la différence de masse entre le stop et le sneutrino. Or l'idée était de pouvoir retrouver (ou exclure) un couple $(m_{\tilde{t}}; m_{\tilde{\nu}}$) à partir de données expérimentales, c'est-à-dire d'avoir simultanément accès aux deux masses. Une méthode plus complexe a donc été proposée. À ce stade, et afin de pouvoir aisément vérifier les résultats du programme, nous avons utilisé les données des simulations Monte-Carlo. Dans celles-ci, les quadri-vecteurs impulsion des stops et des sneutrinos servaient uniquement aux vérifications; afin que le programme puisse être utilisé sur des données expérimentales, il ne devait fonctionner qu'en utilisant les données relatives aux quarks et aux leptons (seules particules détectées ou directement reconstruites). Dans un premier temps, la connaissance de quel lepton était issu du même stop qu'un quark donné a tout de même été gardée.

L'idée générale est de reconstruire l'impulsion transverse des sneutrinos (invisibles) à partir des autres données et de comparer ensuite cette impulsion transverse à l'énergie manquante (dans le plan transverse).

3.1.5.1 Première approche et reconstruction de l'impulsion transverse de chaque sneutrino

La première idée était de boucler sur toutes les masses possibles de stop et de sneutrino, ainsi que sur des η et des ϕ tirés au hasard pour chacun des deux sneutrinos. En effet, les quatre quadri-impulsions initiales (celles des deux stops et des deux sneutrinos) donnent seize degrés de liberté, dont huit sont contraints par l'égalité entre la quadri-impulsion de chaque stop et celle de ses produits de désintégration. Il reste les huit degrés sur lesquels on boucle (les masses des deux stops, les masses des deux sneutrinos, les deux angles ϕ entre \hat{e}_x et les impulsions transverses et les deux pseudo-rapidités). Les angles sont tirés dans une distribution uniforme et les pseudo-rapidités dans une distribution Gaussienne, première approximation (obtenue par un fit) de leur distribution donnée par les simulations Monte-Carlo. Chaque hypothèse (masses, angles et pseudo-rapidités) sert alors à reconstruire le p_T de chaque sneutrino. Pour cela, on part de :

$$(P(\tilde{t}) = P(\tilde{\nu}) + P(b) + P(\ell))^2 \quad (8)$$

$$\frac{m_{\tilde{t}}^2 - m_{\tilde{\nu}}^2 - (P(b) + P(\ell))^2}{2} = P(\tilde{\nu}) \cdot (P(b) + P(\ell)) \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{m_{\tilde{t}}^2 - m_{\tilde{\nu}}^2 - (P(b) + P(\ell))^2}{2} = & + E(\tilde{\nu}) \times (E(b) + E(\ell)) \\ & - p_x(\tilde{\nu}) \times (p_x(b) + p_x(\ell)) \\ & - p_y(\tilde{\nu}) \times (p_y(b) + p_y(\ell)) \\ & - p_z(\tilde{\nu}) \times (p_z(b) + p_z(\ell)) \end{aligned} \quad (10)$$

où P dénote le quadri-vecteur énergie-impulsion se rapportant à la particule entre parenthèses, E l'énergie de cette particule et p_i ($i \in \{x, y, z\}$) son impulsion selon \hat{e}_i . À l'aide de (2), (3), (4) et de

$$E^2 = m^2 + \vec{p}^2 = m^2 + p_x^2 + p_y^2 + p_z^2, \quad (11)$$

et en posant :

$$A = \frac{m_{\tilde{t}}^2 - m_{\tilde{\nu}}^2 - (P(b) + P(\ell))^2}{2} \quad (12)$$

$$B = (p_x(b) + p_x(\ell)) \times \cos(\phi_{\tilde{\nu}}) + (p_y(b) + p_y(\ell)) \times \sin(\phi_{\tilde{\nu}}) + (p_z(b) + p_z(\ell)) \times \text{sh}(\eta_{\tilde{\nu}}), \quad (13)$$

on obtient finalement :

$$p_T^2(\tilde{\nu}) \left(B^2 - (E(b) + E(\ell))^2 \text{ch}^2(\eta_{\tilde{\nu}}) \right) + 2ABp_T + A^2 - (E(b) + E(\ell))^2 m_{\tilde{\nu}}^2 = 0 \quad (14)$$

$$p_T^{\pm}(\tilde{\nu}) = \frac{-AB \pm (E(b) + E(\ell)) \sqrt{A^2 \text{ch}^2(\eta_{\tilde{\nu}}) + B^2 m_{\tilde{\nu}}^2 - (E(b) + E(\ell))^2 m_{\tilde{\nu}}^2 \text{ch}^2(\eta_{\tilde{\nu}})}}{B^2 - (E(b) + E(\ell))^2 \text{ch}^2(\eta_{\tilde{\nu}})}. \quad (15)$$

À partir de là, on peut reconstruire les projections sur (Ox) et (Oy) des impulsions. Ceci permet alors d'attribuer à cette hypothèse un poids, ou, plus exactement, ceci permet de former quatre hypothèses distinctes (suivant la solution choisie parmi les deux possibles de (14) pour chacun des deux sneutrinos) et de leur attribuer à chacune un poids. Ce poids est défini comme :

$$\begin{aligned} \text{poids} &= \exp \left(- \frac{(p_x^{\text{reconstruit}}(\tilde{\nu}_1) + p_x^{\text{reconstruit}}(\tilde{\nu}_2) - p_x^{\text{réel}}(\tilde{\nu}_1) - p_x^{\text{réel}}(\tilde{\nu}_2))^2}{\sigma^2} \right) \times \\ & \exp \left(- \frac{(p_y^{\text{reconstruit}}(\tilde{\nu}_1) + p_y^{\text{reconstruit}}(\tilde{\nu}_2) - p_y^{\text{réel}}(\tilde{\nu}_1) - p_y^{\text{réel}}(\tilde{\nu}_2))^2}{\sigma^2} \right) \\ &= \exp \left(- \frac{(p_x^{\text{reconstruit}}(\tilde{\nu}_1) + p_x^{\text{reconstruit}}(\tilde{\nu}_2) + p_x(b_1) + p_x(b_2) + p_x(\mu) + p_x(\tau))^2}{\sigma^2} \right) \times \\ & \exp \left(- \frac{(p_y^{\text{reconstruit}}(\tilde{\nu}_1) + p_y^{\text{reconstruit}}(\tilde{\nu}_2) + p_y(b_1) + p_y(b_2) + p_y(\mu) + p_y(\tau))^2}{\sigma^2} \right). \end{aligned} \quad (16)$$

En effet, l'impulsion transverse initiale étant nulle et conservée, l'impulsion transverse de l'ensemble des produits doit être nulle elle aussi. Le facteur $\frac{1}{\sigma^2}$ dans l'exponentielle, correspondant à la résolution du détecteur, a été pris égal à 1 pour les données Monte-Carlo. Un simple histogramme à deux dimensions donnant la distribution des poids en fonction des masses du stop et du sneutrino était alors *a priori* supposé faire ressortir le bon couple de masses.

Malheureusement, il s'est avéré que ce système n'était pas assez contraint, les couples de masses totalisant le plus haut poids sur l'histogramme ne correspondant pas (pas même à 20 GeV ou 40 GeV près) aux couples simulés. En effet, alors que huit degrés de liberté sont utilisés dans les boucles, les seules contraintes utilisées sont :

$$\begin{cases} p_x(\tilde{\nu}_1) + p_x(\tilde{\nu}_2) + p_x(b_1) + p_x(b_2) + p_x(\mu) + p_x(\tau) = 0 \\ p_y(\tilde{\nu}_1) + p_y(\tilde{\nu}_2) + p_y(b_1) + p_y(b_2) + p_y(\mu) + p_y(\tau) = 0 \\ m_{\tilde{t}_1} = m_{\tilde{t}_2} \\ m_{\tilde{\nu}_1} = m_{\tilde{\nu}_2} \end{cases} \quad (17)$$

soit un total de quatre contraintes. Il existait donc de façon générale et en nombre important des solutions au système d'équations (17) ne correspondant pas aux solutions physiques. Ces solutions au système correspondent à des points où le poids serait égal à 1. Cependant, les points tirés au sort dans les boucles, même très proches des solutions, ne sont en général pas rigoureusement des solutions. Il existe néanmoins un grand nombre de points tirés au sort dans les boucles affublés d'un poids de l'ordre de grandeur de 1 (mais restant rigoureusement inférieur à 1) et ne correspondant pas à des solutions physiques. L'histogramme ne renseignait donc que sur le nombre de points proches des diverses solutions (non nécessairement physiques) trouvés par le programme pour un couple de masses donné (la donnée du couple de masses ajoutant deux contraintes, il reste alors encore quatre paramètres libres).

3.1.5.2 Nouvelle approche et premiers résultats Pour tenter de pallier à ce problème, plusieurs corrections ont été apportées au programme. Elles ont porté sur la façon de choisir les angles et les pseudo-rapidités, sur les contraintes intervenant dans le calcul du poids et sur la façon d'obtenir un résultat à partir de l'ensemble des poids calculés. Ces corrections sont détaillées en annexe C.

