

Master Sciences, Mention Physique
Parcours PHYSIQUE SUBATOMIQUE et ASTROPARTICULES
2007-2008

BODIN David

Identification des leptons Tau via une voie de désintégration hadronique dans le cadre de l'expérience CMS.

RAPPORT DE STAGE
sous la direction de Ulrich Goerlach

Juin 2008

INSTITUT PLURIDISCIPLINAIRE HUBERT CURIEN, CNRS.



Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier M. Ulrich GOERLACH et M. Daniel BLOCH pour m'avoir donné l'occasion de travailler sur un projet aussi prestigieux que le LHC et dont j'attends, comme tant d'autres physiciens, des découvertes tant spectaculaires que surprenantes. Je tiens aussi à remercier particulièrement M. Ludovic HOUCHU sans qui mes travaux n'auraient surement pas connu l'évolution qu'ils ont eu. Je remercie enfin tous mes autres collègues de travail : Anne-Catherine, Jeremy, Joaquim, Jean-Laurent et Hugo pour toute l'aide qu'ils m'ont apporté et la bonne ambiance qu'ils ont crée.

Sommaire :

Introduction

I) La reconstruction des leptons τ

- 1) L'intérêt des leptons τ
- 2) Le « Particle flow »
- 3) L'étiquetage des jets de τ

II) Traitement informatique

- 1) Méthodes d'analyse
- 2) Echantillons de données analysées
- 3) Données extraites

III) Résultats et interprétation

- 1) Di-Taus
- 2) $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$
- 3) Evénements QCD
- 4) Evénements SUSY

Conclusion

Annexes

Abstract

The tau tagging in hadronic decay mode is of major interest for physics beyond the Standard Model, especially for the Minimal SuperSymetric Model (MSSM) where the Higgs bosons decay mostly into taus. Moreover, some sparticles decay end up in the making of a stable neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ which is a good candidate to dark matter. The tau tagging is done via an isolation of tau jets, using it's narrow shape as a mean of recognition. The particle flow matches tracks to hits in calorimeter to create particle flow candidates, including hadronic jets, and have a better measurement of it's energy and momentum using the datas from tracks. Signal cônes and isolation cônes are then applied to isolate tau jets from QCD jets.

Introduction

Depuis la découverte des premiers constituants de la matière, la physique des particules à parcouru un long chemin, chaque étape s'achevant grâce à la construction d'accélérateurs de particules de plus en plus puissants. La prochaine étape se fera via le LHC (Large Hadron Collider) qui permettra d'avoir des collisions entre constituants élémentaires de l'ordre de plusieurs TeV.

Quatre expériences sont en préparation sur ce gigantesque accélérateur : elles ont pour but de vérifier le Modèle Standard ou de le paramétrer avec une meilleure précision et ont aussi pour ambition d'explorer des pistes pour une physique au-delà de celui-ci.

Aussi, afin de comprendre les processus complexes qui ont lieu aux énergies accessibles dans le LHC, il est nécessaire de mesurer avec la meilleure précision possible ce qui est « visible », c'est-à-dire détecter les produits de désintégration issus des processus nous intéressant, ainsi que leurs caractéristiques (énergie, impulsion, angle par rapport au vertex, etc...). CMS (Compact Muon Solenoid) est l'un de ces détecteurs. Il peut détecter aussi bien des particules chargées que des hadrons, des photons, des électrons et, bien sûr, des muons.

Identification des leptons tau via une désintégration hadronique

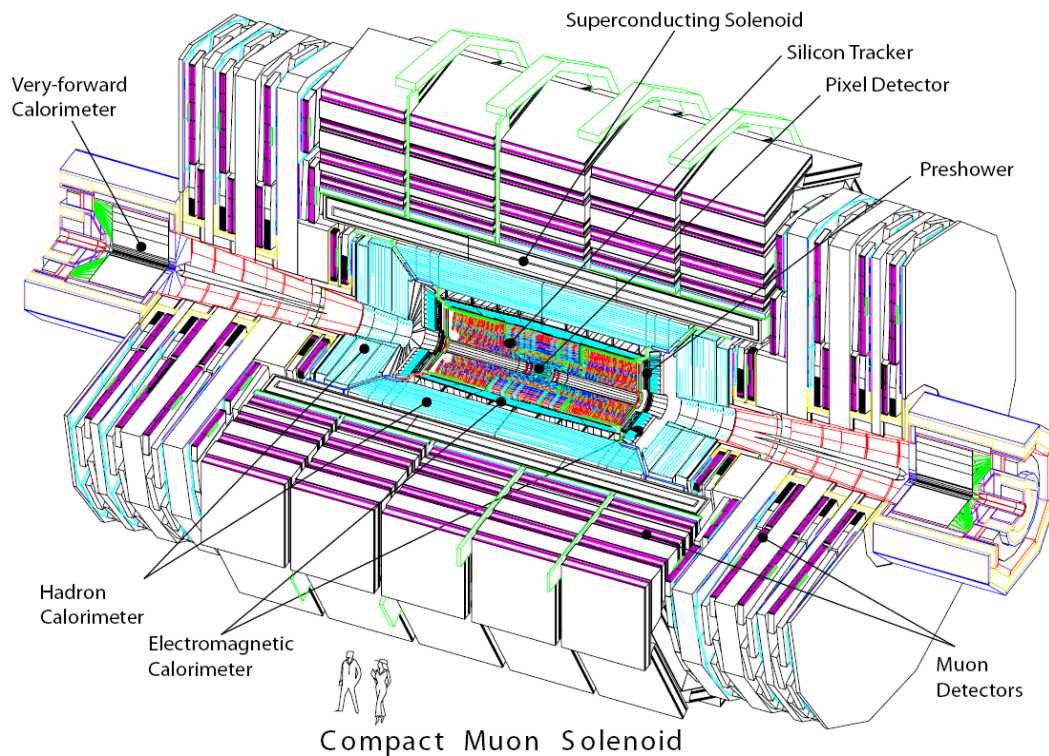


Fig 1 : le détecteur CMS

Quelques caractéristiques du détecteur :

- Trajectographe couvrant jusqu'à une pseudo-rapacité $|\eta|$ de 2,5 dans un champ magnétique de 4T créé par un supraconducteur. La résolution est de l'ordre de 1% sur la masse invariante de deux muons ($100 \text{ GeV}/c^2$)
- Calorimètre électromagnétique formé par des cristaux de tungstate de plomb (scintillateur) ayant une résolution de 1% sur la masse invariante de deux photons à $100 \text{ GeV}/c^2$
- Chambre à muons donnant une bonne identification des traces de muons afin de pouvoir mesurer leurs caractéristiques par le trajectographe.
- Un calorimètre hadronique hermétique (couvrant jusqu'à une pseudo rapidité $|\eta| = 5$) mais cependant avec une résolution moindre.

Au cours de mes travaux, je me suis intéressé à l'identification des leptons tau dans leur mode de désintégration hadronique, la difficulté réside dans le fait que le LHC a une grande activité hadronique (multiple jets QCD) compliquant la différenciation des hadrons issus de la désintégration d'un tau par rapport à ceux issus d'autres processus (surtout QCD).

I) La reconstruction des leptons τ

1) L'intérêt des leptons τ

L'identification d'un jet hadronique de tau est délicate du fait de la grande luminosité du LHC et des nombreux hadrons qui sont issus des collisions entre quark et entre gluons (beaucoup moins nombreuses dans les collisions entre $e^{+/-}$). Mais l'enjeu est que la reconstruction d'un lepton tau est d'un grand intérêt pour la physique du modèle standard et au delà. Le tau est le lepton le plus lourd, mais reste léger par rapport à l'énergie disponible dans le centre de masse des collisions au LHC : 1,78 GeV dans des jets d'énergie de l'ordre de plusieurs dizaines de GeV.

● Des τ pour le Modèle Standard :

Le Higgs se couple principalement à des particules massives, ainsi plusieurs voies de désintégration font (voie directe) ou peuvent faire (voie indirecte via des bosons Z ou W) intervenir des taus. Ci-dessous nous pouvons voir les rapports d'embranchements de la désintégration du Higgs en fonction de sa masse.

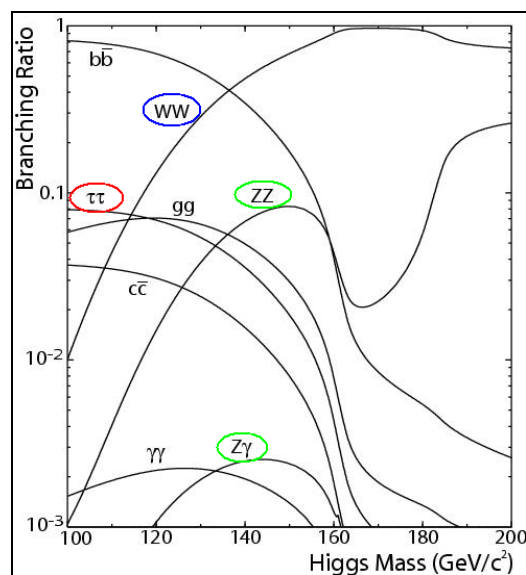


Fig 2 : Modes de désintégration du boson de Higgs

Les canaux purement hadroniques tels que $c\bar{c}$ ou gg ne sont pas exploitables car ils ne peuvent pas être isolés (trop de QCD), des recherches sont actives pour isoler les jets de b mais encore une fois, il faudra faire face à de nombreux jets issus d'événements sans intérêt pour les recherches en physique des hautes énergies. La reconnaissance des τ prend alors toute sa signification : nous voyons sur la figure 2 que la voie tau-tau est importante pour un Higgs dont la masse est inférieure à 140 GeV.

● Des τ pour la SuperSymétrie :

Les cascades supersymétriques impliquent la formation de taus (dépendant des paramètres employés pour le modèle)

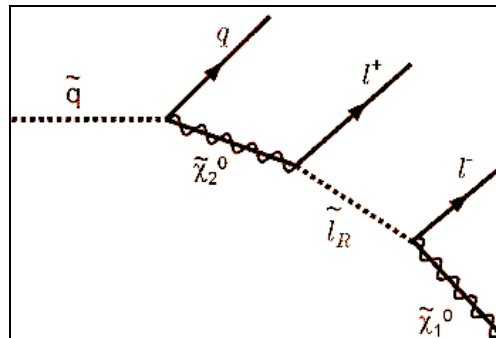


Fig 3 : Cascade supersymétrique avec formation de matière noire

Du à la masse très élevée des particules SUSY, les leptons de la figure ci-dessus sont souvent des taus. Ceci nous permettrait de chercher un neutralino par l'énergie transverse manquante bien supérieure à celle que l'on mesure pour des neutrinos (il faudra bien sur tenir compte des deux ν_τ issus de la désintégration des τ).

Les taus sont aussi d'un intérêt majeur pour la reconnaissance des Higgs (h léger, H lourd, $h^{+/-}$ chargé, A^0 pseudoscalaire) du Modèle Minimal SuperSymétrique. Le canal de désintégration de ceux-ci en taus à un rapport d'embranchement élevé.

