



Identification des leptons τ dans leurs désintégrations hadroniques et recherche de particules supersymétriques se désintégrant en leptons τ avec le détecteur CMS au LHC

Ludovic Houchu

Sous la direction de
M. Ulrich Goerlach

Soutenance de thèse - le 16 juin 2008

Plan

- Introduction
 - Le Modèle Standard, la Supersymétrie
 - Le LHC et l'expérience CMS
- Reconstruction et Identification des jets hadroniques de leptons τ
- Contrôle de l'Énergie Transverse Manquante dans les événements QCD
- Recherche de particules supersymétriques se désintégrant en leptons τ
- Conclusion

Le Modèle Standard

- union de la Théorie Quantique Électrofaible et de la Chromodynamique Quantique,
- son groupe de symétrie locale :

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y ,$$

réunit les groupes pour les différentes interactions traitées.

- secteur fermionique

		3 générations			
<i>quarks</i>	$Q_{\alpha L}^i = \begin{pmatrix} U_{\alpha}^i \\ D_{\alpha}^i \end{pmatrix}_L$	$= \begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L$,	$\begin{pmatrix} c^i \\ s^i \end{pmatrix}_L$,	$\begin{pmatrix} t^i \\ b^i \end{pmatrix}_L$,	$\dots \quad (\underline{3}, \underline{2}, 1/3)$
	$U_{\alpha R}^i$	$= u_{iR}$,	c_{iR} ,	t_{iR} ,	$\dots \quad (\underline{3}^*, \underline{1}, 4/3)$
	$D_{\alpha R}^i$	$= d_{iR}$,	s_{iR} ,	b_{iR} ,	$\dots \quad (\underline{3}^*, \underline{1}, -2/3)$
<i>leptons</i>	$L_{\alpha L}$	$= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$,	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu} \\ \mu \end{pmatrix}_L$,	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau} \\ \tau \end{pmatrix}_L$,	$\dots \quad (\underline{1}, \underline{2}, -1)$
	$E_{\alpha R}$	$= e_R$,	μ_R ,	τ_R ,	$\dots \quad (\underline{1}, \underline{1}, -2)$

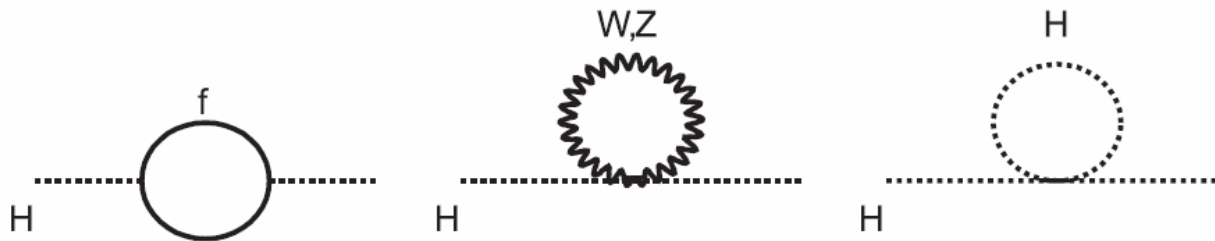
- secteur de jauge

<i>gluons</i>	G_{μ}^a	$(\underline{8}, \underline{1}, 0)$	$SU_c(3)$	g_s ,
<i>intermediate weak bosons</i>	W_{μ}^i	$(\underline{1}, \underline{3}, 0)$	$SU_L(2)$	g ,
<i>abelian boson</i>	B_{μ}	$(\underline{1}, \underline{1}, 0)$	$U_Y(1)$	g' ,

- secteur du Higgs

$H = \begin{pmatrix} H^0 \\ H^- \end{pmatrix}$	$(\underline{1}, \underline{2}, -1)$,
--	--

- Son grand succès : grand pouvoir prédictif, en accord avec les résultats d'expériences (notamment : Théorie Quantique Électrofaible en accord à mieux que 0,1 %)
- Boson de Higgs, responsable de la brisure de symétrie électrofaible, pas encore observé → une des ambitions du LHC
 - problème de “naturalité” auquel conduit le mécanisme de Higgs : divergence quadratique de la masse au carré du boson de Higgs due aux couplages de fermions et de bosons au champ de Higgs,



- Modèle contient un nombre important (19) de paramètres libres.

La théorie de la Supersymétrie

- Extension de l'algèbre de Poincaré

- Principe

$$Q|boson\rangle = |\textit{fermion}\rangle \quad , \quad Q|\textit{fermion}\rangle = |boson\rangle.$$

avec Q , opérateur fermionique qui modifie le spin des états par pas de $\frac{\hbar}{2}$.

→ partenaire supersymétrique à chaque particule ayant une même masse

- Intérêts

- permet de résoudre le problème de naturalité : les termes quadratiques des corrections quantiques à la masse au carré du boson de Higgs dues aux fermions et à leurs partenaires supersymétriques bosoniques s'annulent,
- permet l'unification des constantes de couplage de jauge.

- Supersymétrie brisée → nécessaire pour justifier que les particules supersymétriques ont des masses plus élevées que leurs partenaires standards.