Les résultats obtenus avec cette nouvelle méthode (annexe D, figures 16a à 17c) semblent présenter une amélioration par rapport aux premiers essais. Si l'histogramme obtenu à partir des 200 premiers événements simulés pour un stop de 160 GeV et un sneutrino de 80 GeV n'indique aucunement le bon couple de masses (figure 16a), l'histogramme correspondant à des masses simulées de 160 GeV et 140 GeV, réalisé à partir des 300 premiers événements, montre au moins la bonne différence de masse (le maximum indique des masses de 100 GeV pour le stop et 80 GeV pour le sneutrino) et ceux correspondant aux couples de masses (140 GeV ; 100 GeV), (120 GeV ; 60 GeV), (100 GeV ; 80 GeV), (200 GeV ; 100 GeV), (100 GeV ; 60 GeV), (180 GeV ; 140 GeV), et (180 GeV ; 80 GeV) (réalisés à partir des 200 premiers événement simulés pour le premier, des 300 premiers pour les autres) indiquent la bonne différence de masse entre stop et sneutrino et une masse du stop ayant un écart maximum à la valeur simulée de 20 GeV (ce qui correspond à un écart d'un seul pas de l'incrément de cette masse).

On a donc maintenant deux façons de retrouver la différence de masses entre stop et sneutrino (cet histogramme et la distribution des masses invariantes du système {quark bottom + lepton}) et, surtout, une façon approximative de retrouver les masses individuelles de ces particules (avec une erreur relative de l'ordre de la dizaine à la vingtaine de pourcent). Une erreur grossière (telle que celle concernant le couple de masses (160 GeV ; 80 GeV)) *peut* par ailleurs être repérée si la différence de masses indiquée par le point d'arrêt de la distribution des masses invariantes du système {quark + lepton} ne correspond pas à la différence de masses indiquée par l'histogramme. Par ailleurs, la prise en compte de plus d'événements pourrait être une façon d'améliorer la précision de la méthode. Malheureusement, le programme sous sa forme actuelle nécessite déjà un temps de calcul conséquent pour 300 événements (de l'ordre de 24 heures). Augmenter l'ordre de grandeur du nombre d'événements utilisés (jusqu'à, par exemple, la totalité des 40 000 événements simulés pour un couple de masses donné) n'est donc pas envisageable en pratique sans une modification (principalement une optimisation) importante du programme.

On note de plus que le passage au traitement des données réelles n'est pas immédiat : il faut prendre en compte la reconstruction des différentes particules par le détecteur, la résolution du détecteur

Type	Description	Particules correspondantes
1	Une trace (<i>chargée</i>) associée à un dépôt dans le calorimètre hadronique et très peu de dépôts dans le calorimètre électromagnétique.	$\pi^- + \nu_\tau$
2	Une trace (<i>chargée</i>) associée à des dépôts dans les deux calorimètres.	$\rho^- + \nu_\tau \rightarrow \pi^- + n\pi^0 + \nu_\tau, n \geq 1$
3	Au moins trois traces (<i>chargées</i>).	$\pi^- + \pi^- + \pi^+ + n\pi^0 + \nu_\tau, n \geq 0$

TAB. 4: Nomenclature des taus se rapportant au signal perçu dans le détecteur.

(modifiant la façon de calculer le poids) et la reconstruction des bonnes paires {quark bottom + lepton}. La reconstruction du tau est abordée dans la partie 3.2.1.

3.2 Étude des données reconstruites

3.2.1 Reconstruction des taus

La durée de vie moyenne d'un tau est très brève (de l'ordre de 3.10^{-13} s dans son référentiel propre). Contrairement au muon, il doit donc être reconstruit à partir de ses produits de désintégration. Deux points sont alors importants : il faut pouvoir reconstruire efficacement les taus existant et ne pas reconstruire de taus factices ("fakes") là où il n'y a en réalité aucun tau.

Dans la suite, la nomenclature des taus est modifiée et se rapporte au signal perçu dans le détecteur (voir tableau 4). Un tau se désintégrant en électron et neutrinos ou en muon et neutrinos est perçu comme un électron ou un muon, puisque seule l'énergie manquante (due aux neutrinos) est susceptible de le distinguer de ces particules. Nous sommes donc limités aux désintégrations hadroniques.

3.2.1.1 Sélection sur les taus reconstruits Les trois types de candidats taus du tableau 4 sont identifiés en tant que tels à partir d'un réseau de neurones utilisant divers critères tels que la disposition des dépôts énergétiques ou encore l'isolation de ceux-ci. Afin d'éviter au maximum la prise en compte de taus factices, on demande aux taus reconstruits de remplir un certain nombre de critères pour être effectivement considérés comme des taus et pour que l'événement au cours duquel ils ont été produits soit pris en compte par la suite. On utilise les définitions suivantes :

- tau de type 1 :
 - ★ $p_T(\tau) > 12,5$ GeV,
 - ★ $p_T^{track} > 7$ GeV où "track" fait référence à la trace de plus haut p_T associée à ce tau,
 - ★ $NN_\tau > 0,9$ où NN_τ est la sortie donnée par un réseau de neurones destiné à différencier les taus des jets,
 - ★ $E(\tau)/P(\tau) > 0,65$ où E et P sont l'énergie et le module de la tri-impulsion de la particule ;
- tau de type 2 :
 - ★ $p_T(\tau) > 12,5$ GeV,
 - ★ $p_T^{track} > 5$ GeV,
 - ★ $NN_\tau > 0,9$,
 - ★ $NN_e > 0,85$ où NN_e est la sortie donnée par un réseau de neurones destiné à éliminer les fakes dus aux électrons,
 - ★ $E(\tau)/P(\tau) > 0,50$;
- tau de type 3 :
 - ★ $p_T(\tau) > 15$ GeV,
 - ★ $p_T^{track} > 7$ GeV,
 - ★ $\sum p_T^{track} > 10$ GeV où $\sum p_T^{track}$ est la somme des impulsions transverses de toutes les traces mises en jeu dans la reconstruction,

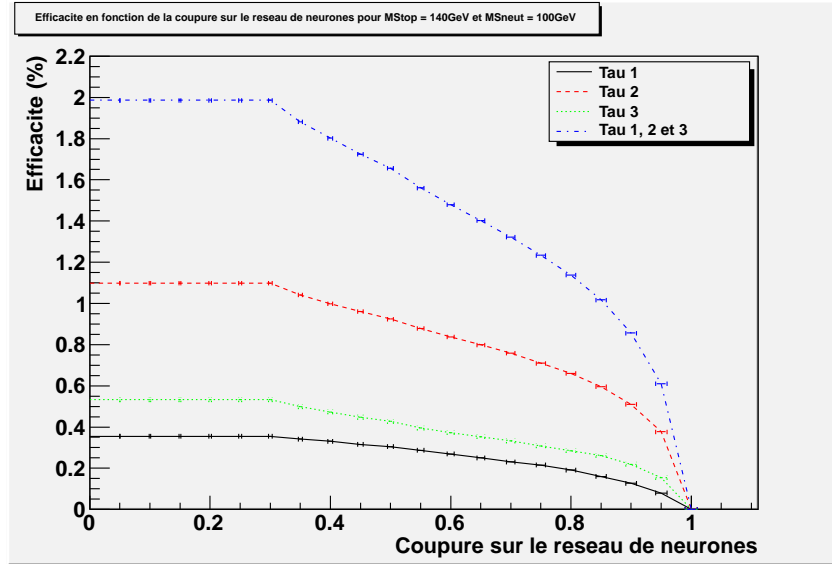


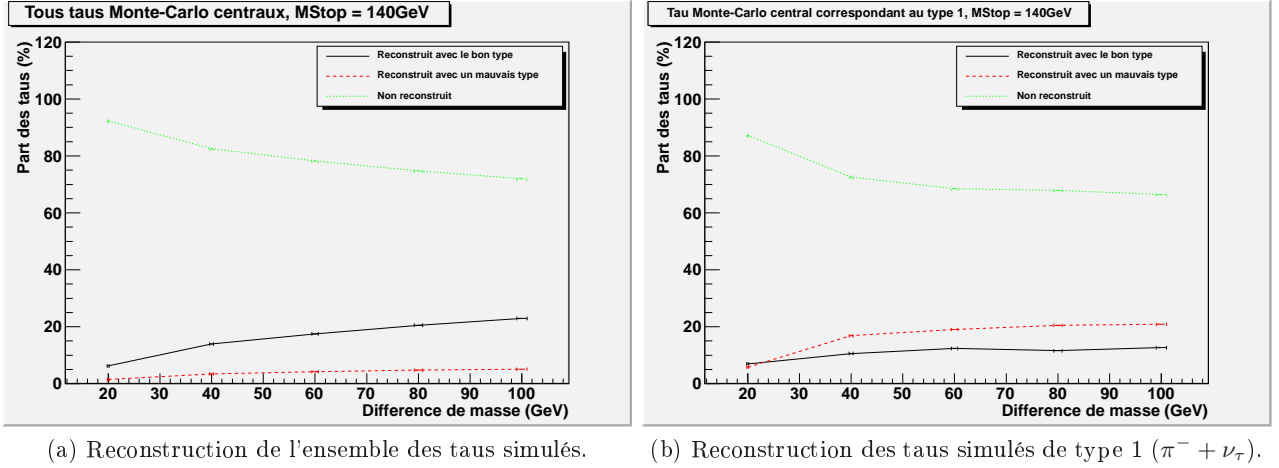
FIG. 9: Évolution de l'efficacité de la sélection sur les taus reconstruits en fonction de la valeur de la coupure associée au réseau de neurones. Les différentes courbes correspondent aux différents types de taus. Les valeurs en sortie du réseau de neurones sont comprises entre 0,3 et 1.