2) Le « Particle flow »

Le particle flow a été créé afin d'améliorer la précision sur les mesures qu'on obtiendrait uniquement avec le calorimètre hadronique, c'est un algorithme qui associe les différents hits dans le trajectographe et les calorimètres afin de pouvoir reconstruire l'événement.

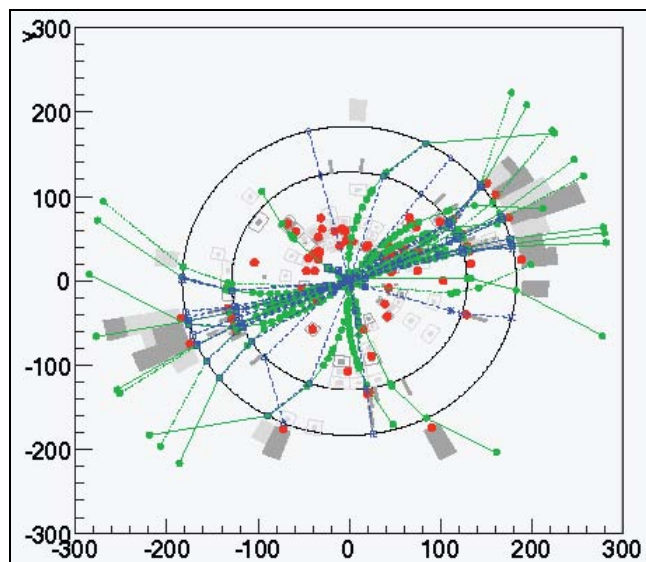


Fig. 4 : Reconstruction d'un événement par le particle flow

Cet algorithme crée une collection de PFCandidates, c'est une collection de particules reconstruites : des électrons, des muons, des photons, des hadrons chargés et neutres.

Un autre algorithme appelé le Particle Flow Jet associe ces différents candidats entre eux afin de créer des objets PFJet, ce sont des candidats jet au même titre que l'on avait des PFCandidates de différents types. On peut aussi créer une collection de candidats Tau, les PFTau, il faut noter que ce sont bien des candidats et non pas de vrais taus, il faut appliquer un veto supplémentaire pour bien identifier un tau.

Cependant quelques problèmes subsistent sur cette méthode :

- De l'énergie est manquante si les hadrons ont une impulsion trop faible (pas de hit) ou si la trace est de mauvaise qualité.
- Energie manquante aussi si les photons (issus de la désintégration de π^0 par exemple) sont convertis en paire $e^+ e^-$ dans le trajectographe, avant le calorimètre électromagnétique, ces $e^{-/+}$ ne sont pas identifiés.
- Perte de résolution sur la masse invariante à cause du rayonnement de freinage des électrons, d'autres algorithmes permettent de récupérer ces photons.

Cette méthode du particle flow est très efficace pour la reconstruction du fait sa meilleure mesure de l'énergie des hadrons. Or on s'intéresse ici au mode hadronique de désintégration des taus.

3) L'étiquetage des jets de τ

La taille d'un jet hadronique se mesure par le paramètre ΔR qui suit la relation :

$$\Delta R^2 = \Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2$$

Où φ est la direction dans le plan transverse et $\eta = -\frac{1}{2} \ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$ la pseudo rapidité qui paramètre la direction dans le plan longitudinal.

On peut identifier un jet de tau d'un jet de gluon ou de quark en se basant sur le principe suivant :

Les taus ont une basse masse et ne sont pas sujets à la fragmentation que l'on observe dans les jets QCD. ΔR est inversement proportionnel à l'énergie transverse du jet :

$$\Delta R_{\tau\text{-jet}} = \frac{m_{\tau}}{E_T}$$

Alors que la taille des jets de quark dépend aussi d'une distribution $\langle k_T \rangle$:

$$\Delta R_{\text{quark-jet}} = \frac{\langle k_T \rangle}{E_T}$$

Une conséquence est une collimation des jets de taus, la différenciation des jets se fera donc sur ce critère.

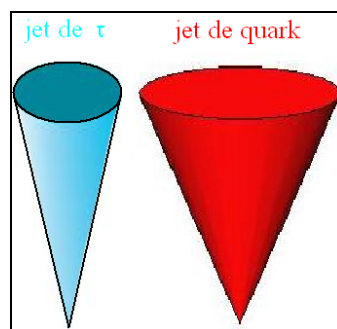


Fig 4 : Cônes représentatifs des jets de τ et de quark

Identification des leptons tau via une désintégration hadronique

catégorie de désintégration		produits de désintégration	rapport d'embranchement mesuré
leptonique		$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	(17,84 ± 0,05) %
		$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	(17,36 ± 0,05) %
hadronique	résultant en une particule chargée	$\pi^- \nu_\tau$	(11,06 ± 0,07) %
		$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	(25,50 ± 0,10) %
		$\pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	(9,25 ± 0,12) %
		$K^- n \pi^0 \nu_\tau$	(1,57 ± 0,04) %
		$\pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	(1,04 ± 0,08) %
		$h^- \bar{K}^0 \nu_\tau$	(1,05 ± 0,04) %
	résultant en trois particules chargées	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	(9,33 ± 0,08) %
	$\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	(4,73 ± 0,07) %	

Fig. 5 : Modes de désintégration hadroniques du τ

Cependant, cette seule caractéristique ne nous permet pas d'identifier un jet de tau à coup sûr, il faut affiner cette identification en plusieurs étapes :

- Une fois les PFJet reconstruits, on recherche dans leurs constituants un hadron chargé de plus haute énergie, la « Trace principale » d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV et de ΔR avec le jet inférieur à 0,1.
- On détermine un nouveau cône autour de cette trace dans lesquels on souhaite la présence de tous les constituants du jet, c'est le « Cône signal ».
- On élimine les constituants de trop faible énergie transverse (inférieur à 1 GeV pour les hadrons et à 1,5 GeV pour les photons).
- On associe les traces au vertex par dz (dz du constituant – dz de la *Leading Track* < 0.2).
- Autour du cône signal, on détermine un cône plus large : le « Cône d'isolation » dans lequel on ne veut aucun constituant, la taille du cône dépend encore une fois de la nature du constituant (il peut aussi être évolutif).

$\Delta R_{\text{jet-X}}$	Cône signal	Cône d'isolation
X = Trace principale	0,10	Pas d'isolation
X = hadron chargé	0,10	0,50
X = hadron neutre	0,10	0,50
X = photon	0,15	0,50

Fig. 6 : Taille des cônes signal et d'isolation

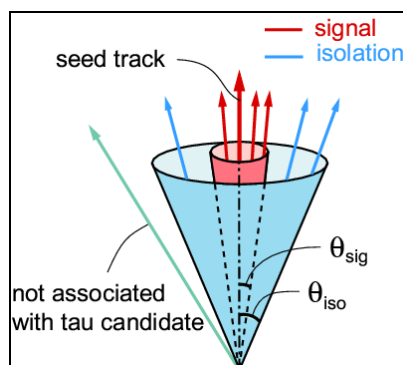


Fig 7 : Schéma récapitulatif de la méthode

II) Traitement informatique

1) Méthodes d'analyse

Une grande partie de l'analyse est effectuée à l'aide de CMSSW 1.6.9, CMSSW (CMS SoftWare) est l'environnement pour les générations et les reconstructions au sein de l'expérience CMS. 1.6.9 est la version recommandée pour l'utilisation du particle flow et pour sa compatibilité les simulations trouvées grâce à DBS (moteur de recherche des simulations MonteCarlo). Tous les histogrammes et graphes sont effectués à l'aide de ROOT.

La structure de l'analyse est donnée ci-dessous :

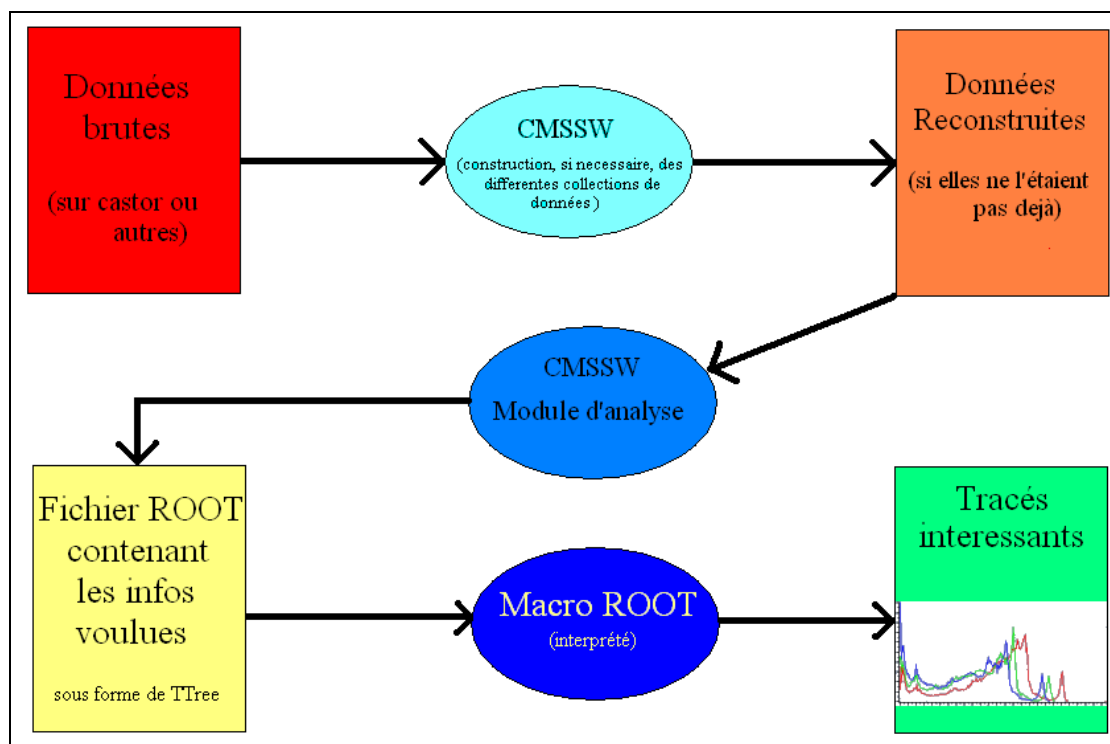


Fig 6 : Méthode d'analyse des données

Cette manière d'analyser offre l'avantage d'être flexible pour ce qui est des coupures, faisant gagner du temps de calcul (mais cependant plus gourmand en espace disque), on peut aussi faire le tracé de nouvelles variables (telles que $\frac{\Delta E_t}{E_t}$) sans avoir à les enregistrer au préalable.

Mes travaux ont consisté en la création du module d'analyse sortant les informations dont j'avais besoin et la création de la macro ROOT pour la mise en forme des données.