- Modèle **MSSM** (pour Minimal Super-symmetric Standard Model)

- plus simple extension supersymétrique du Modèle Standard,

contenu en champs

- supermultiplets chiraux

Names		spin 0	spin 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
squarks, quarks (×3 families)	Q	$(\tilde{u}_L \tilde{d}_L)$	$(u_L d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	\bar{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	\bar{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
sleptons, leptons (×3 families)	L	$(\tilde{\nu} \tilde{e}_L)$	(νe_L)	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	\bar{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs, higgsinos	H_u	$(H_u^+ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
	H_d	$(H_d^0 H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

- supermultiplets vecteurs

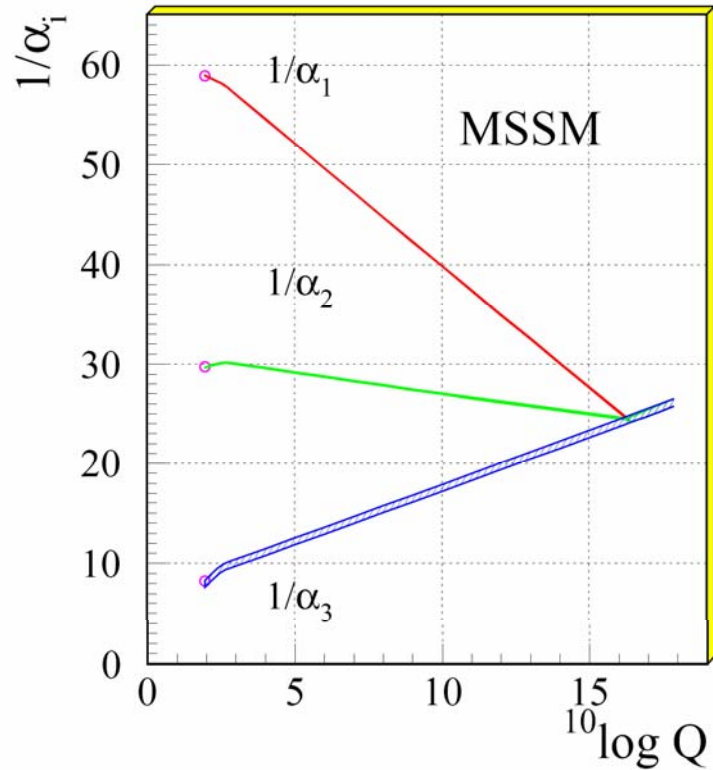
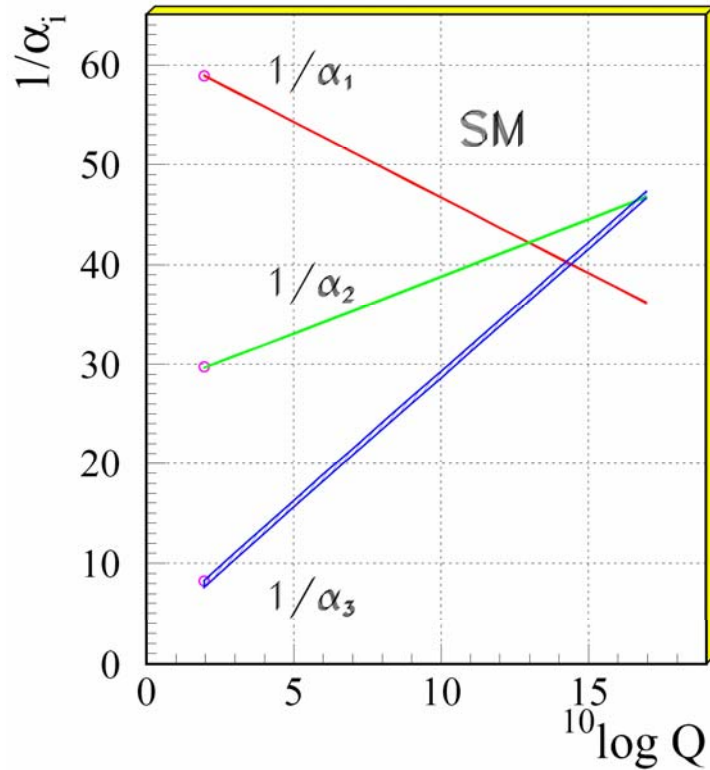
Names	spin 1/2	spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
gluino, gluon	\tilde{g}	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
winos, W bosons	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, B boson	\tilde{B}^0	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Names	Spin	P_R	Gauge Eigenstates	Mass Eigenstates
Higgs bosons	0	+1	$H_u^0 H_d^0 H_u^+ H_d^-$	$h^0 H^0 A^0 H^\pm$
squarks	0	-1	$\tilde{u}_L \tilde{u}_R \tilde{d}_L \tilde{d}_R$	(same)
			$\tilde{s}_L \tilde{s}_R \tilde{c}_L \tilde{c}_R$	(same)
			$\tilde{t}_L \tilde{t}_R \tilde{b}_L \tilde{b}_R$	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_2 \tilde{b}_1 \tilde{b}_2$
sleptons	0	-1	$\tilde{e}_L \tilde{e}_R \tilde{\nu}_e$	(same)
			$\tilde{\mu}_L \tilde{\mu}_R \tilde{\nu}_\mu$	(same)
			$\tilde{\tau}_L \tilde{\tau}_R \tilde{\nu}_\tau$	$\tilde{\tau}_1 \tilde{\tau}_2 \tilde{\nu}_\tau$
neutralinos	1/2	-1	$\tilde{B}^0 \tilde{W}^0 \tilde{H}_u^0 \tilde{H}_d^0$	$\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_4^0$
charginos	1/2	-1	$\tilde{W}^\pm \tilde{H}_u^\pm \tilde{H}_d^\pm$	$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^\pm$
gluino	1/2	-1	\tilde{g}	(same)
goldstino (gravitino)	1/2 (3/2)	-1	\tilde{G}	(same)