- ★ $NN_\tau > 0,95$,
- ★ $E(\tau)/P(\tau) > 0,50$.

L'annexe E contient les graphiques montrant l'évolution de l'efficacité de ces sélections en fonction des masses du stop et du sneutrino pour chacun des trois types de tau et pour l'ensemble des taus (figures 18a à 18d). L'augmentation de la différence de masse entre les deux particules permet principalement, comme vu plus haut, de gagner en efficacité sur la coupure en p_T . L'étude de l'effet de la valeur de coupure associée au réseau de neurones se base sur la figure 9. Pour les trois types de taus, la baisse de l'efficacité avec l'augmentation du seuil de coupure est modérée jusqu'à une valeur de coupure d'environ 0,9 pour les types 1 et 2 et d'environ 0,95 pour les types 3. Après ces points, la baisse est plus brutale.

3.2.1.2 Association des taus reconstruits aux taus Monte-Carlo Il s'agit ici de vérifier à quel point les taus reconstruits en amont des données utilisées lors du stage et à partir d'événements simulés correspondent aux taus de ces événements. On utilise les critères d'identification précédemment décrits sur les taus reconstruits et on ne considère que les taus simulés respectant eux aussi la condition sur l'impulsion transverse correspondant à leur type. De plus on ne prend en compte que les taus simulés situés dans le calorimètre central ($|\eta| < 1$). On associe suivant leurs types un tau reconstruit (dont les types possibles sont indiqués dans le tableau 3) à un tau simulé (dont les types possibles sont indiqués dans le tableau 4) en se servant de la proximité de leur trajectoire. Cette proximité est caractérisée par $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$, où $\Delta\phi$ est la différence entre les angles ϕ des taus simulé et reconstruit et $\Delta\eta$ celle entre leurs pseudo-rapidité. Pour assurer une proximité suffisante, on impose $\Delta R < 0,5$.

La figure 10a montre que si la majorité des taus simulés ne sont pas reconstruits, ceux qui le sont sont en général reconstruits avec le bon type. Par exemple, pour un stop de 140 GeV et pour une différence de masse de 100 GeV, 72% des taus simulés ne sont pas reconstruits, 23% sont reconstruits avec le bon type et 5% avec un mauvais type. Le type 1 (figure 10b) fait figure d'exception (voir les courbes pour les types 2 et 3 en annexe F) avec un pourcentage de taus reconstruits avec un mauvais type légèrement plus grand (mais du même ordre de grandeur) que le pourcentage de taus reconstruits avec le bon type (21% de reconstruction avec le mauvais type contre 12% avec le bon type pour les masses précédemment citées). L'erreur vient de la prise d'un type 1 pour un type 2. En effet, le pion chargé issu de la désintégration de type 1 du tau devrait normalement ne déposer son énergie



(a) Reconstruction de l'ensemble des taus simulés.

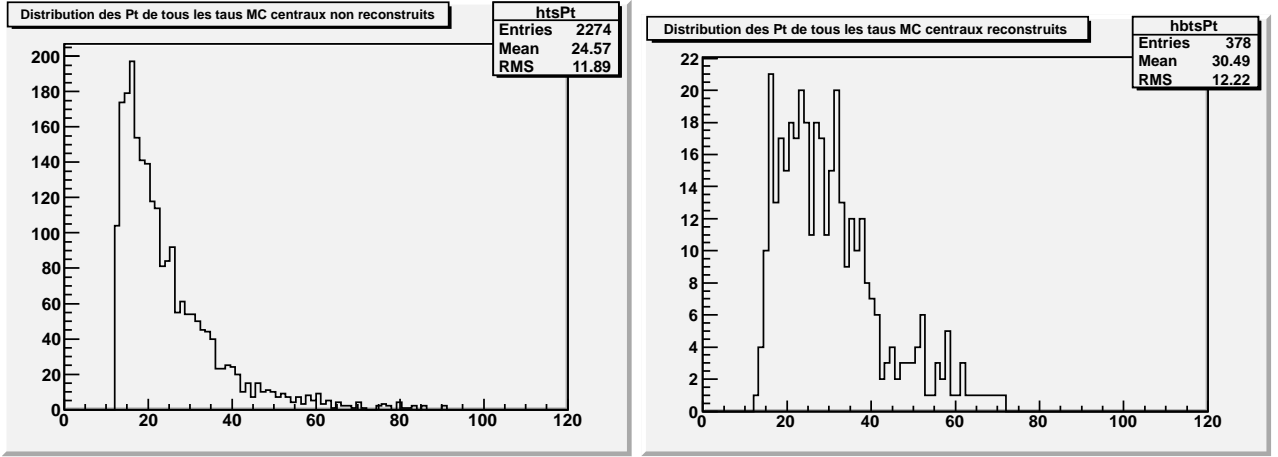
(b) Reconstruction des taus simulés de type 1 ($\pi^- + \nu_\tau$).

FIG. 10: Évolution des pourcentages de taus simulés reconstruits avec le bon type, reconstruits avec un mauvais type ou non reconstruits en fonction de la différence de masse entre stop et sneutrino. Seule une masse de stop de 140 GeV est prise en compte. Les graphes pour les types 2 et 3 sont en annexe F. La courbe noire en trait plein correspond à une reconstruction avec le bon type, la courbe rouge en tireté à une reconstruction avec un mauvais type et la courbe verte en pointillé à l'absence de reconstruction.

que dans le calorimètre hadronique, laissant pour seule source de dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique liée à ce tau la désintégration d'un π^0 en deux photons (le π^0 est lui-même issu de la désintégration du ρ^\pm en $\pi^0 + \pi^\pm$). Un dépôt d'énergie de la part du pion chargé dans le calorimètre électromagnétique, assez fréquent, entraîne donc une erreur d'identification et fait passer un type 1 pour un type 2. Le type 3, contrairement aux deux autres, présente un total de trois traces. Une erreur d'identification le concernant est donc fortement improbable.

Plus la différence de masses entre le stop et le sneutrino augmente, plus le pourcentage de taus simulés se voyant attribuer un tau reconstruit augmente (passant de 8% pour une différence de masses de 20 GeV à 28% pour une différence de masses de 100 GeV, toujours pour une masse du stop de 140 GeV). En effet, pour se prémunir du bruit de fond, plusieurs sélections sont appliquées dès le début des mesures et de la reconstruction, parmi lesquelles des coupures en énergie, appliquées aux produits de désintégration du tau. Or, plus la différence de masses entre stop et sneutrino est faible, plus l'énergie *maximum* disponible pour le tau et, *a fortiori*, pour ses produits de désintégration est faible, et plus la probabilité que ceux-ci ne soient pas pris en compte augmente, et avec elle la probabilité que le tau ne soit pas reconstruit.

Pour savoir pourquoi seuls certains taus étaient reconstruits (avec le bon type ou non), nous avons comparé les distributions de diverses caractéristiques des taus non reconstruits avec celles des taus correctement reconstruits. Les comparaisons des distributions des angles ϕ et des pseudo-rapidités η n'ont pas fait apparaître de différences flagrantes. La comparaison des distributions des impulsions transverses a été plus utile (voir figure 11 pour les événements correspondant à des masses respectives du stop et du sneutrino de 140 GeV et 100 GeV). Il semblerait à première vue que les non-reconstructions des taus adviennent principalement à bas p_T (c'est-à-dire pour $p_T \leq 25$ GeV) : la part des taus simulés non reconstruits, ayant un p_T inférieur à 25 GeV est supérieure à la part des taus simulés bien reconstruits, ayant un p_T inférieur à 25 GeV. Ne tenir compte que des taus simulés ayant un p_T supérieur à 25 GeV permet de faire passer la part des taus reconstruits à 10 à 30% (respectivement pour une différence de masses de 20 et 100 GeV, la masse du stop étant toujours de 140 GeV). Les courbes donnant les pourcentages de taus reconstruits avec le bon type, reconstruits avec un mauvais type ou non reconstruits, en fonction de la coupure imposée sur la sortie du réseau de neurone et tracées en tenant compte d'une coupure en p_T , soit de même niveau que pour la sélection sur les taus reconstruits, soit à 25 GeV, montrent elles aussi un gain d'environ 5% de taus reconstruits lorsque la



(a) Taus simulés n'ayant pas été reconstruits.

(b) Taus simulés ayant été reconstruits avec le bon type.

FIG. 11: Distribution des impulsions transverses (en GeV) de certains taus simulés pour des masses respectives du stop et du sneutrino de 140 et 100 GeV.

coupure en p_T passe à 25 GeV.