2) Echantillons de données analysées

Plusieurs échantillons ont été analysés afin de pouvoir comparer l'efficacité de reconstruction des taus, les échantillons ont une taille de 50000 événements, la version de CMS entre parenthèses est la version utilisée pour la génération d'événements et sont les suivants :

- Un échantillon de Di-taus (τ isolés partant dos-à-dos) afin de pouvoir estimer l'efficacité de reconstruction directe (CMSSW 1.5.2).
- Un échantillon de production de $Z \rightarrow \tau\tau$ avec production associée, afin de pouvoir estimer l'efficacité et la fréquence de fausses reconstructions. (CMSSW 1.6.7)
- Echantillons de QCD pour le fréquence de fausses reconstructions (important à connaître pour une machine hadronique comme le LHC). (CMSSW 1.5.2)
- Un échantillon de production du boson de Higgs pseudoscalaire A^0 se désintégrant lui aussi en deux τ , ceci pour estimer l'efficacité de reconstruction pour des énergies transverses supérieures à 150 GeV. (CMSSW 1.6.7)
- Un échantillon de SUSY au point d'espace LM1. (CMSSW 1.6.7)
- Un échantillon de SUSY au point d'espace LM2. (CMSSW 1.6.7)

processus physique simulé		section efficace à l'ordre premier attendu (pb)
mSUGRA <i>LM2</i>	tout contenant la cascade $q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$	7,38 1,82
mSUGRA <i>LM1</i>	tout contenant la cascade $q\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\tau\tilde{\tau} \rightarrow q\tau\tau\tilde{\chi}_1^0$	49,00 6,77

Fig. 7 : Section efficace de production des taus dans les événements SUSY

3) Données extraites

● Analyse par CMSSW

Les données enregistrées sont de deux types : les données générées (exactes et inaccessibles expérimentalement) et les données reconstruites (tenant compte de la qualité des détecteurs). Le module d'analyse (code en annexe), permet d'enregistrer les caractéristiques des taus générés (énergie, énergie transverse, impulsion, impulsion transverse, ϕ , η , produits de désintégration) ainsi que celles des particules reconstruites (les mêmes que celles des taus générés).

On mesure parallèlement le ΔR des taus générés et reconstruits ainsi que le ΔR entre la trace principale et les différents constituants du jet ainsi que la nature de ceux-ci (hadrons chargés et neutres, électrons, photons). On enregistre aussi les caractéristiques des autres objets PFTau (en réalité un clone des PFJet avec ses fonctions propres).

Enfin, on valide (ou non) l'étiquetage d'un jet comme étant celui d'un tau en 4 étapes :

- On associe un jet reconstruit à un vrai tau en prenant $\Delta R_{jet-tau} < 0.15$
- On vérifie l'existence d'une trace principale ($P_t > 5 \text{ GeV}$)
- On applique le cône signal et isolation sur ce jet (uniquement sur les traces et le calorimètre hadronique)
- On applique la même isolation sur ce jet en ajoutant un cône signal et isolation sur les coups dans le calorimètre électromagnétique.

● Analyse par ROOT

Les caractéristiques étant enregistrées par le programme d'analyse, on peut ensuite procéder à un traitement par ROOT :

- Tracé de l'efficacité de reconstruction dans les 4 cas cités ci-dessus, l'efficacité est donnée par :

$$\mathcal{E}_{reco}(E_T) = \frac{N_{\tau, reco}(E_T, \tau_{généralé})}{N_{\tau, généralé}(E_T, \tau_{généralé})}$$

- Tracé de $\Delta R_{LeadingTrack-constituant}$ pour les cas où un jet est associé à un tau par ΔR . Les tracés sont faits dans le cas où un jet est étiqueté comme un tau, et dans le cas contraire.
- Tracé de $\frac{\Delta E_t}{E_t} = \frac{E_{t, reco} - E_{t, gen}}{E_{t, gen}}$ afin d'estimer la résolution en énergie transverse de la reconstruction.
- Tracé du nombre de faux taus par événement (jets reconnus comme provenant de taus, mais qui ne le sont pas) en fonction de E_t .

III) Résultats et interprétation

1) Di-Taus

Les événements Di-taus sont utilisés pour estimer la qualité de la reconstruction par la méthode citée précédemment. Cette production est exclusive et donc il n'y a aucun autre type de jet dans ces événements.

Il faut noter cependant que la désintégration des taus suit le Modèle Standard et donne comme produits des leptons aussi bien que des hadrons. Il faut donc faire une première sélection pour n'avoir que des taus hadroniques dans l'état final.

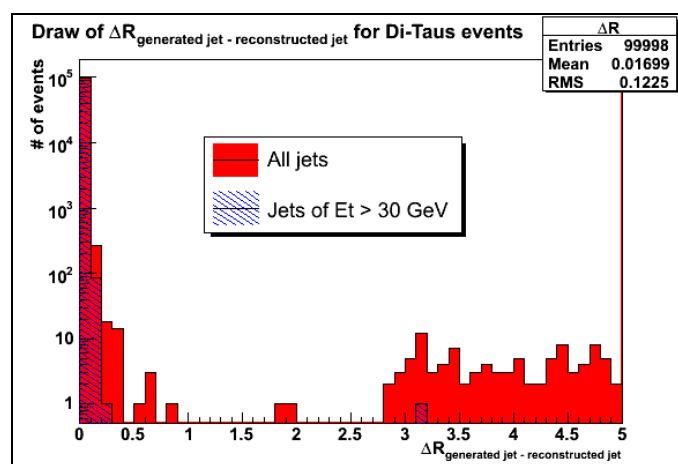


Fig. 9 : ΔR entre le jet de tau reconstruit et le jet de tau généré (Di-taus)

La Fig. 9 montre l'écartement entre et le jet de tau généré et le jet reconstruit le plus proche (pas forcément de tau, sauf pour ces événements-ci), la reconstruction à une résolution moindre aux basses énergies transverses. Les τ d'énergie transverse supérieures sont reconstruits avec un ΔR inférieur à 0,15 par rapport au vrai τ , on peut donc appliquer en première coupure pour la sélection de l'échantillon cette condition sur ΔR (les taus se désintégrant dans des directions couvertes par le détecteur avec une grande précision).

L'efficacité de reconstruction des jets de tau en fonction de leur énergie transverse confirme ce fait, lors d'un étiquetage des jets par ΔR l'efficacité est de 100 % pour des énergies transverses supérieures à 25 GeV. Au fur et à mesure que l'on applique des coupures, une chute générale (ne dépendant pas de E_T) est observée.

L'efficacité croît avec E_T car ΔR étant inversement proportionnel à E_T , ils sont plus étroits et donc plus facile à identifier. Les courbes d'efficacité en Fig. 10 confirment ce fait.

Identification des leptons tau via une désintégration hadronique

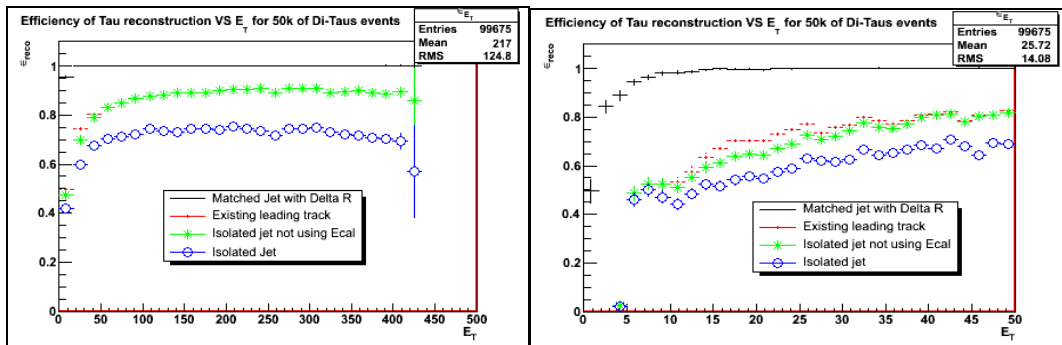


Fig 10.a et 10.b : efficacités de reconstruction des jets de tau à différentes échelles (Di-Taus)

L'efficacité de reconstruction en η nous montre que l'efficacité de reconstruction chute dans les régions correspondant à $|\eta| < 2,4$, une rapidité supérieure correspond à une zone trop proche de l'axe des faisceaux et donc non couverte par le trajectographe. La chute d'efficacité pour $1,2 < |\eta| < 1,6$ est due au fait que cette zone correspond à une zone transitoire entre le bouchon et la couverture transverse (voir la couverture du trajectographe en annexe).

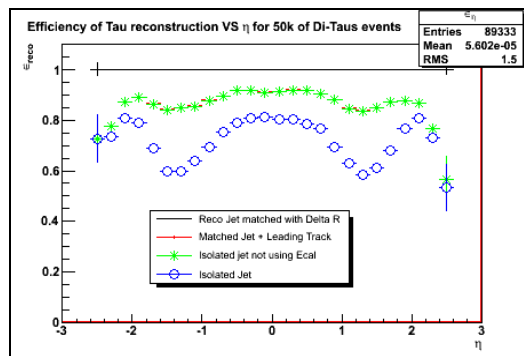


Fig. 11 : efficacité de reconstruction en fonction de η

Nous garderons donc cette coupure en ΔR et en η pour les prochaines analyses.

Nous mesurons aussi le ΔR entre la trace principale et les hadrons chargés afin de valider le choix du cône signal :

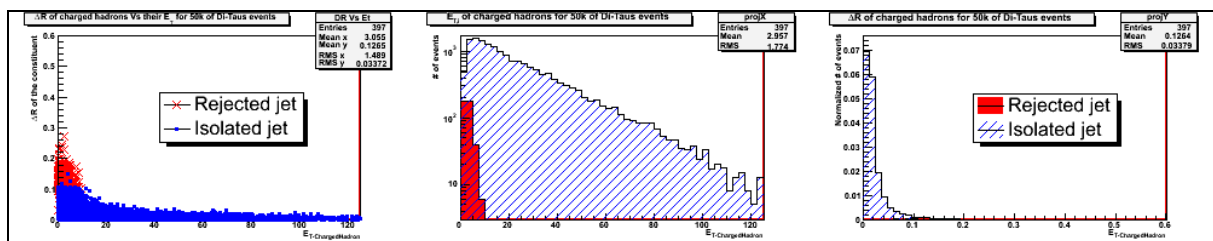


Fig. 12a : $\Delta R_{\text{leading track}} - \text{charged hadron}$ en fonction de E_T
 Fig. 12b et 12c : Projections de la Fig. 10a sur les 2 axes

Les jets de taus lorsqu'ils ne sont pas associés, ont un ΔR entre la trace principale et les hadrons chargés du jet qui est restreint, cela justifie le cône signal de taille $\Delta R = 0,10$.

2) $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$

La méthode de reconstruction doit être vérifiée des conditions plus proches des conditions expérimentales, ainsi des événements $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ avec production associée sont utilisés pour voir l'effet des autres jets (notamment de QCD) sur la reconstruction des taus.

● Efficacité de reconstruction :

Ci-dessous, l'estimation de l'efficacité dans les événements $Z \rightarrow \tau\tau$, le Z^0 ayant une masse de $90 \text{ GeV}/c^2$, il est normal que la statistique se dégrade au dessus de 50 GeV mais on observe toujours cette tendance qui fait que l'efficacité de reconstruction s'améliore à mesure que l'énergie transverse augmente pour atteindre un seuil (taille du cône à une limite inférieure).