- brisure de Supersymétrie « à la main », plusieurs mécanismes proposés,

- après brisure, 105 nouveaux paramètres libres,

Évolution avec l'échelle en énergie des inverses des constantes de couplage des interactions dans le SM et le MSSM



convergence si $\Lambda_{\text{susy}} \sim 1 \text{ TeV}$
 → accessible au LHC

Le Modèle MSSM

- Symétrie supplémentaire discrète, **R-parité**,

- quantité R_p :

$$R_p = (-1)^{L+3B+2s}$$

particules du MS : $R_p = +1$

particules supersymétriques : $R_p = -1$

- parité R conservée induit :
 - la stabilité de la particule supersymétrique la plus légère (LSP, candidat favori pour la Matière Noire),
 - la production par paire de particules supersymétriques, lors de l'interaction primaire.

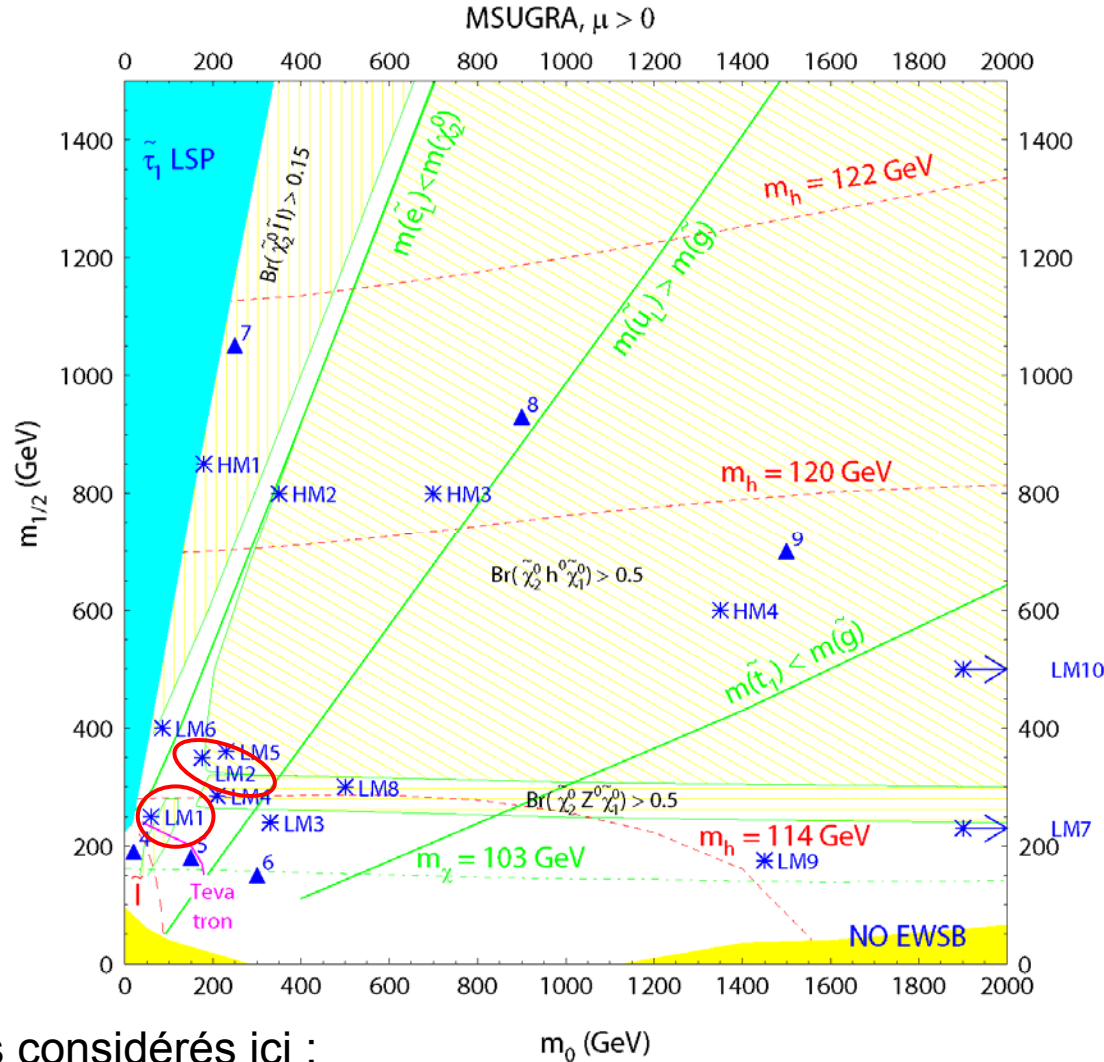
Le Modèle MSSM

- parmi différents mécanismes de brisure de Supersymétrie :

modèle **mSUGRA** (pour minimal Supergravity)

- brisure de Supersymétrie générée à l'échelle de Planck,
- médiation réalisée par le biais de l'interaction gravitationnelle,
- 5 paramètres libres :
 - masse commune m_0 des particules scalaires à l'échelle de Grande Unification,
 - masse commune $m_{1/2}$ des gauginos à l'échelle de Grande Unification,
 - valeur commune A_0 des couplages trilineaires à l'échelle de Grande Unification,
 - $\tan\beta$, rapport des valeurs dans le vide des deux doublets de champs de Higgs,
 - signe du terme μ de mélange de masse du potentiel de Higgs.