Cependant, ce sont précisément les données à bas p_T qui présentent un intérêt dans le cas d'une faible différence de masse entre stop et sneutrino. Pour pouvoir observer de tels stops et sneutrinos, il faudra garder une coupure en p_T la plus basse possible.

3.2.2 Application à la reconstruction de la masse du top

On utilise des simulations basées sur une masse du top de 175 GeV et décrivant des événements

$$t + \bar{t} \rightarrow b + \bar{b} + \mu^\pm + \tau^\mp + \bar{\nu} + \nu \quad (18)$$

Les données Monte-Carlo ont été traitées pour obtenir des données reconstruites ; à chaque événement, on associe ces deux ensembles de données. On demande à ce que les particules reconstruites vérifient :

- pour les taus : les critères de sélections indiqués en 3.2.1.1,
- pour les muons : $p_T(\mu) > 15$ GeV,
- pour les jets : $E_T > 15$ GeV où E_T est l'énergie transverse du jet. De plus, on ne garde que les deux jets de plus haut p_T pour l'appariement avec les leptons.

Là où l'application de la méthode de reconstruction de la masse du top donnait le bon résultat pour les données Monte-Carlo correspondant à ces événements (figure 8 : il y a un pic sur l'intervalle [170 ; 180] dans la distribution des masses de top reconstruites pour ces événements), l'utilisation des données reconstruites ne semble *a priori* pas donner le bon résultat (figure 12a : le pic est sur l'intervalle [160 ; 170]). Pour identifier la source de cette différence, nous avons tracé à nouveau plusieurs fois l'histogramme, mais en utilisant les données Monte-Carlo pour toutes les catégories de particules sauf une. Pour cette dernière catégorie, les données utilisées étaient les données reconstruite. Lorsque l'utilisation des données reconstruite ne concerne que les leptons (figure 12b), le résultat reste en accord avec celui obtenu avec l'ensemble des données Monte-Carlo. Ce n'est plus le cas lors de l'utilisation des données reconstruites pour les jets issus des quarks (figure 12c) ou pour l'énergie manquante issue des neutrinos (figure 12d). La nature des données utilisées varie avec les particules : pour les leptons et les quarks (ou jets), on utilise les quadri-impulsions, pour les neutrinos (ou pour l'énergie manquante), on utilise uniquement les projections sur (Ox) et (Oy) de l'énergie transverse.

Au nombre des difficultés survenant lors du passage des données Monte-Carlo aux données reconstruites, et en supposant que les critères de sélection appliqués aux leptons (et principalement aux taus) suppriment efficacement les fakes, il reste encore d'une part le problème de la reconstruction des jets

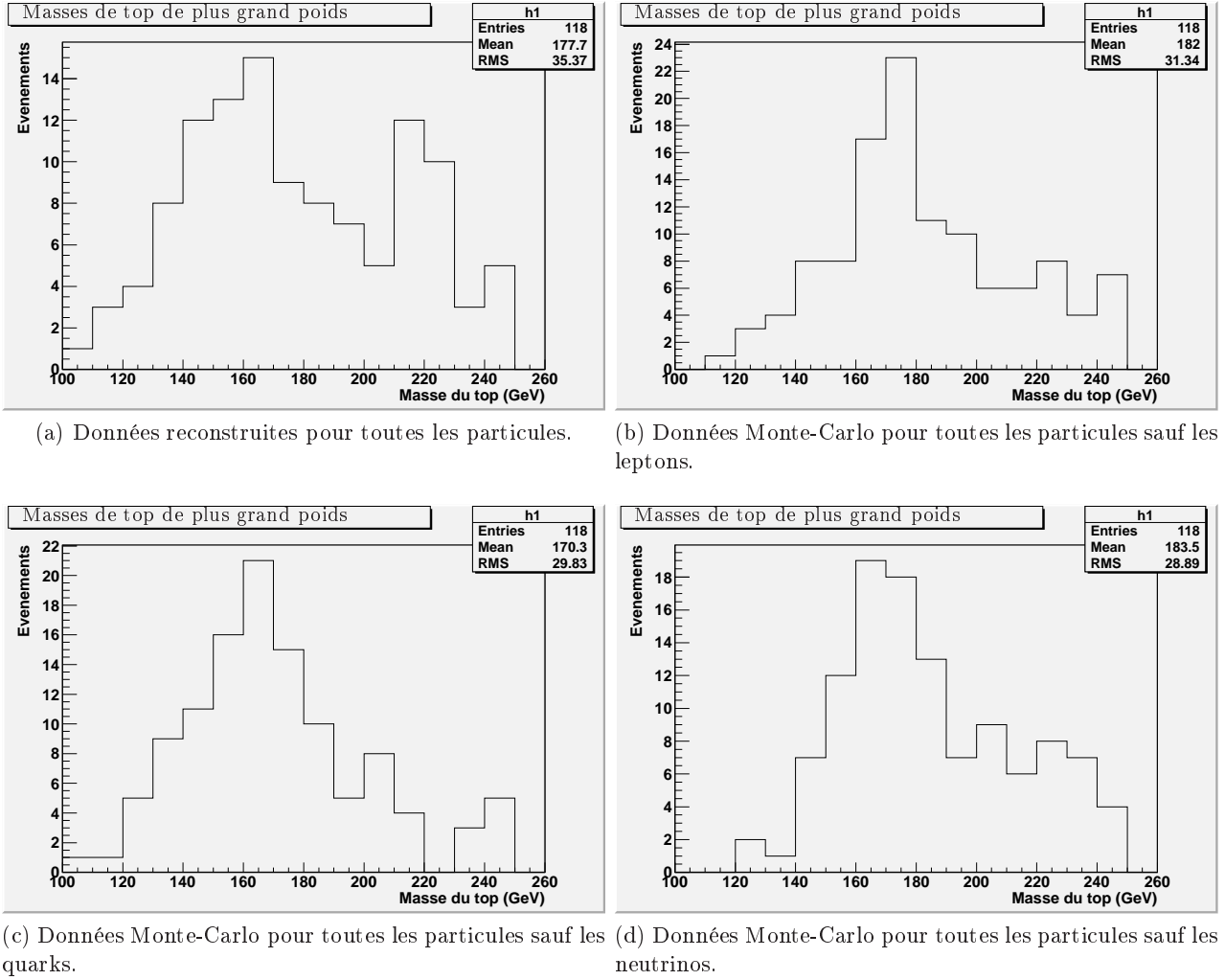


FIG. 12: Distribution des masses reconstruites du top pour chaque événement. La sélection des événements se fait toujours à partir des données reconstruites. Les données servant à calculer les masses reconstruites du top (soit les données Monte-Carlo, soit les données reconstruites) sont indiquées sous chaque histogramme.

et, d'autre part, celui du neutrino tauique issu de la désintégration hadronique du tau. En effet, celui-ci n'est pas pris en compte pour la reconstruction du tau et interfère de plus dans la reconstruction de l'énergie manquante en étant considéré comme une partie de l'énergie revenant aux neutrinos issus des désintégration des W . Un rapide survol de la désintégration de la paire top-antitop vers un muon et un antimuon a montré les mêmes problèmes concernant la reconstruction des jets et une amélioration importante concernant l'énergie transverse manquante.

La durée limitée du stage n'a pas permis d'aller plus avant dans la résolution de ces problèmes, ni, donc, d'essayer de passer des données Monte-Carlo aux données reconstruites pour la reconstruction des masses du stop et du sneutrino.

4 Conclusion et perspectives

Nous avons pu observer les effets des masses du stop et du sneutrino sur différentes sélections appliquées aux leptons issus de la réaction 5. Nous avons vérifié que la désintégration des taus issus de cette même réaction se déroulait normalement. Nous avons étudié la cinématique de cette réaction, et, à l'aide d'une idée développée pour une réaction similaire, nous avons apparemment obtenu quelques

résultats au niveau Monte-Carlo sur la reconstruction des masses des particules supersymétriques mises en jeu. Nous nous sommes ensuite confrontés au passage aux particules reconstruites et nous avons pu constater la perte importante de statistique (diminuée de près d'un ordre de grandeur) lors de l'application de la sélection sur les taus ainsi que la présence de nombreuses difficultés lors de cette reconstruction, telles la présence d'un neutrino au sein des produits d'une désintégration hadronique du tau.

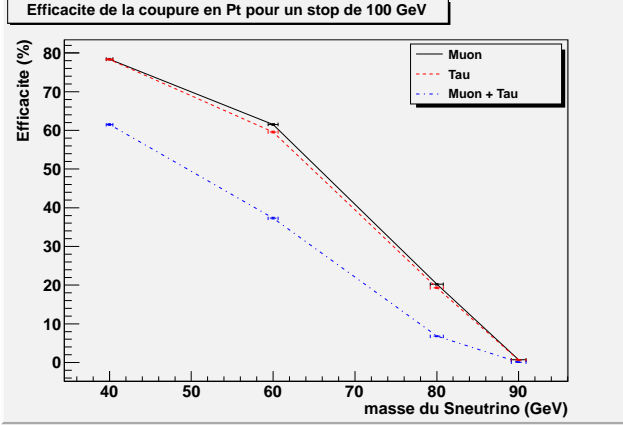
Finalement, ce stage m'aura fourni l'opportunité de faire face à une importante partie des étapes allant de l'émission d'une hypothèse au test de celle-ci en conditions réelles. Partant de l'idée de "formuler des hypothèses sur les pseudo-rapidités, les angles et les masses, reconstituer l'impulsion transverse et la confronter à l'énergie transverse manquante", j'ai pu tout d'abord mettre cette idée sous la forme d'un groupe d'équations et de lignes de code, puis confronter cette traduction de l'idée de départ à différents aspects de la théorie sur laquelle repose cette idée (en appliquant le code aux données issues des simulations Monte-Carlo), affiner en conséquence et cette idée et sa traduction, et commencer la transition entre les phénomènes attendus et les effets observable de ceux-ci (en tenant compte du caractère fini de la résolution du détecteur et en comparant particules des simulations Monte-Carlo et particules reconstruites à partir de celles-ci). La durée du stage ne m'aura pas permis d'atteindre l'étape suivante, la confrontation des résultats attendus (d'après la théorie testée et représentée par les simulations Monte-Carlo) avec les résultats réellement obtenus lors de l'expérience.