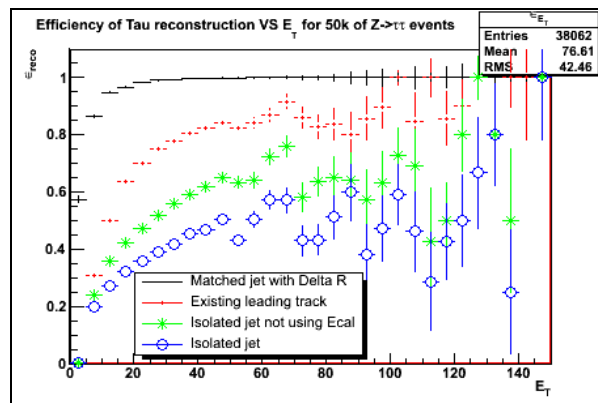


Fig 13 : efficacités de reconstruction des jets de tau

● Résolution en énergie :

La résolution en énergie transverse est une donnée importante pour les mesures expérimentales, c'est elle qui nous permettra de découvrir le fameux neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ (mesuré par l'énergie transverse manquante), d'un intérêt majeur pour la cosmologie car c'est un candidat à la matière noire.

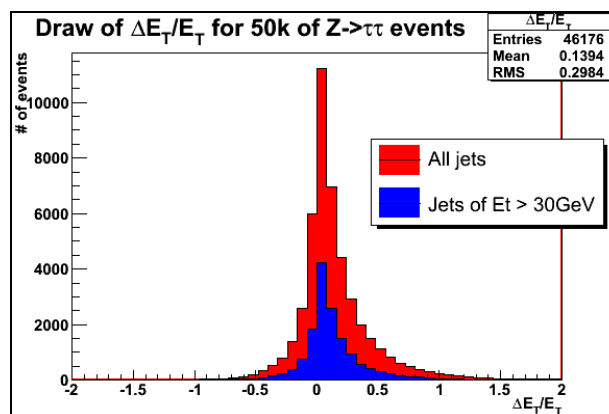


Fig. 14 : résolution en énergie transverse

Identification des leptons tau via une désintégration hadronique

Nous observons une surestimation de l'énergie transverse pour le jet reconstruit (queue de distribution vers l'avant), ceci peut poser un problème car une des mesures pour trouver le neutralino se fait par la mesure de l'énergie transverse manquante.

● Fréquence de fausses reconstructions :

La fréquence de fausses reconstructions est un autre critère de qualité pour la méthode, elle est estimée avec les mêmes coupures que l'efficacité :

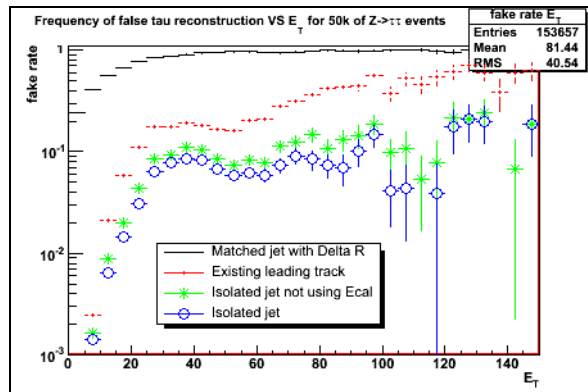


Fig. 15 : Fréquence des fausses reconstructions

Nous observons un pic à 40 GeV, ceci est inattendu mais compte tenu du fait que la production de Z est associée, nous pouvons attribuer ce pic à un type d'événements particulier (mais pas aux taus dont le pic est à 20 GeV, distribution en énergie en annexe).

● Contenu en hadrons des jets :

Une mesure de ΔR entre la trace de plus haute impulsion et les autres traces permet de connaître les raisons d'un rejet d'un jet :

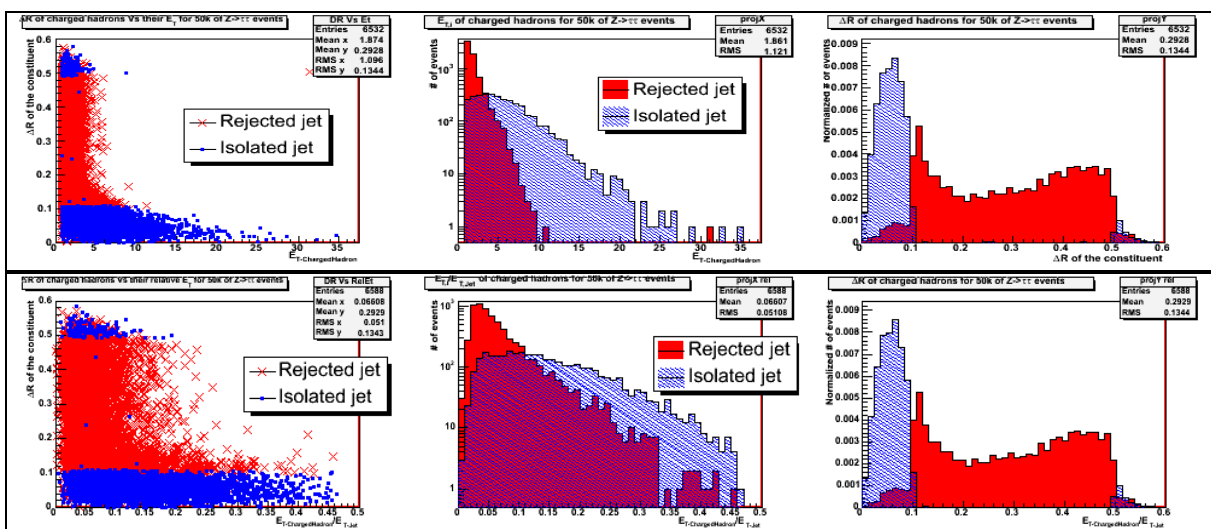


Fig. 16a \rightarrow f : $\Delta R_{\text{leading track} - \text{charged hadron}}$ en fonction de E_T absolu et relatifs puis projections sur Ox, Oy

3) Evénements QCD

Les événements QCD ne sont pas étudiés pour la reconnaissance des taus (rarissimes dans ces événements) mais plus pour estimer la façon dont les jets QCD peuvent être reconnus comme des jets de taus.

Ici nous avons des jets QCD d'impulsion transverse comprise entre 80 et 120 GeV, la fréquence des jets QCD reconnus comme tau est ci-dessous :

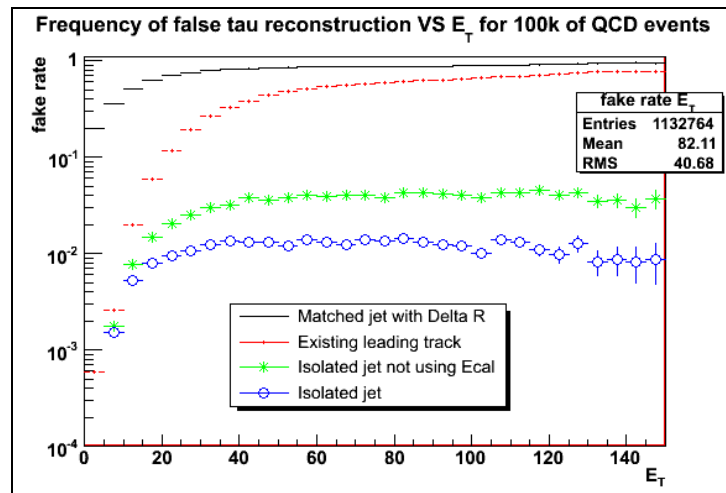


Fig. 16 : Fréquence des fausses reconstructions pour les événements QCD

La distribution des jets QCD est similaire à celle des taus, mais des hadrons supplémentaires sont présents dans les événements à plus haute énergie transverse. Autrement dit, même pour E_T élevé, les jets QCD restent larges (phénomène de fragmentation).

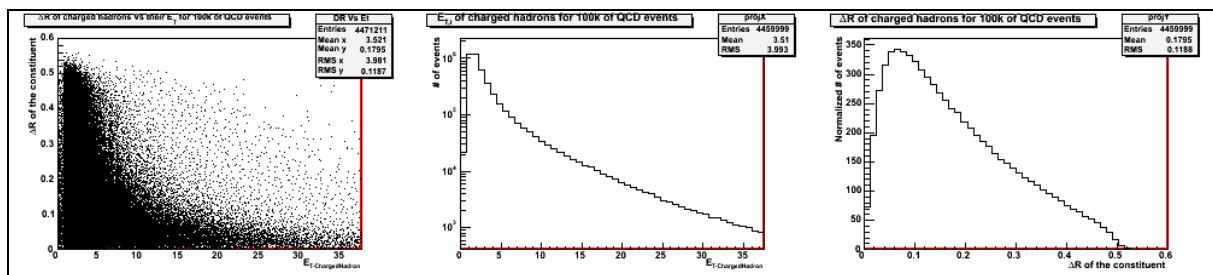


Fig. 17a,b,c : $\Delta R_{\text{leading track} - \text{charged hadron}}$ en fonction de E_T absolus et relatifs puis projections sur O_x, O_y

4) Événements supersymétriques

Tout d'abord, un tracé de ΔR entre le jet reconstruit et le jet généré nous montre que le fait de considérer un $\Delta R < 0,15$ n'est plus valide pour les événements SUSY (voir ci-dessous). Mais ceci n'est pas un problème expérimental car nous rappelons que ce paramètre n'est pas accessible.

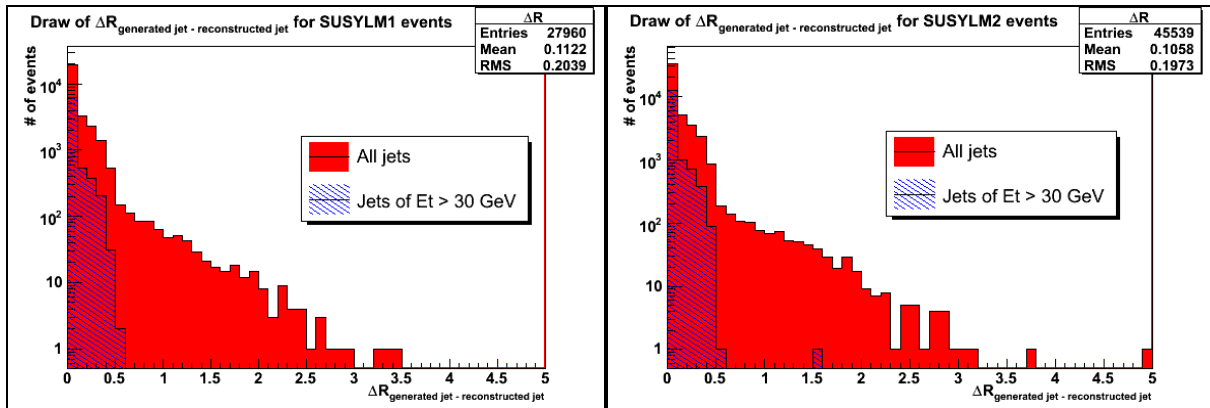


Fig. 18.a et 18.b : ΔR entre le jet de tau reconstruit et le jet de tau généré LM1(18.a) et LM2(18.b)

Les résultats de l'efficacité de reconstruction pour les événements supersymétriques sont les suivants :