- Points d'étude Low Mass et High Mass dans l'espace $(m_0, m_{1/2})$ de mSUGRA choisis par la collaboration CMS



QCD

gg	\rightarrow	$\tilde{g}\tilde{g}$,
gq	\rightarrow	$\tilde{g}\tilde{q}_i$,
$q\bar{q}$	\rightarrow	$\tilde{g}\tilde{g}$,
qq	\rightarrow	$\tilde{q}_i\tilde{q}_j$,

↑
principalement par

- 2 points considérés ici :

LM2 ($m_{1/2}=350\text{GeV}/c^2$, $m_0=185\text{GeV}/c^2$, $A_0=0$, $\tan\beta=35$, $\text{sign}(\mu)=+$) $\rightarrow \sigma_{\text{attendu}} = 7,38 \text{ pb}$,

LM1 ($m_{1/2}=250\text{GeV}/c^2$, $m_0=60\text{GeV}/c^2$, $A_0=0$, $\tan\beta=10$, $\text{sign}(\mu)=+$) $\rightarrow \sigma_{\text{attendu}} = 49,00 \text{ pb}$

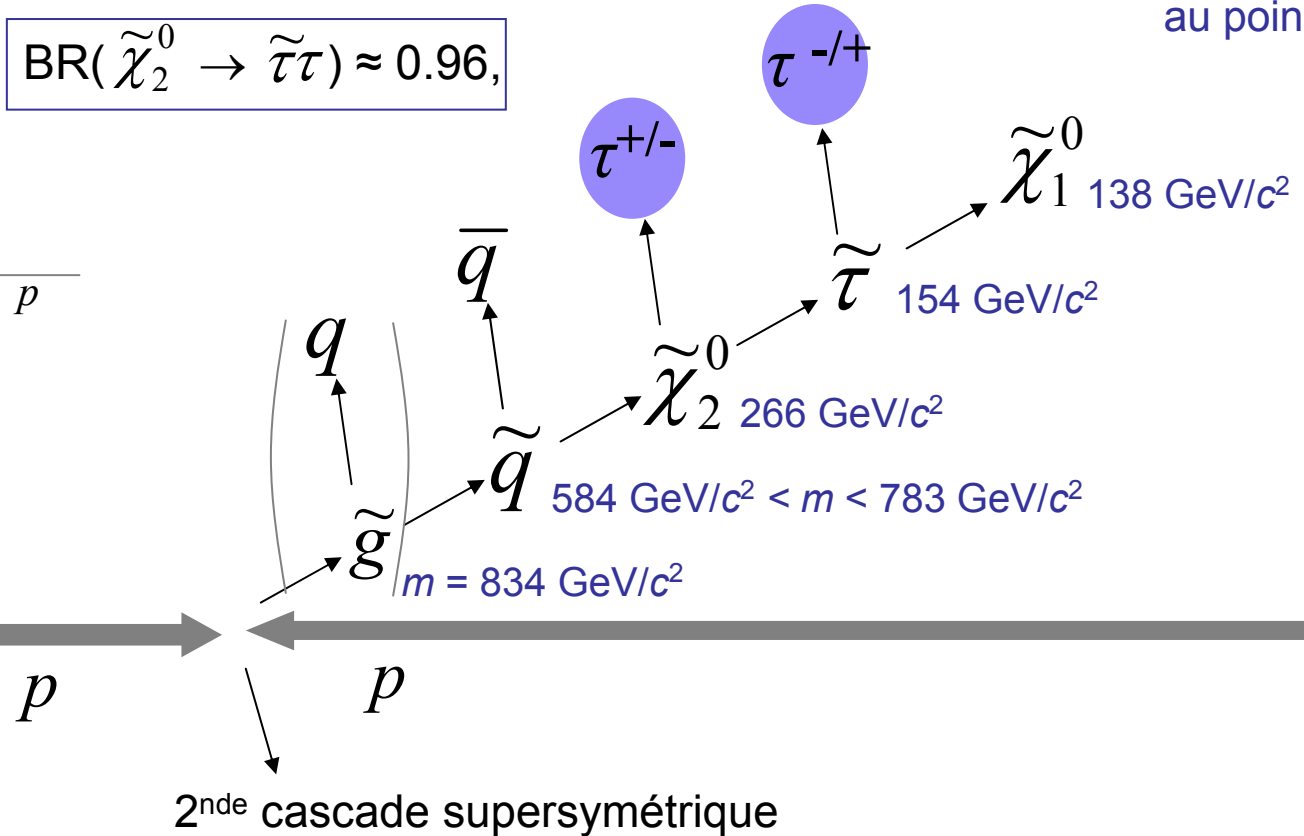
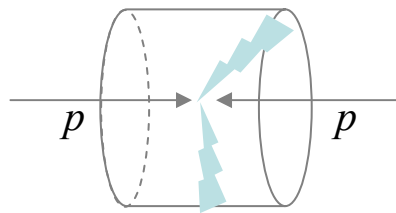
\rightarrow points de basses masses, grandes sections efficaces,