Références

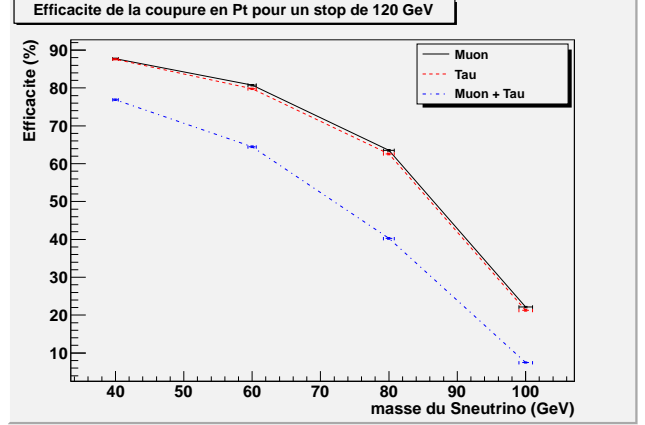
- [1] Francis Halzen & Alan D. Martin, *Quarks and Leptons*, Wiley (1984).
- [2] S. Coleman & J. Mandula, “All Possible Symmetries of the S Matrix”, *Physical Review*, **159**, 1251 (1967).
- [3] D. Bailin & A. Love, *Supersymmetric Gauge Field Theory and String Theory*, Institute of Physics Publishing (1994).
- [4] J. Ellis & S. Rudaz, *Phys. Lett.*, **B128**, 248 (1983).
- [5] A. Djouadi & Y. Mambrini , *Physical Review*, **D 63**, 115005 (2001).
- [6] V.M. Abazov et al., *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 565**, 463 (2006).
- [7] J. Alwall et al., *J. High Energy Phys.*,**079**, 028 (2007).
- [8] <http://root.cern.ch>
- [9] C. Amslet et al., “Review of Particle Physics”, *Physics Letters*, **B 667**, 1 (2008).

Appendices

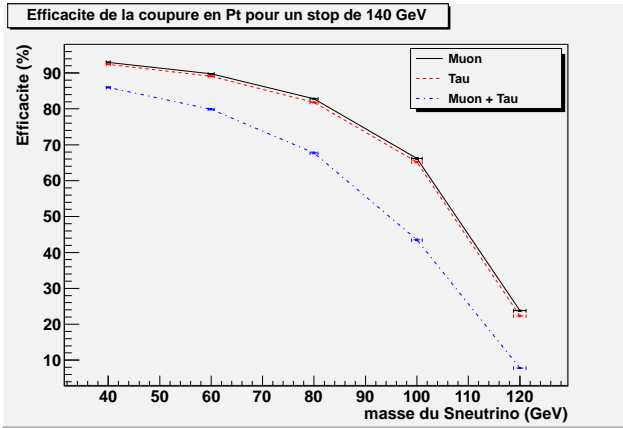
Annexe A Efficacités des coupures en p_T



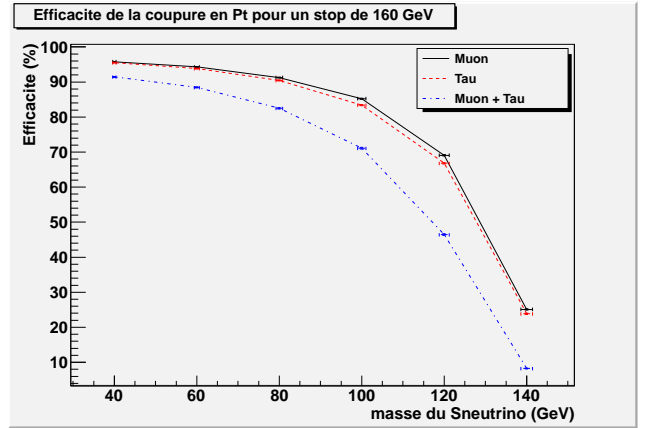
(a) Stop de 100 GeV



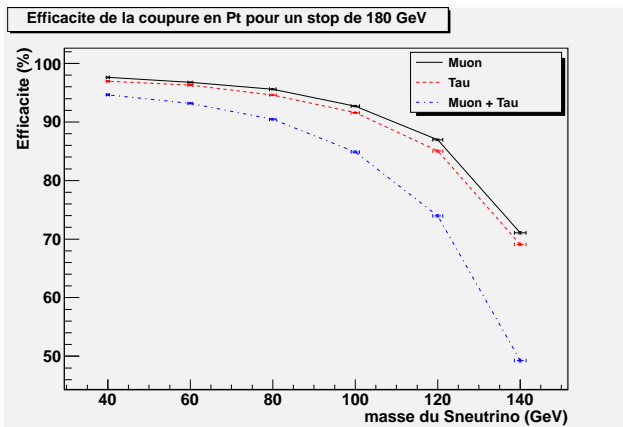
(b) Stop de 120 GeV



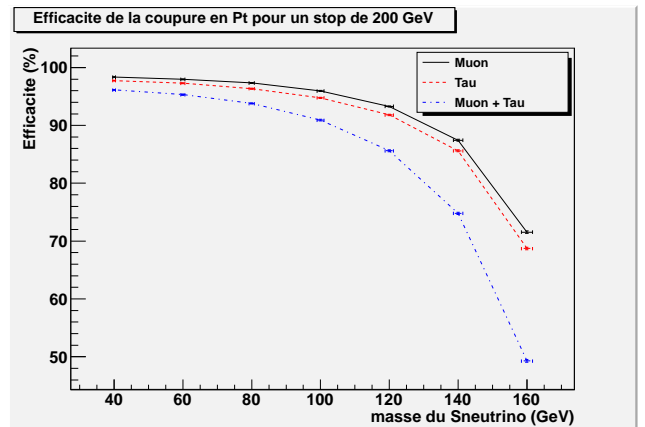
(c) Stop de 140 GeV



(d) Stop de 160 GeV



(e) Stop de 180 GeV



(f) Stop de 200 GeV

FIG. 13: Efficacités de plusieurs coupures en p_T en fonction des masses des deux particules supersymétriques étudiées. En noir et en trait plein, le muon a un p_T supérieur à 15 GeV. En rouge et en tireté, le tau a un p_T supérieur à 15 GeV. En bleu et avec une ligne point-tireté, les deux leptons ont un p_T supérieur à 15 GeV.