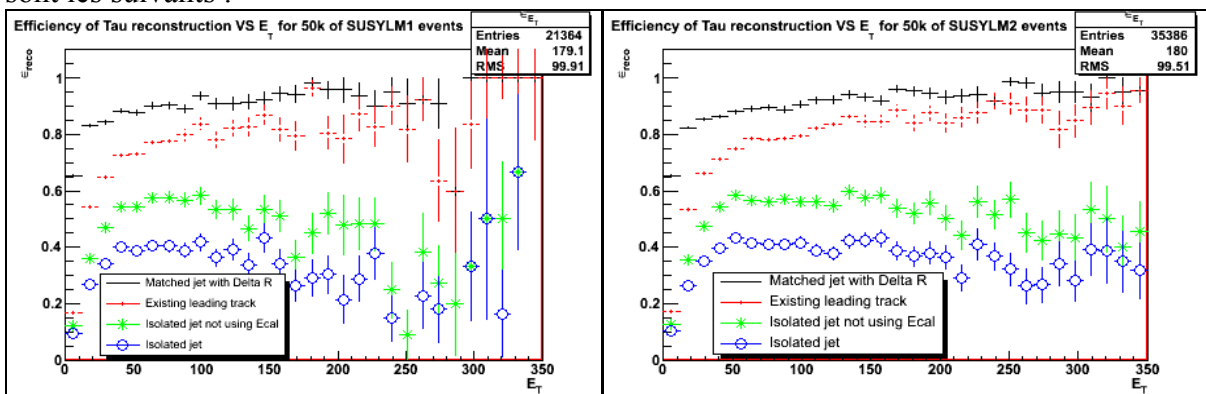


Fig 19.a et 19.b : efficacités de reconstruction des jets de tau en fonction de E_T LM1(19.a) et LM2(19.b)

Fait assez surprenant, nous observons une chute d'efficacité pour des énergies transverses supérieures à 150 GeV dans les événements SUSY LM1 alors que la tendance était une augmentation de l'efficacité à mesure que E_T augmente jusqu'à atteindre un plateau (comme dans les Di-Taus). De plus ce phénomène n'est pas observé pour LM2.

Identification des leptons tau via une désintégration hadronique

Il faut donc regarder le contenu des jets afin d'observer une tendance particulière pour la distribution en ΔR des hadrons chargés.

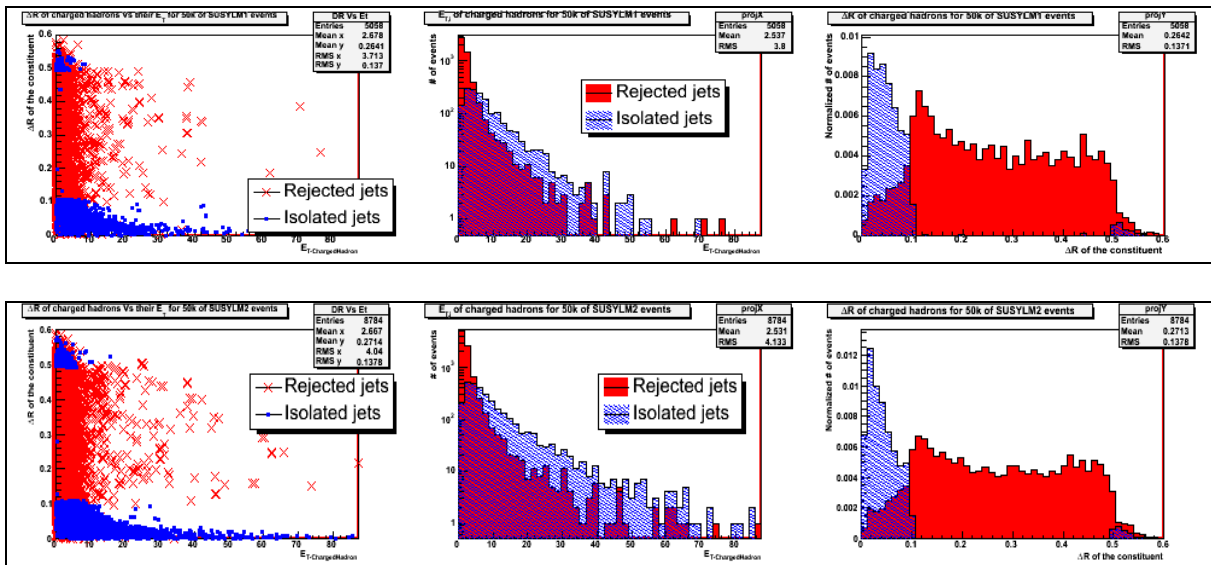


Fig. 20.a → f : $\Delta R_{\text{leading track} - \text{charged hadron}}$ en fonction de E_T absolus puis projections sur Ox, Oy . (au dessus LM1, en dessous LM2)

Nous constatons un pic près de la zone du cône signal ($\Delta R > 0,10$) qui est plus prononcé pour les événements LM1 que pour les événements LM2. Ce pic est dû aux taus de basses énergies transverses (inférieures à 50 GeV), il disparaît lorsqu'on impose cette coupure :

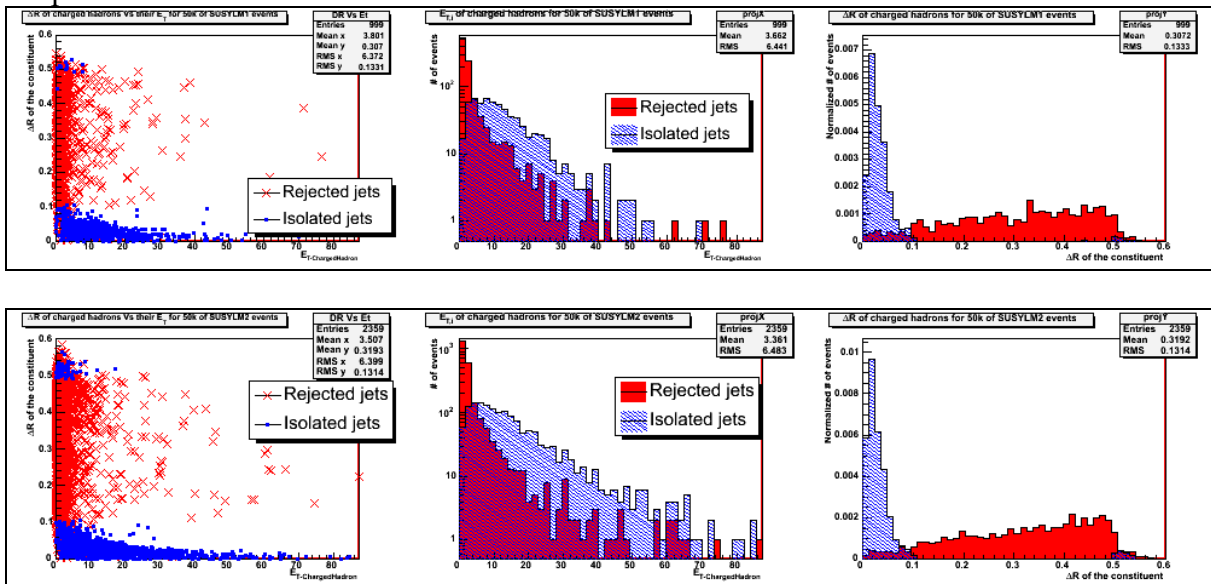


Fig. 21.a → f : $\Delta R_{\text{leading track} - \text{charged hadron}}$ en fonction de E_T absolus ($E_T > 50 \text{ GeV}$) puis projections sur Ox, Oy .

Et enfin la probabilité d'étiqueter un jet comme un jet de tau est :

Identification des leptons tau via une désintégration hadronique

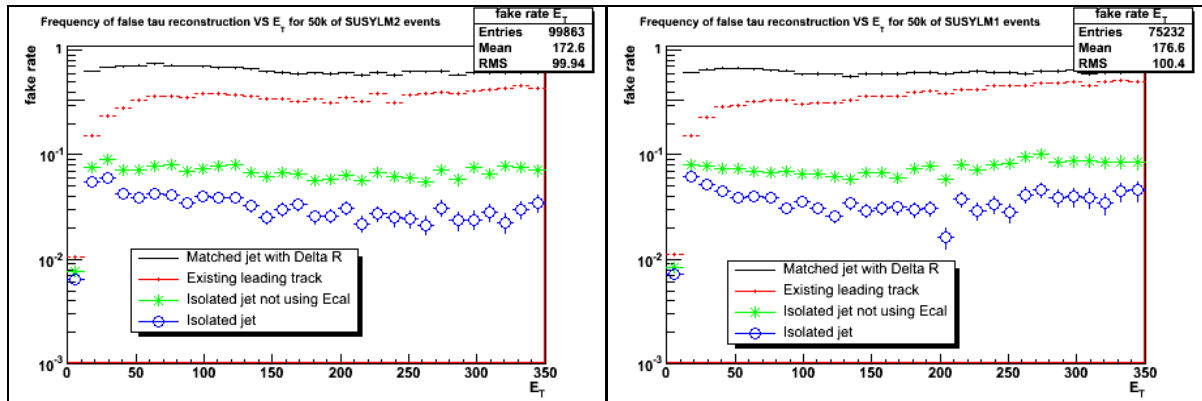


Fig. 22.a et 22.b : Fréquence des fausses reconstructions

Après application de l'isolant, le taux de faux taus reste de 2 à 3 % des jets (autres que taus), alors que l'efficacité est de 40%. La production de tau dans les événements LM1 est 3 fois moindre que celle des autres jets hadroniques mais du coup nous aurons toujours un signal 4 fois plus important que le bruit de fond. Pour LM2, le rapport est à peu près le même, plus de taus produits mais aussi plus d'autres jets.

Conclusion

Pour conclure, cette méthode de reconstruction des taus semble prometteuse, elle garantit une efficacité d'au moins 50% de reconstruction avec une fréquence de fausses reconstructions d'environ 5% dans des événements supersymétriques très riches en jet hadroniques.

Il faut noter cependant que l'isolation utilisée lors de stage à été améliorée dans les versions plus récentes de CMSSW grâce à des coupures plus adaptées et évolutives, c'est-à-dire dépendant de l'énergie du jet. Des recherches pour corriger le problème de conversion de photons (résolution en énergie) et pour appliquer le particle flow à la mesure d'énergie transverse manquante afin de découvrir le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ sont en cours dans d'autres groupes CMS.

La chute d'efficacité pour les événements SUSY LM1 est difficile à interpréter, une hypothèse est une contamination des jets de taus entre eux, surtout que dans les deux taus produits dans la cascade (Fig. 3) sont produits avec des énergies disparates : un de haut E_T et un de bas E_T , dans ce cas celui de plus basse énergie contaminerait celui de plus haute énergie.