accessibles dans les premières données des collisions pp au LHC

Caractéristiques des événements supersymétriques étudiés

au point LM2

$$\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}\tau) \approx 0.96,$$



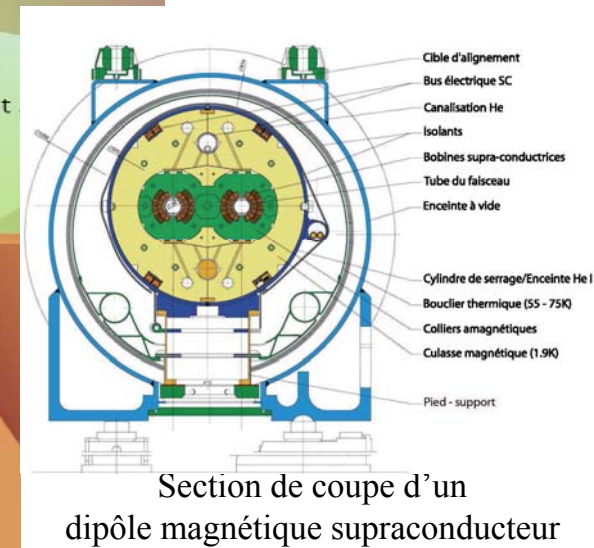
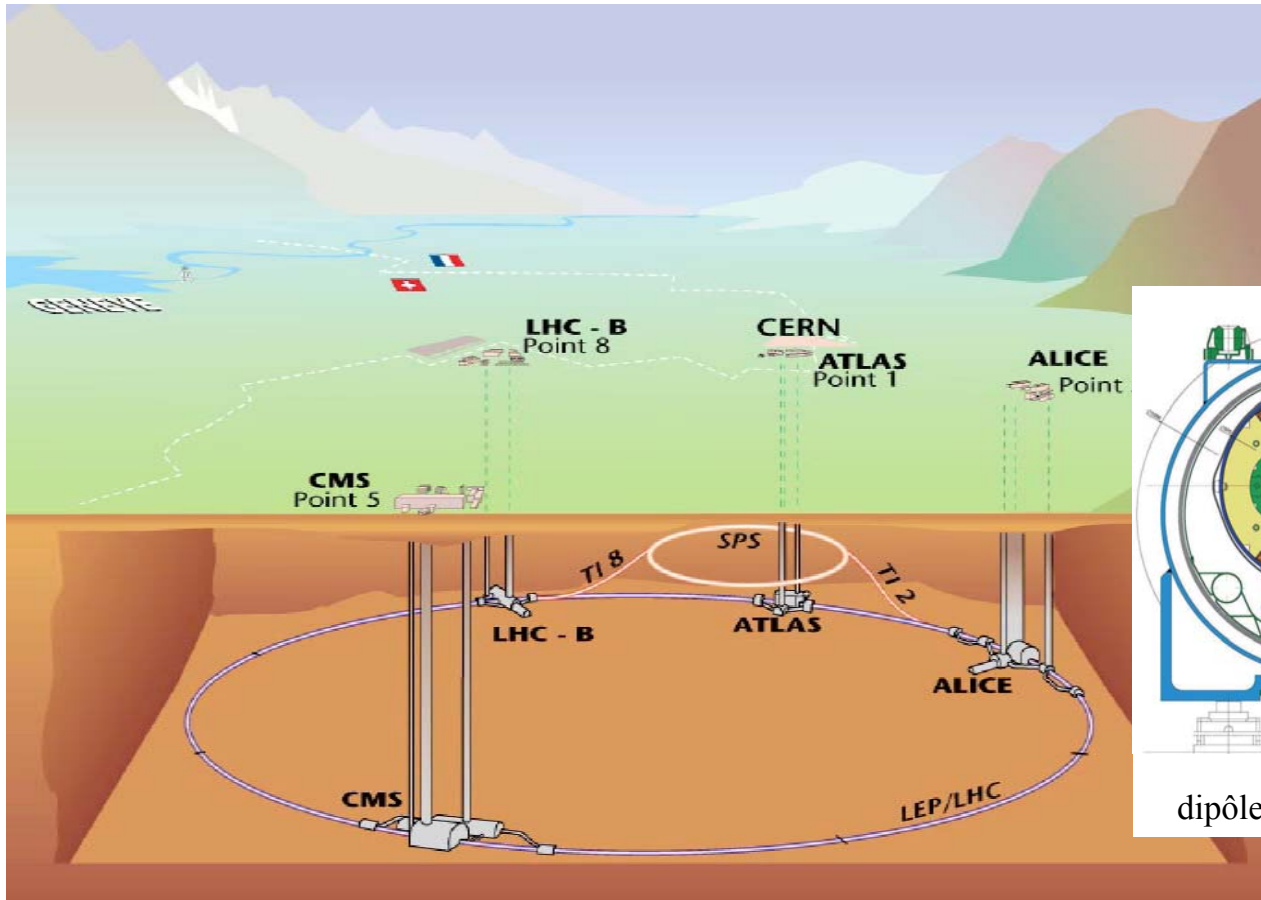
• Motivation : clarté de la signature expérimentale des événements contenant une cascade d'intérêt :