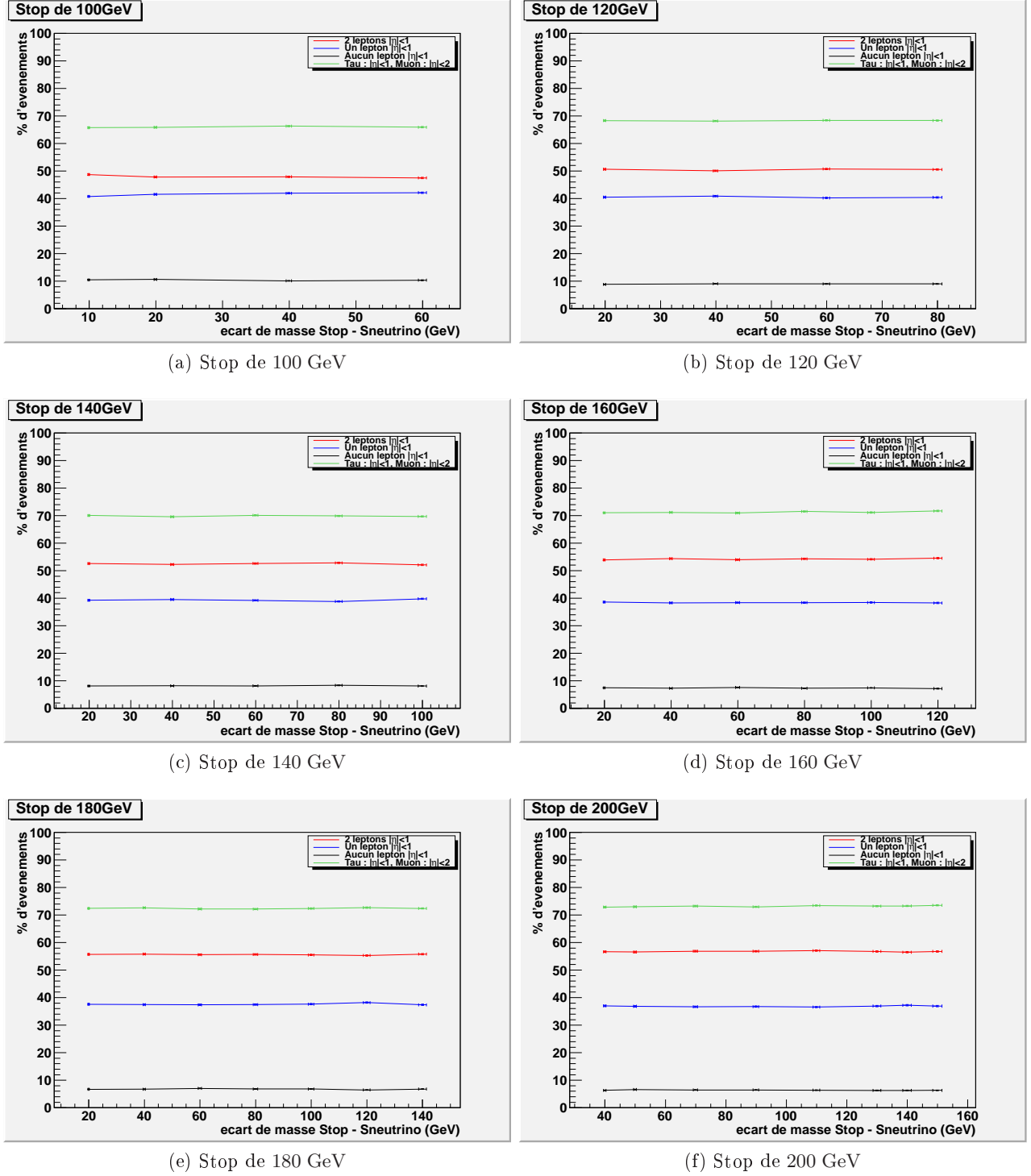
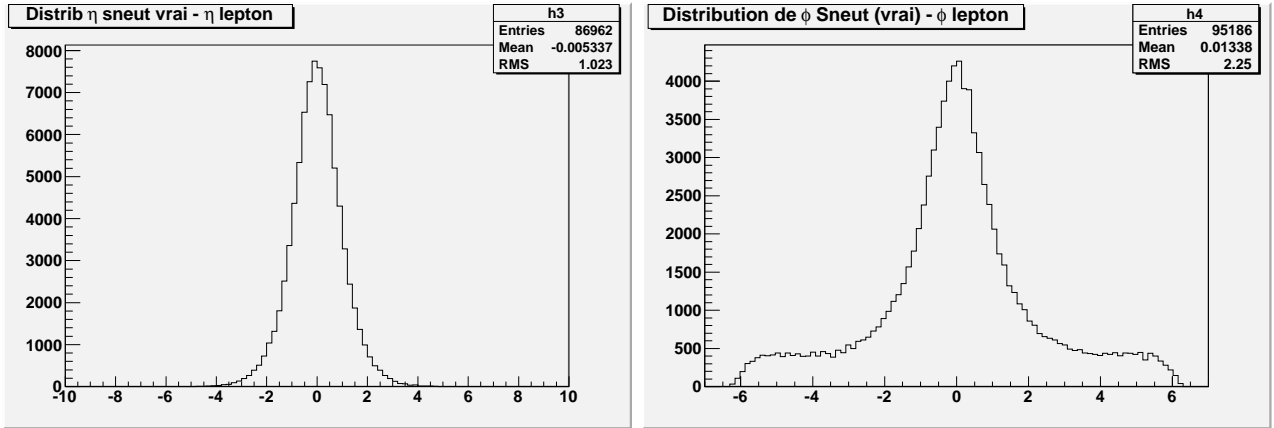
Annexe B Efficacités des coupures en η 

FIG. 14: Efficacités de plusieurs coupures en η en fonction des masses des deux particules supersymétriques étudiées. En rouge, les deux leptons satisfont à la condition $|\eta| < 1$, en bleu un seul des deux, en noir aucun. En vert, le tau satisfait à cette condition, et le muon à $|\eta| < 2$.

Annexe C Corrections à la méthode de reconstruction des masses



(a) Distribution de l'écart en pseudo-rapidité (η , en abscisse) entre le sneutrino et le lepton associé.

(b) Distribution de l'écart angulaire (en abscisse et en radian) dans le plan transverse entre le sneutrino et le lepton associé.

FIG. 15: Distribution des écarts entre paramètre du sneutrino et paramètre du lepton associé pour une masse du stop de 140 GeV et une masse du sneutrino de 100 GeV.

L'étude des distributions $\phi_{\tilde{\nu}_\ell} - \phi_\ell$ et $\eta_{\tilde{\nu}_\ell} - \eta_\ell$, où ℓ est l'un des deux leptons, permet de voir que les valeurs des angles ϕ et des pseudo-rapidités des sneutrinos sont liées aux valeurs correspondantes pour les leptons (figure 15a et 15b : pour $m_{\tilde{t}} = 140$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} = 100$ GeV). Les valeurs de η et ϕ des deux sneutrinos peuvent donc être tirées au sort dans des Gaussiennes de moyennes et d'écart-type donnés par un fit des données Monte-Carlo (le fit de la distribution en ϕ par une Gaussienne a lieu uniquement entre -2 et 2 et reste approximatif). Ce changement permet de tirer au sort des points plus souvent proches des bonnes valeurs et ainsi de diminuer significativement le nombre de passages inutiles dans les boucles en ϕ . Avec d'autres corrections au programme, cela a permis d'augmenter grandement le nombre de points utiles pouvant être tirés au sort dans un intervalle de temps raisonnable (multipliant ce nombre au moins par 10), et donc d'aider à s'affranchir des problèmes de statistique en augmentant le nombre d'événements simulés pris en considération. Le nombre de points tirés au sort par événement est lui gardé le plus faible possible, dans la limite où la statistique n'est pas affectée.

Par ailleurs, afin de contraindre davantage le système, l'étude de plusieurs distributions issues des données Monte-Carlo a été réalisée : projection de l'impulsion totale sur (Oz), énergie totale des produits de désintégration des deux stops, écart en énergie entre les produits de désintégration issus de chacun des deux stops, différences en pseudo-rapidité entre l'un et l'autre des deux stops d'une part et entre l'un et l'autre des deux sneutrinos d'autre part, et différences d'angle ϕ au sein de ces mêmes couples de particules. On en arrive alors à un poids s'écrivant :

$$\begin{aligned}
\text{poids} = & \exp\left(-2 \times (p_x(\tilde{\nu}_1) + p_x(\tilde{\nu}_2) + p_x(b_1) + p_x(b_2) + p_x(\mu) + p_x(\tau))^2\right) \times \\
& \exp\left(-2 \times (p_y(\tilde{\nu}_1) + p_y(\tilde{\nu}_2) + p_y(b_1) + p_y(b_2) + p_y(\mu) + p_y(\tau))^2\right) \times \\
& \exp\left(-5 \times 10^{-5} \times (E(\tilde{\nu}_1 + \tilde{\nu}_2 + b_1 + b_2 + \mu + \tau) - \text{MP}(E))^2\right) \times \\
& \exp\left(-40 \times (\eta(\tilde{\nu}_1) - \eta(\tilde{\nu}_2))^2\right) \times \\
& \exp\left(-40 \times (|\phi(\tilde{\nu}_1) - \phi(\tilde{\nu}_2)| - \pi)^2\right) \times \\
& \exp\left(-5 \times (\eta(\tilde{\nu}_1) - \eta(l_1))^2\right) \times \\
& \exp\left(-5 \times (\eta(\tilde{\nu}_1) - \eta(l_2))^2\right) \times \\
& \exp\left(-2 \times (\phi(\tilde{\nu}_1) - \phi(l_1))^2\right) \times \\
& \exp\left(-2 \times (\phi(\tilde{\nu}_1) - \phi(l_2))^2\right) \times \\
& \exp\left(-0,05 \times (E(\tilde{\nu}_1 + b_1 + \mu) - E(\tilde{\nu}_2 + b_2 + \tau))^2\right) \times \\
& \exp\left(-2 \times (\eta(\tilde{\nu}_1 + b_1 + \mu) - \eta(\tilde{\nu}_2 + b_2 + \tau))^2\right) \times \\
& \exp\left(-(|\phi(\tilde{\nu}_1 + b_1 + \mu) - \phi(\tilde{\nu}_2 + b_2 + \tau)| - \pi)^2\right) \times \\
& \exp\left(-100 \times \frac{(p_z(\tilde{\nu}_1) + p_z(\tilde{\nu}_2) + p_z(b_1) + p_z(b_2) + p_z(\mu) + p_z(\tau) - \langle p_z \rangle)^2}{\sigma_{p_z}^2}\right)
\end{aligned} \tag{19}$$

où $\text{MP}(E)$ est la valeur correspondant au maximum de la distribution de $E(\tilde{\nu}_1 + \tilde{\nu}_2 + b_1 + b_2 + \mu + \tau)$, où $\langle p_z \rangle$ est la valeur moyenne de la Gaussienne réalisant un fit de la distribution de $p_z(\tilde{\nu}_1 + \tilde{\nu}_2 + b_1 + b_2 + \mu + \tau)$ sur les événements Monte-Carlo, où σ_{p_z} est l'écart-type de cette même Gaussienne et où les p_x , p_y , p_z , E , ϕ et η désignent les composantes (respectivement : projection sur (Ox) , (Oy) et (Oz) de l'impulsion, énergie, angle dans le plan transverse et pseudo-rapacité) reliées au quadri-vecteur énergie-impulsion de la particule ou de l'ensemble de particules désigné par l'argument entre parenthèses. $\text{MP}(E)$, $\langle p_z \rangle$ et σ_{p_z} ont été calculés (à partir des données simulées) pour chaque couple $(m_{\tilde{t}}; m_{\tilde{\nu}})$.