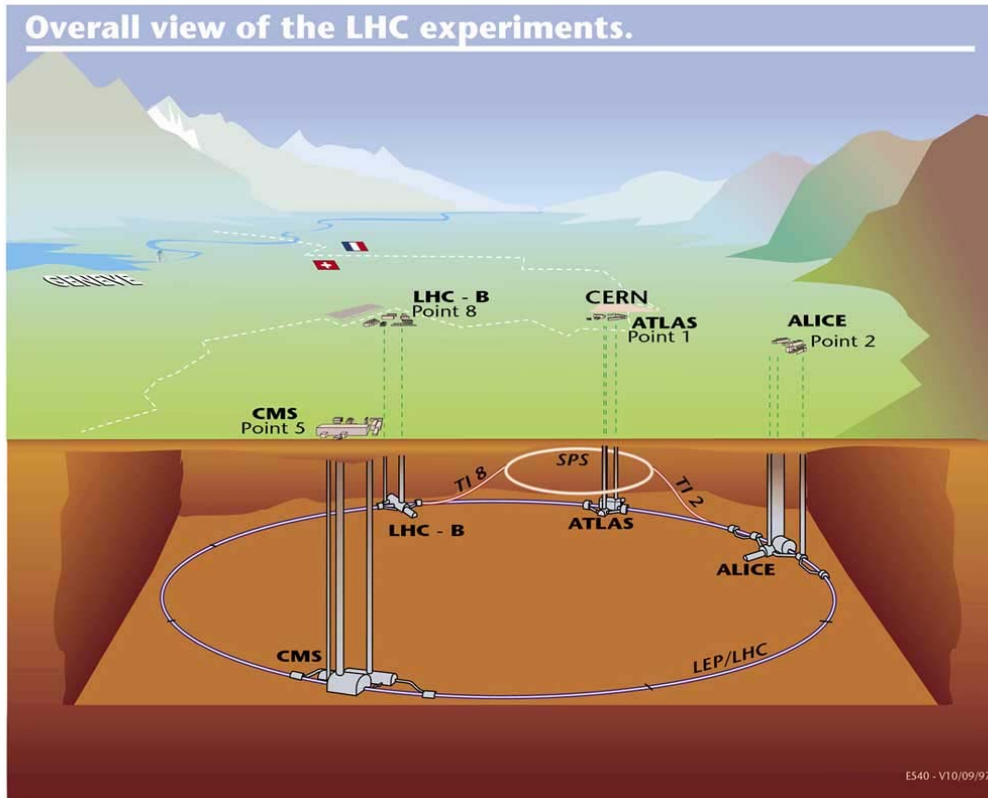
● Poursuite des recherches :

Pour la poursuite des recherches, il faut bien sûr identifier la cause de la chute d'efficacité dans les événements SUSY, et corriger le problème. Il faut aussi chercher à améliorer l'efficacité de reconstruction tout en diminuant le taux de fausses reconstructions. Enfin, il faut essayer d'améliorer la résolution en énergie de ces taus en essayant de récupérer un maximum d'énergie perdue.

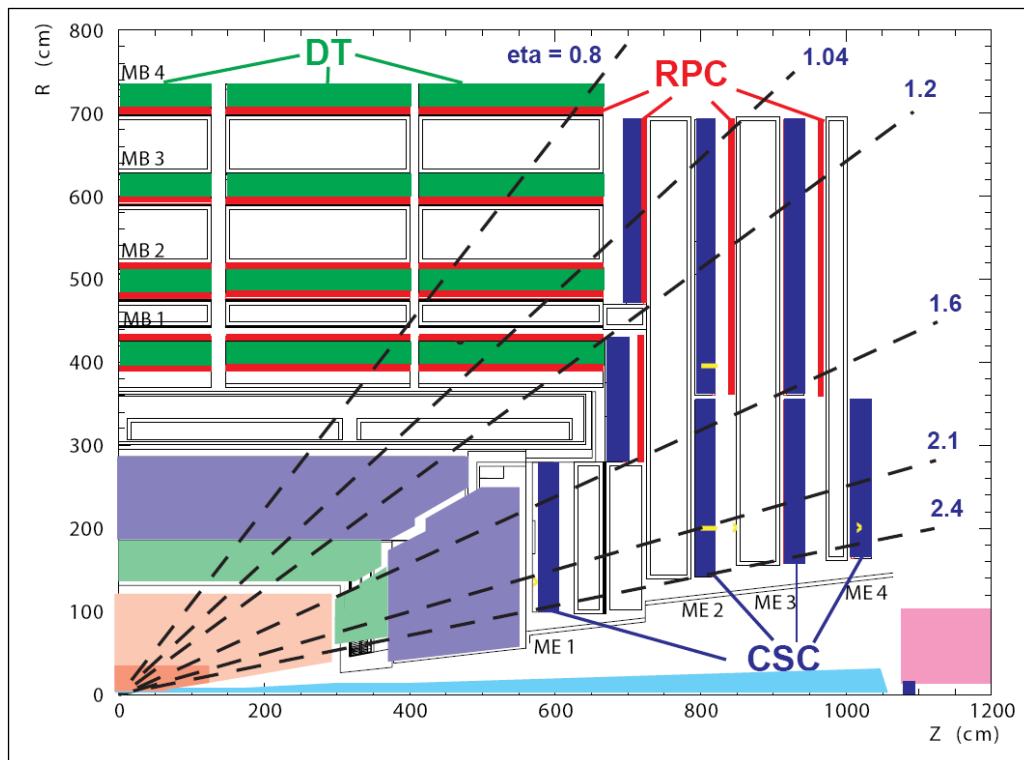
Annexes

Identification des leptons tau via une désintégration hadronique

- Le LHC et ses expériences

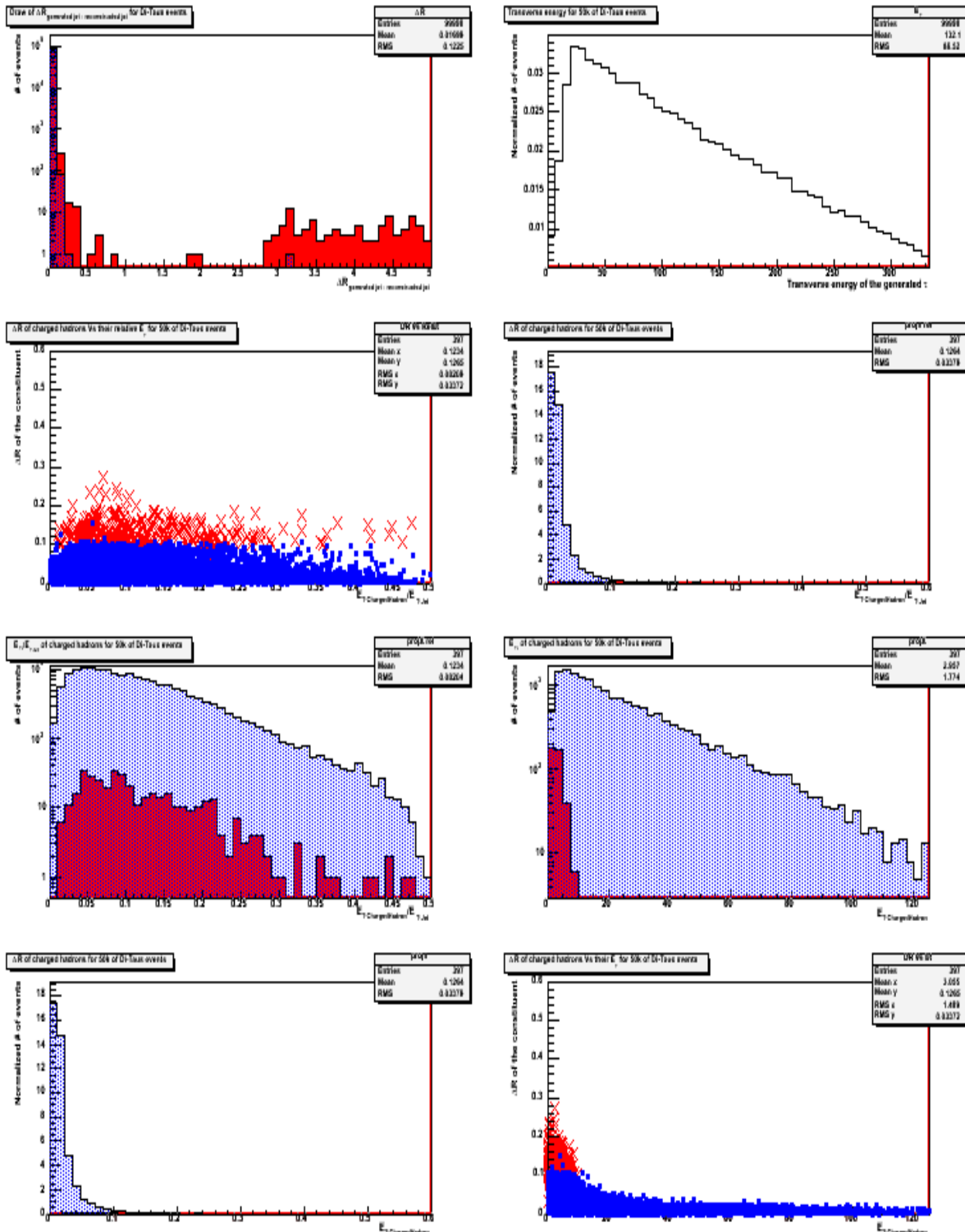


- Couverture en pseudo rapidité du trajectographe



- Histogrammes de s év én em

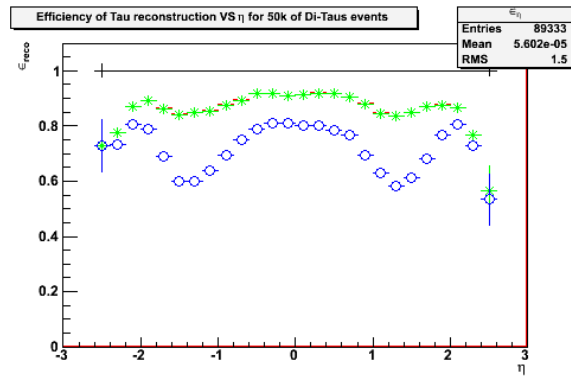
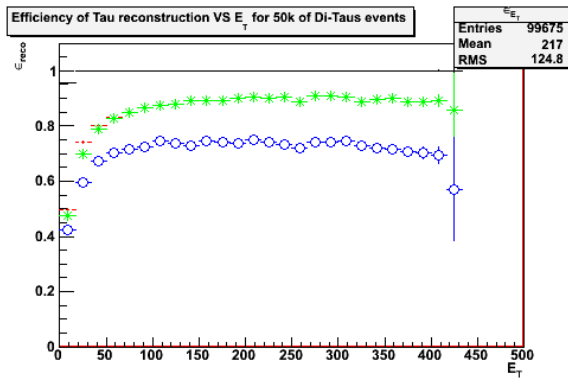
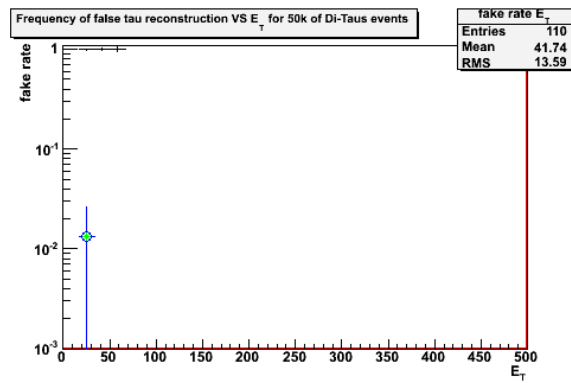
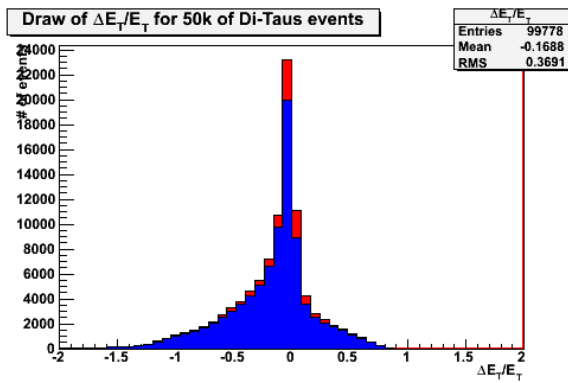
ents Di-Taus