- présence d'une énergie transverse manquante MET importante (due essentiellement aux deux $\tilde{\chi}_1^0$ s'échappant du détecteur)
- présence d'au moins deux jets de quarks de grande énergie transverse
- présence d'au moins deux leptons τ de charges opposées.

$$\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}l \quad \text{— à grand } \tan\beta \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}\tau$$

Le collisionneur LHC du CERN

- collisions principalement de protons
 - $E_{CM} = 14 \text{ TeV}$ (except. en 2008 : 10 TeV),
 - $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (démarrage : $10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$),
 - $f = 40 \text{ MHz}$
- 4 expériences principales,
- 1^{ères} données prévues en 2008.



Le détecteur CMS

le détecteur C.M.S.:

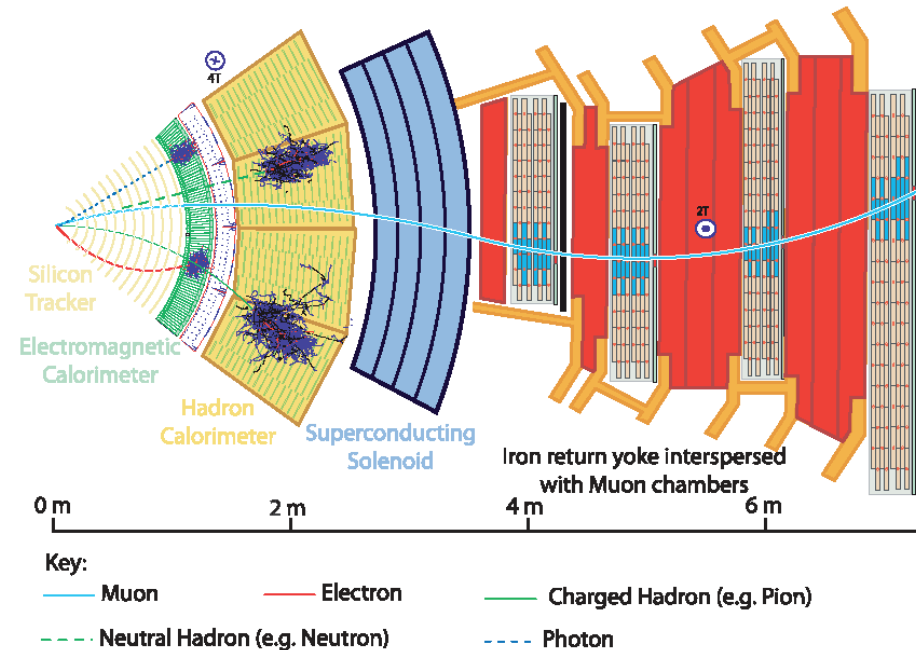
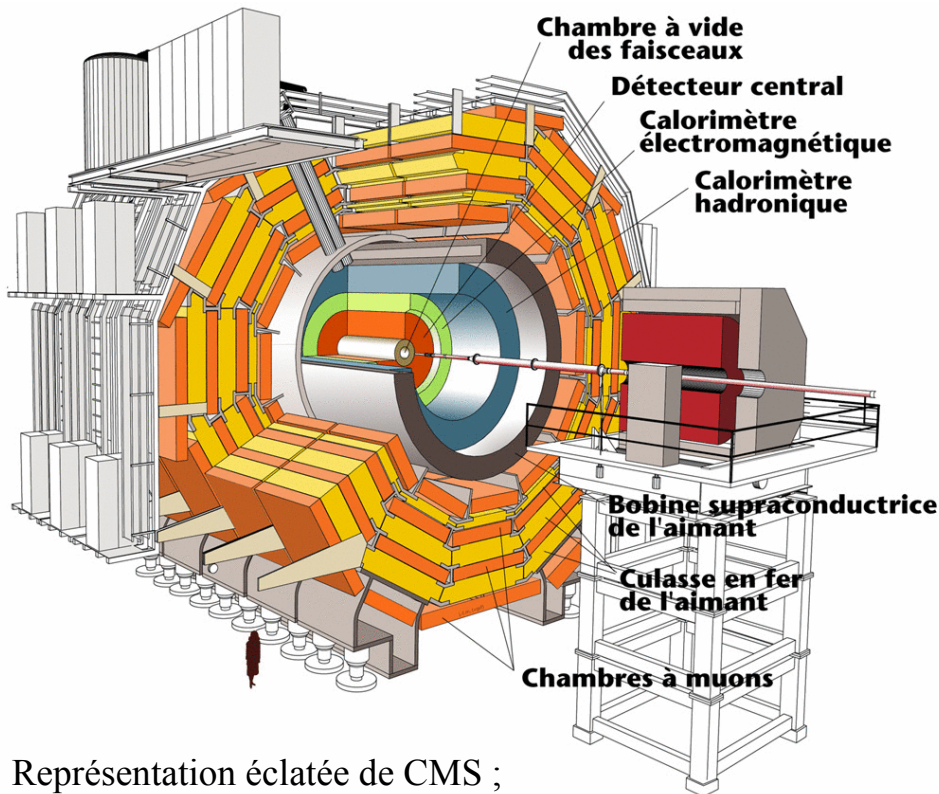
- grand champ magnétique à l'intérieur du solénoïde supraconducteur (4T)