Les coefficients numériques multiplicatifs ont été ajoutés manuellement et proviennent d'une part du fait que les échelles des différentes composantes ne sont pas identiques (les angles ϕ ne balaient qu'un intervalle de 2π là où la distribution des énergies totales s'étale sur plusieurs centaines de GeV) et d'autre part que la distribution des valeurs issues des simulation Monte-Carlo de ces composantes ne sont pas identiques. Par exemple, dans le cas de $p_x(\tilde{\nu}_1) + p_x(\tilde{\nu}_2) + p_x(b_1) + p_x(b_2) + p_x(\mu) + p_x(\tau)$, les simulations donnent une distribution correspondant à un δ de Dirac, alors que pour $p_z(\tilde{\nu}_1) + p_z(\tilde{\nu}_2) + p_z(b_1) + p_z(b_2) + p_z(\mu) + p_z(\tau)$, il s'agit d'une Gaussienne ; le critère concernant les p_x (devant conduire à une valeur unique) doit donc être plus contraignant que celui concernant les p_z (autorisant tout un intervalle et se contentant de privilégier une valeur unique). La prolifération de contraintes portant sur les mêmes variables peut sembler redondante. Cependant, il s'est avéré que la suppression de l'une ou l'autre de ces contraintes dégradait le résultat obtenu. Il est possible que les différentes contraintes portant sur une même variable excluent pour celle-ci des intervalles suffisamment différents pour que seule la suppression de l'ensemble de ces intervalles force la variable à se trouver suffisamment proche d'une solution physique.

Finalement, l'histogramme n'est plus rempli de la même façon. Au sein de chaque événement, pour chaque couple de masse, on se contente désormais de placer dans l'histogramme un point (correspondant au couple de masses donné) pondéré du poids maximum qui a pu être calculé à partir des η et ϕ tirés au sort. Le point où la somme des poids est la plus importante doit alors correspondre au couple de masses recherché.

Annexe D Poids des hypothèses de masses reconstruites

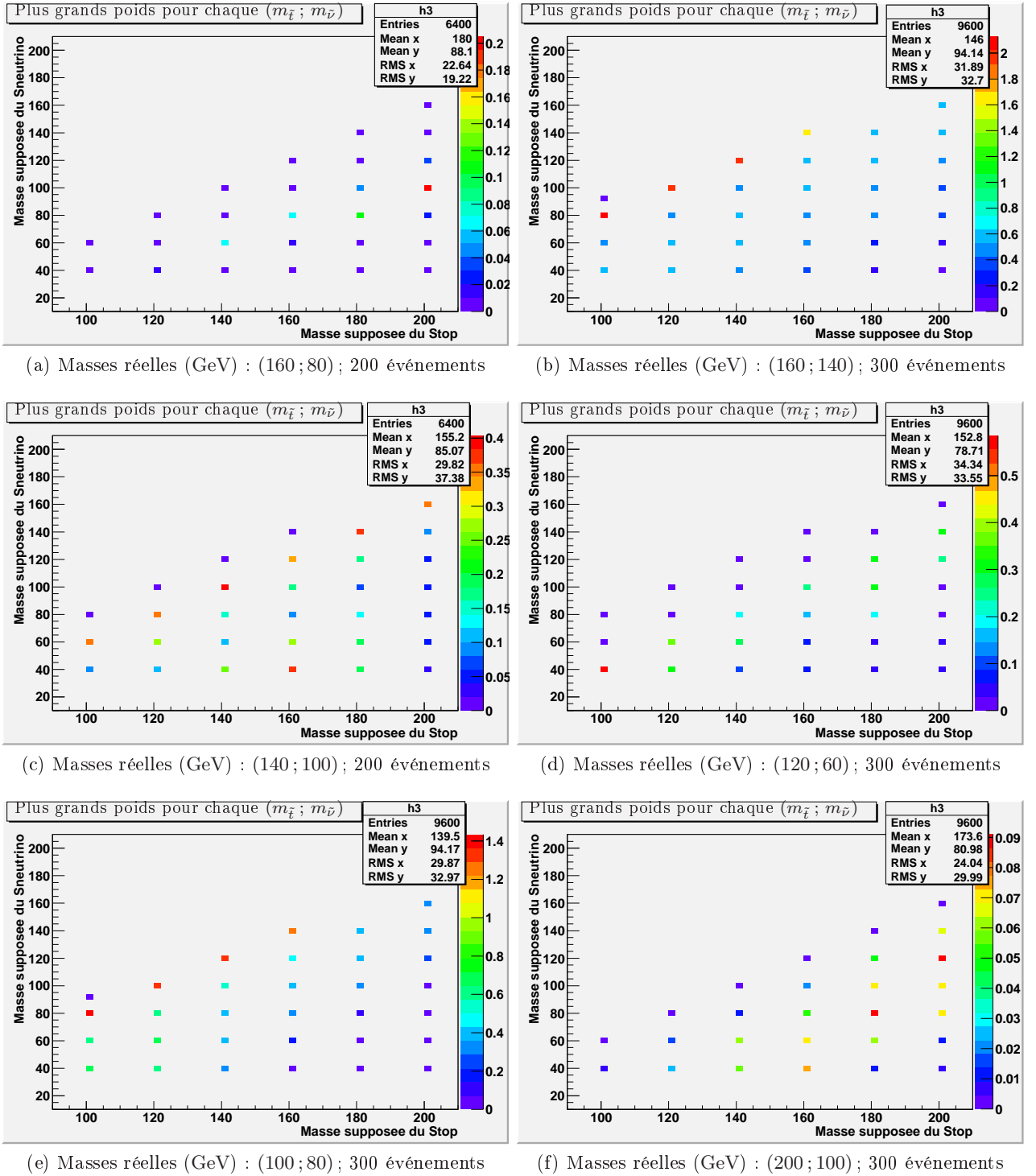
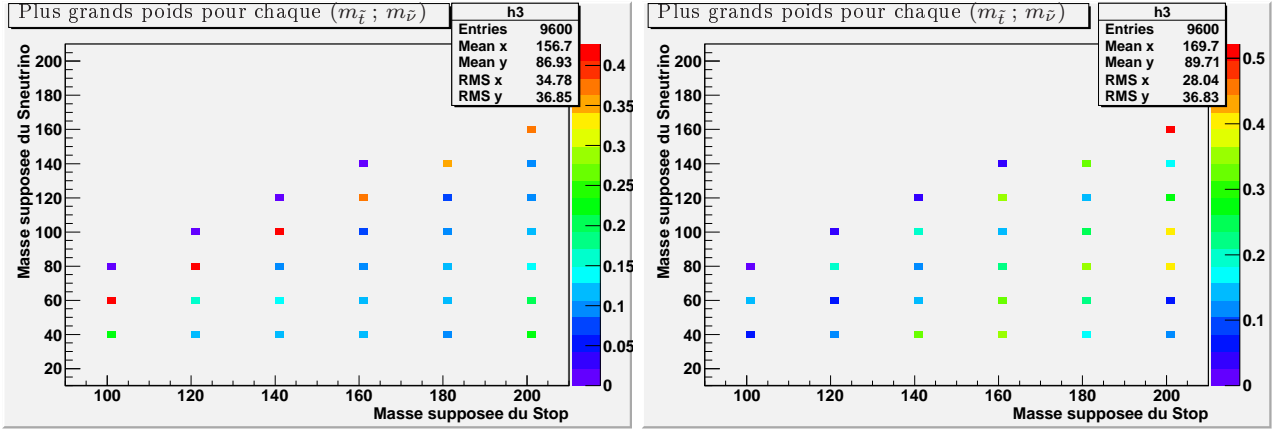
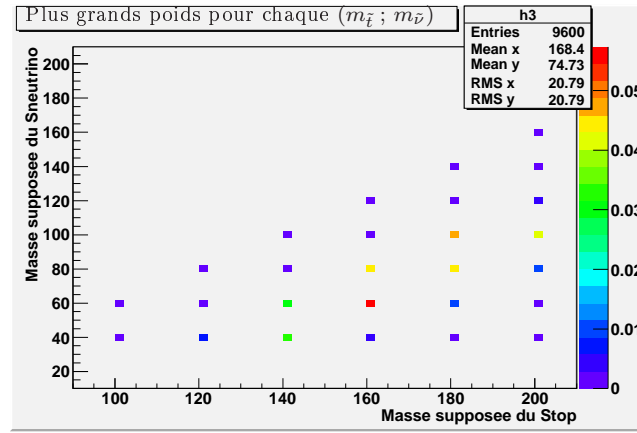


FIG. 16: Pour chaque événement simulé, le poids maximum (en fonction des η et ϕ tirés au sort) obtenu pour chaque couple de masses supposé est ajouté aux coordonnées correspondantes. Le couple de masses choisi pour la simulation et le nombre d'événements pris en compte sont indiqués sous chaque histogramme.