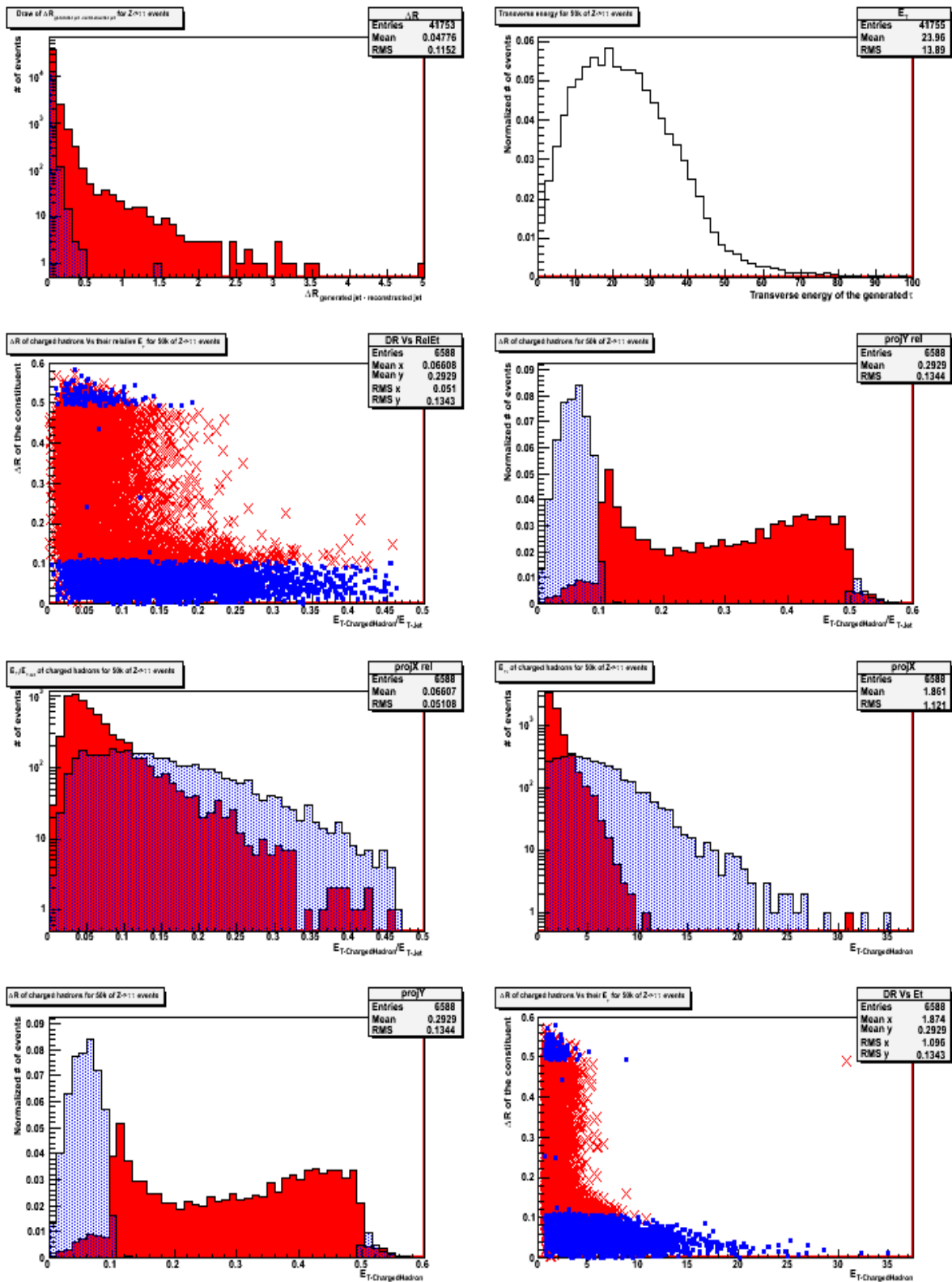
Identification des leptons tau via une désintégration hadronique

1	2
3	4
5	6
7	8

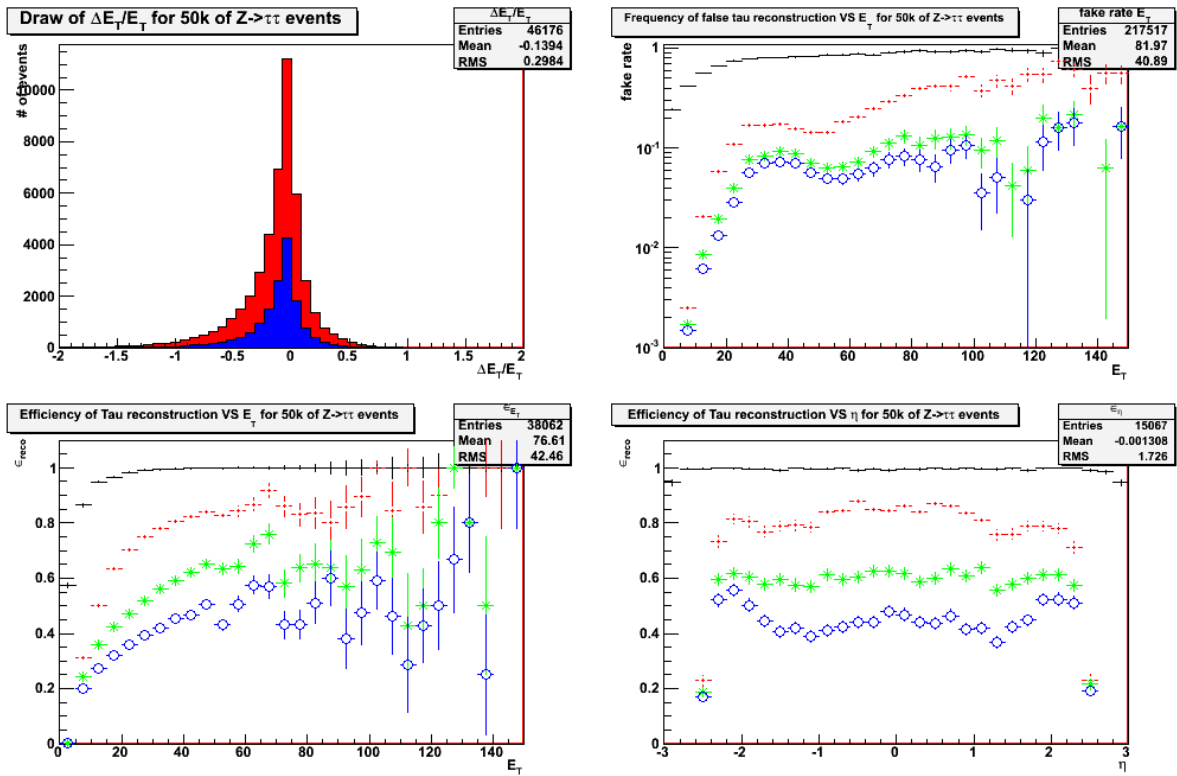
- 1 : ΔR entre le jet de τ généré et reconstruit
- 2 : Distribution en E_T des jets de τ
- 3 : ΔR VS E_T relatif des constituants des jets de τ
- 4 : Projection en y du 3
- 5 : Projection en x du 3
- 6 : Projection en x du 8
- 7 : Projection en y du 8
- 8 : ΔR VS E_T des constituants des jets de τ



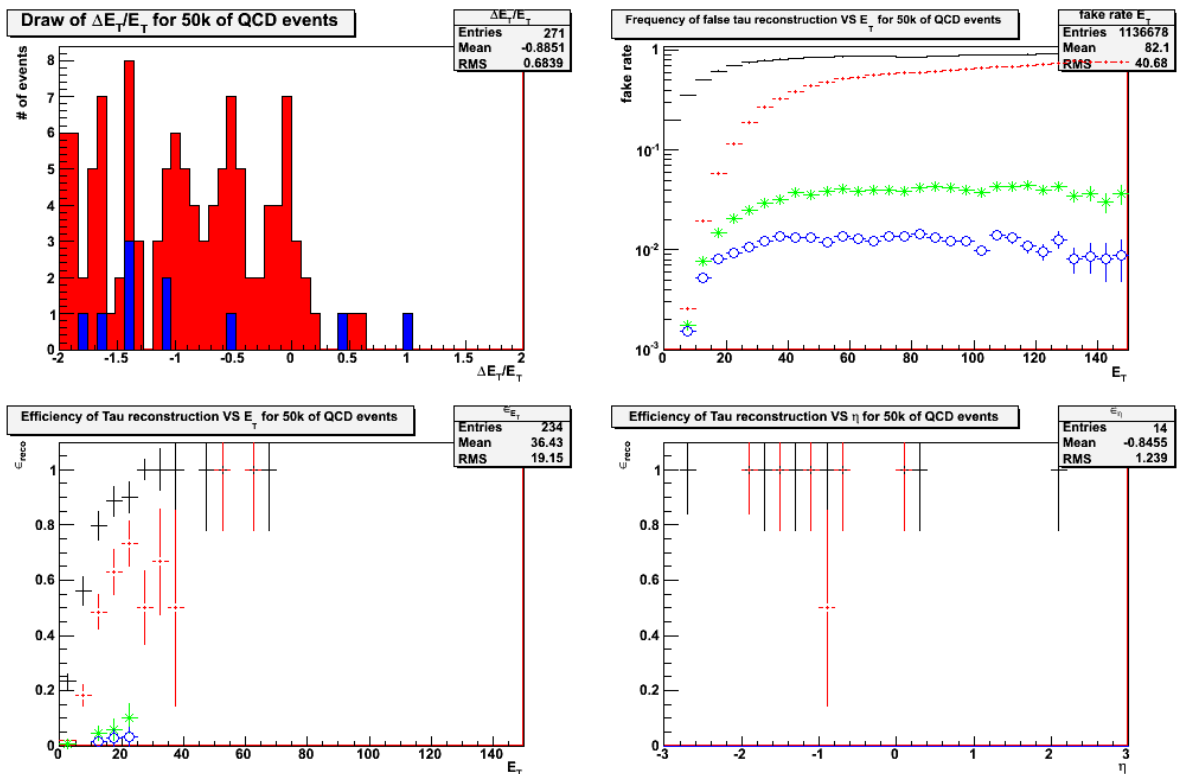
● Histogrammes des événements $Z \rightarrow \tau\tau$