- trajectomètre tout Si $\frac{\delta p_T}{p_T} \approx 0,015\% \times p_T[\text{GeV}/c] \oplus 0,5\%$ pour des traces isolées, $|\eta| < 1,6$

- calorimètre électromagnétique en cristaux de $PbWO_4$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,129}{E[\text{GeV}]} \oplus \frac{2,93\%}{\sqrt{E}[\text{GeV}]} \oplus 0,40\%$$

- chambres à muons → déclenchement de niveau 1 sur les muons



Représentation éclatée de CMS ;
poids : 12 500 t, longueur : 21,5 m, diamètre : 15 m.

Partie de tranche de CMS

Reconstruction et Identification des jets hadroniques de leptons τ

Le lepton tau

- seul lepton à pouvoir se désintégrer hadroniquement
 - principaux canaux de désintégration

type	désintégration de τ	rapport d'embranchement
leptonique	$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17,8 %
	$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17,4 %
hadronique	$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	11,1 %
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25,5 %
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	9,3 %
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	9,3 %
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	4,7 %

1 particule chargée
45,9 %

3 particules chargées
12,0 %

source P.D.G.

- On considère qu'un électron (muon) produit lors de la désintégration leptonique du tau est difficilement différencié d'un électron (muon) direct.

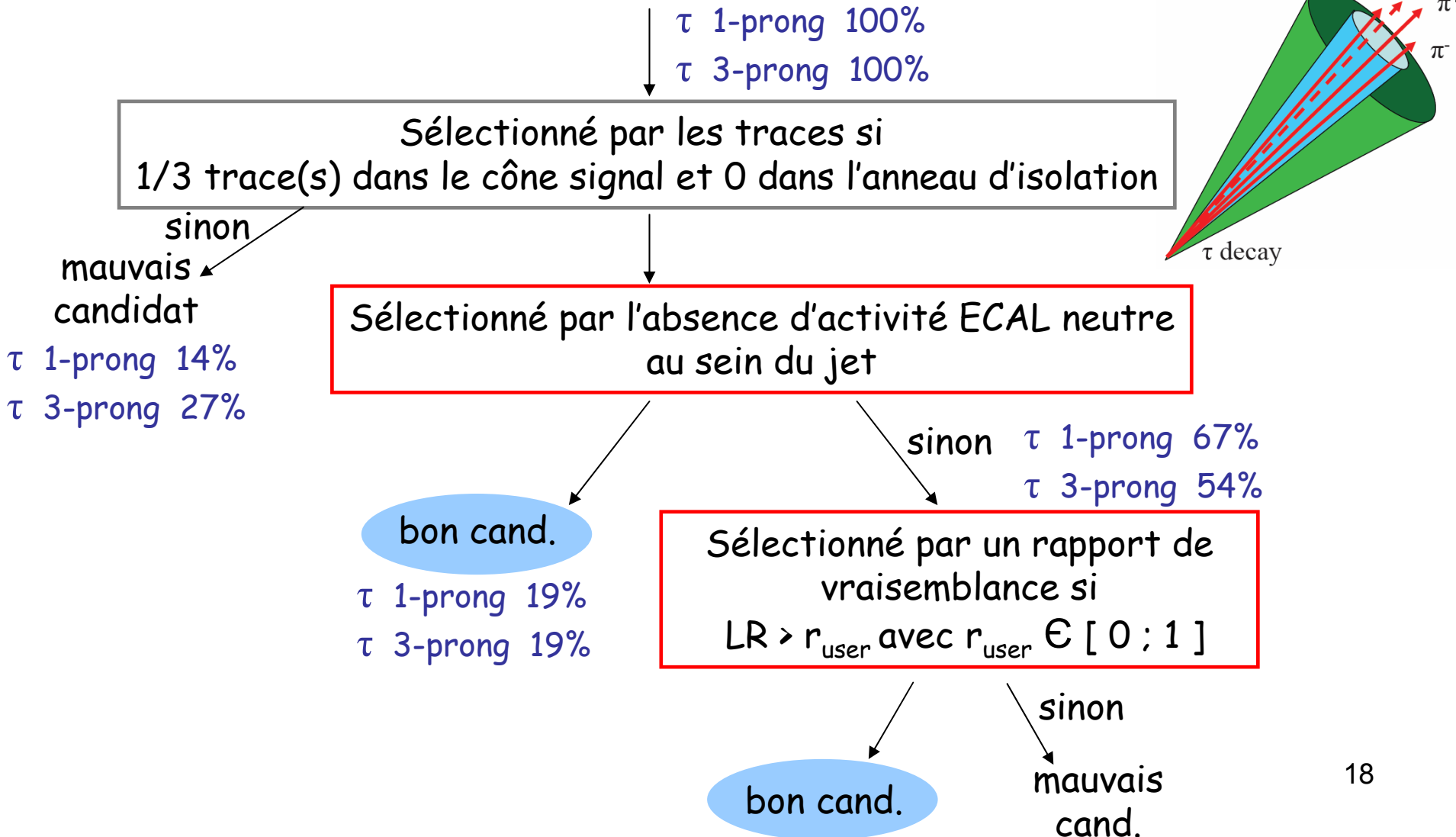
Le lepton tau

- plusieurs canaux de désintégrations envisagés au LHC contenant des τ :
 - dans un cadre de la Supersymétrie, au sein des cascades de désintégrations $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau^\pm \tilde{\tau}^\mp \rightarrow \tau^\pm \tau^\mp \tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^\pm \rightarrow \nu_\tau \tilde{\tau}^\pm \rightarrow \nu_\tau \tau^\pm \tilde{\chi}_1^0$,