(a) Masses réelles (GeV) : (100; 60); 300 événements

(b) Masses réelles (GeV) : (180; 140); 300 événements



(c) Masses réelles (GeV) : (180; 80); 300 événements

FIG. 17: Pour chaque événement simulé, le poids maximum (en fonction des η et ϕ tirés au sort) obtenu pour chaque couple de masses supposé est ajouté aux coordonnées correspondantes. Le couple de masses choisi pour la simulation et le nombre d'événements pris en compte sont indiqués sous chaque histogramme.

Annexe E Efficacité de la sélection sur les taus reconstruits

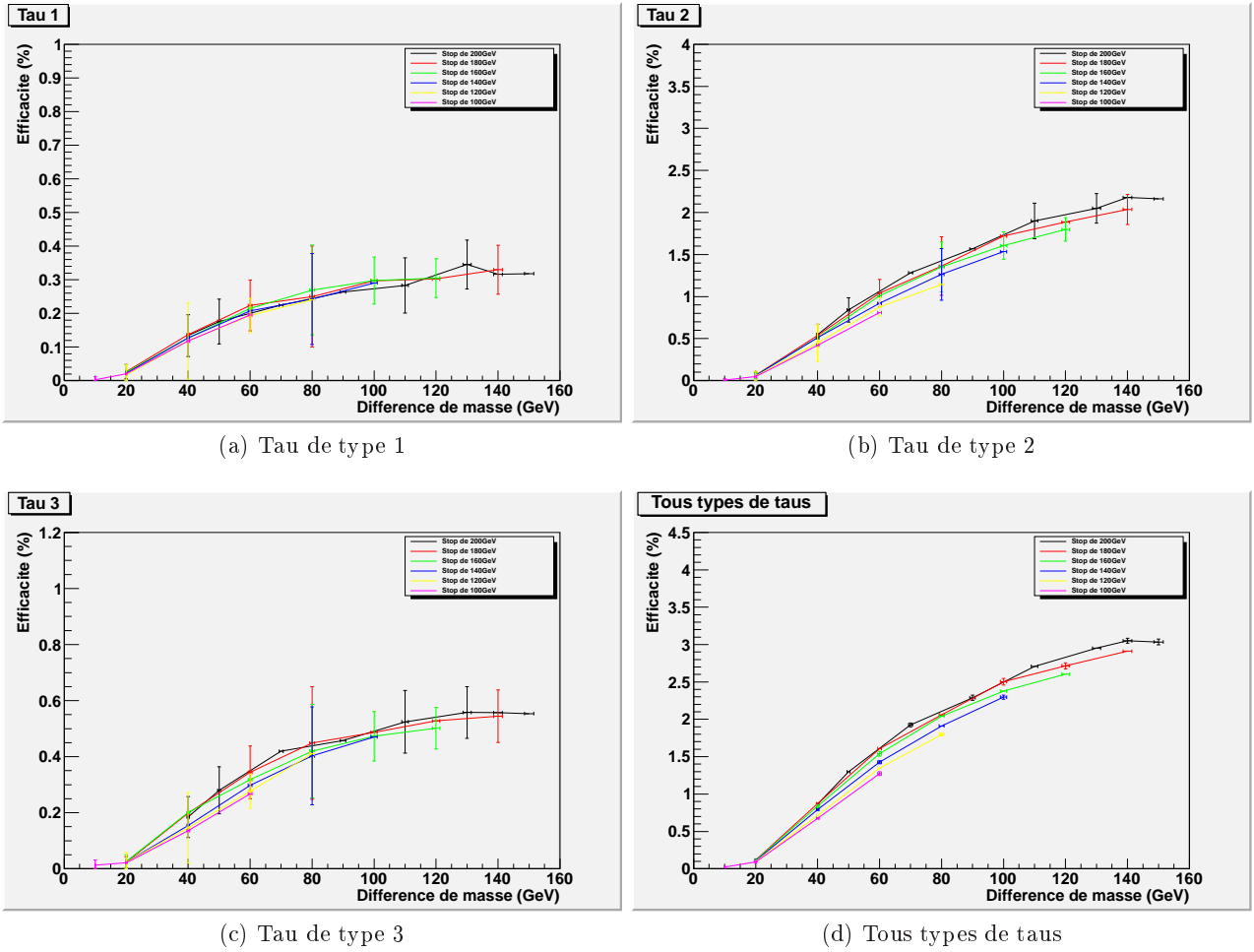
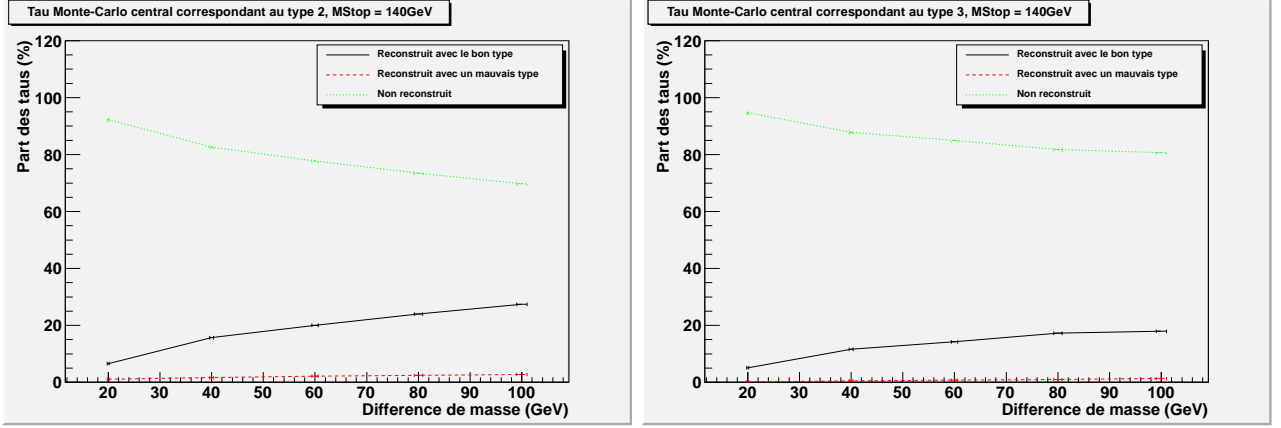


FIG. 18: Évolution de l'efficacité de la sélection sur les taus reconstruits en fonction de la différence de masse entre stop et sneutrino. Les différentes courbes correspondent aux différentes masses de stop : en noir, un stop de 200 GeV, en rouge, de 180 GeV, en vert, de 160 GeV, en bleu, de 140 GeV, en jaune, de 120 GeV et en rose, de 100 GeV.

Annexe F Association des taus reconstruits aux taus de type 2 et 3 simulés



(a) Reconstruction des taus simulés de type 2 ($\rho^- + \nu_\tau$). (b) Reconstruction des taus simulés de type 3 (au moins trois traces).

FIG. 19: Évolution des pourcentages de taus de type 1 et 2 simulés reconstruits avec le bon type, reconstruits avec un mauvais type ou non reconstruits en fonction de la différence de masse entre stop et sneutrino. Seule une masse de stop de 140 GeV est prise en compte. La courbe noire en trait plein correspond à une reconstruction avec le bon type, la courbe rouge en tireté à une reconstruction avec un mauvais type et la courbe verte en pointillé à l'absence de reconstruction.

Annexe G Équations servant à la reconstruction de la masse du top

On part de :

$$(P_t = P_\ell + P_b + P_\nu)^2 \quad (20)$$

$$(P_W = P_\ell + P_\nu)^2. \quad (21)$$

On définit :

$$\alpha_2 = \frac{m_W^2 - m_t^2}{2} \quad (22)$$

$$A_{b/\ell} = \frac{p_x(b/\ell)}{E(b/\ell) |\text{ch}(\eta_\nu)| - p_z(b/\ell) \text{sh}(\eta_\nu)} \quad (23)$$

$$B_{b/\ell} = \frac{p_y(b/\ell)}{E(b/\ell) |\text{ch}(\eta_\nu)| - p_z(b/\ell) \text{sh}(\eta_\nu)} \quad (24)$$

$$C_{b/\ell} = \frac{\alpha_2}{E(b/\ell) |\text{ch}(\eta_\nu)| - p_z(b/\ell) \text{sh}(\eta_\nu)}. \quad (25)$$

On arrive finalement au système suivant dont la résolution permet le calcul du poids :

$$\begin{cases} p_T(\nu) = A_b p_x(\nu) + B_b p_y(\nu) + C_b \\ p_T(\nu) = A_l p_x(\nu) + B_l p_y(\nu) + C_l \\ p_T^2(\nu) = p_x^2(\nu) + p_y^2(\nu) \end{cases} \quad (26)$$