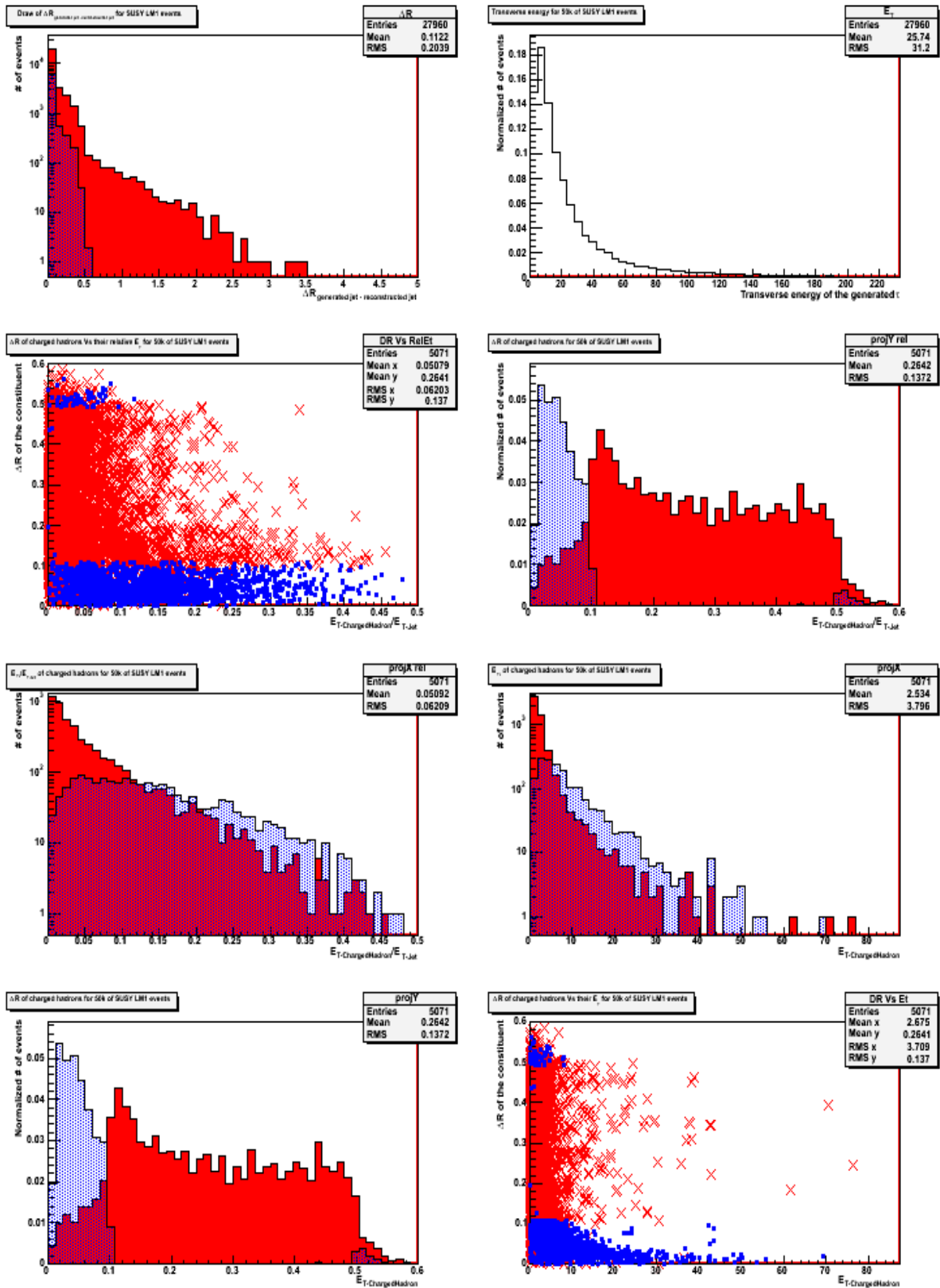
Identification des leptons tau via une désintégration hadronique



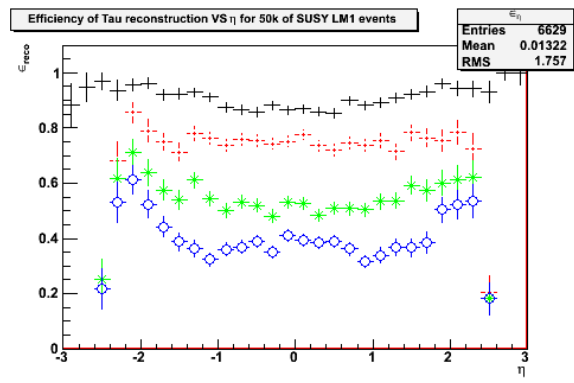
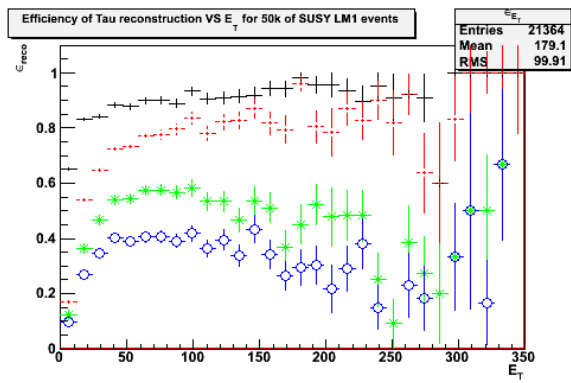
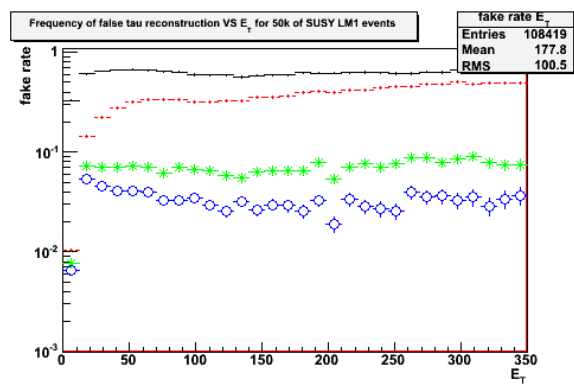
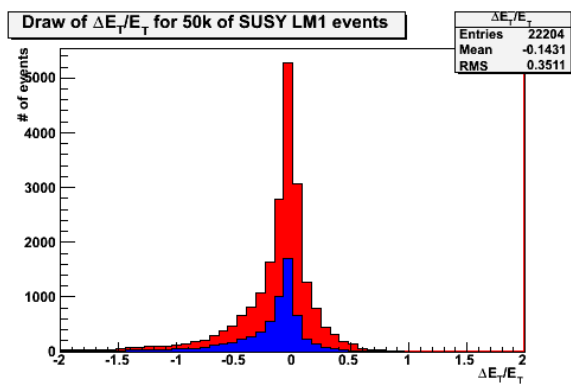
● Histogrammes des événements QCD



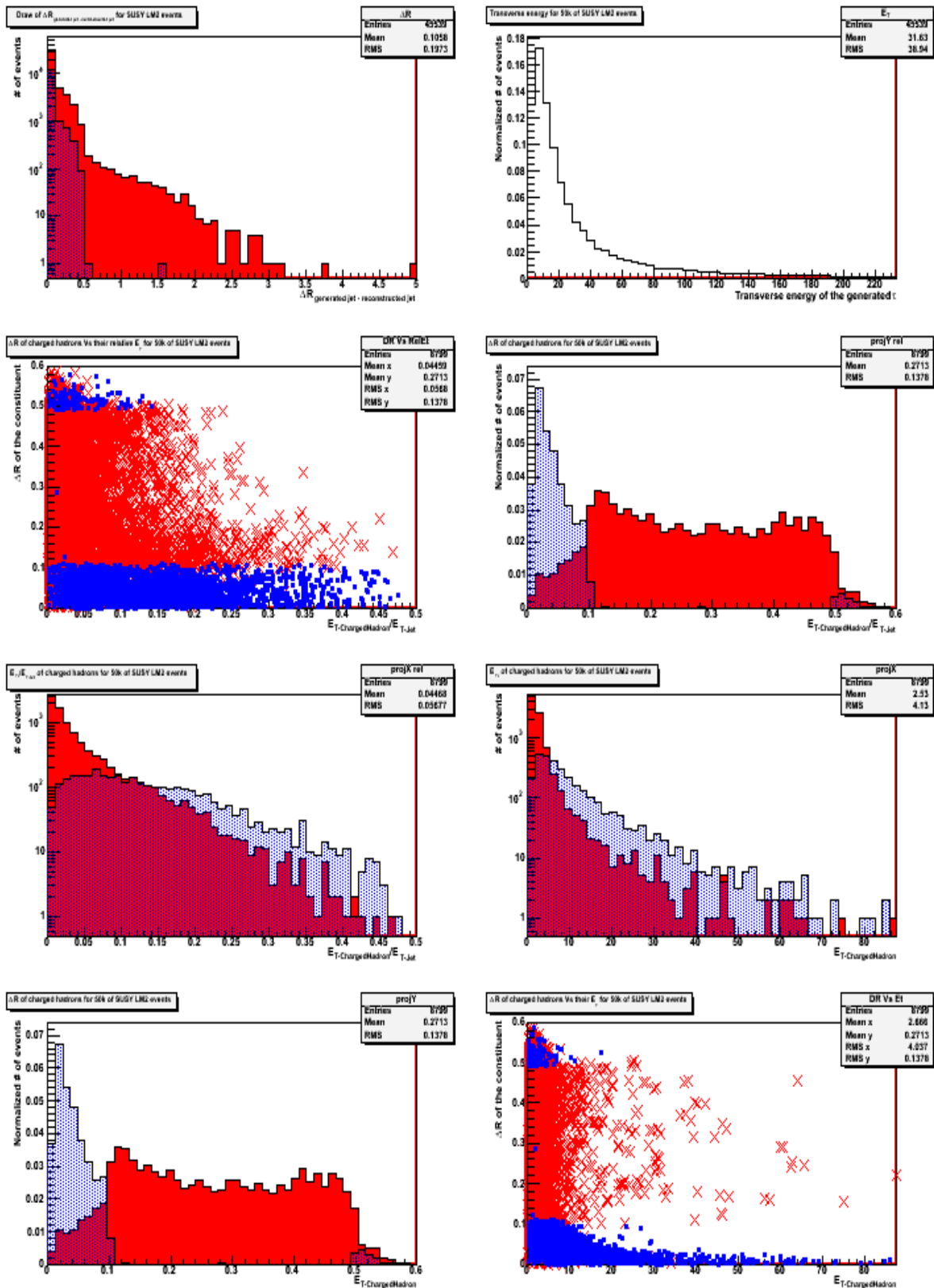
● Histogrammes des événements SUSY LM1



Identification des leptons tau via une désintégration hadronique



● Histogrammes des événements SUSY LM2



Identification des leptons tau via une désintégration hadronique