 - lors de la désintégration d'un boson de Higgs
 - du Modèle Standard, de basse masse ($\sim 120 \text{ GeV}/c^2$), produit par fusion de bosons vecteurs, $h^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$,
 - du MSSM, $H^0/A^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ et $\tilde{H}^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$.

- Au LHC, les jets hadroniques issus de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon sont des objets pouvant ressembler aux jets hadroniques de tau.
- A été développée durant cette thèse une **méthode de discrimination entre jets hadroniques de tau et jets de quark ou de gluon** basée sur les particularités suivantes des premiers :
 - l'étroitesse (angle d'ouverture limité par m_τ / E_τ),
 - la faible multiplicité en particules chargées,
 - la faible multiplicité en π^0 / γ , leur faible somme énergétique comparée à celle des particules chargées,
 - le temps de vol non négligeable du τ ($c\tau = 87,11 \mu\text{m}$).

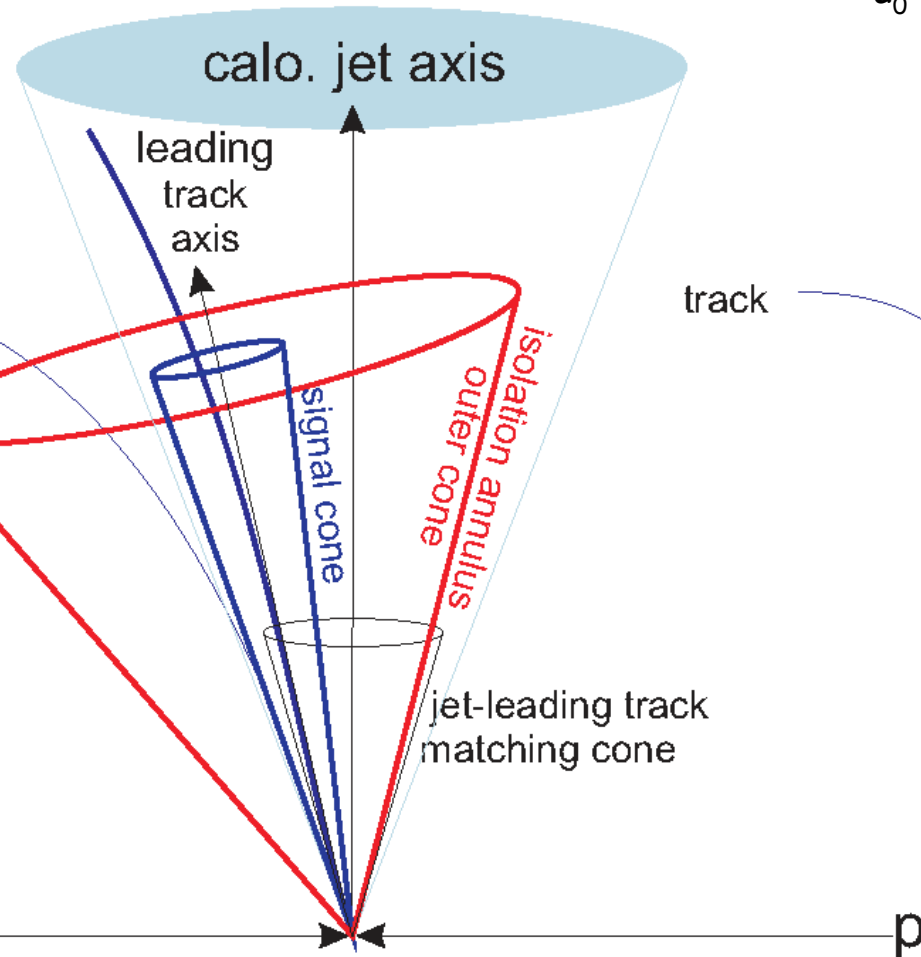
Schéma de sélection des candidats jets hadroniques de τ reconstruits

- Objet de départ pour la reconstruction d'un candidat jet hadronique de τ : un jet calorimétrique auquel est associée, par un écartement faible, au moins une trace reconstruite.



Étape 1 – sélection par les traces

Seulement considérées les traces rec. avec $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ et $d_0 < 0,05 \text{ cm}$,



On demande :

- une trace principale ($P_T > 6 \text{ GeV}/c$) à l'intérieur d'un cône $\Delta R = 0,1$ autour de l'axe du jet,
- 0 trace à l'intérieur d'un anneau d'isolation autour de la trace principale,
- 1 ou 3 trace(s) à l'intérieur d'un cône signal autour de la trace principale

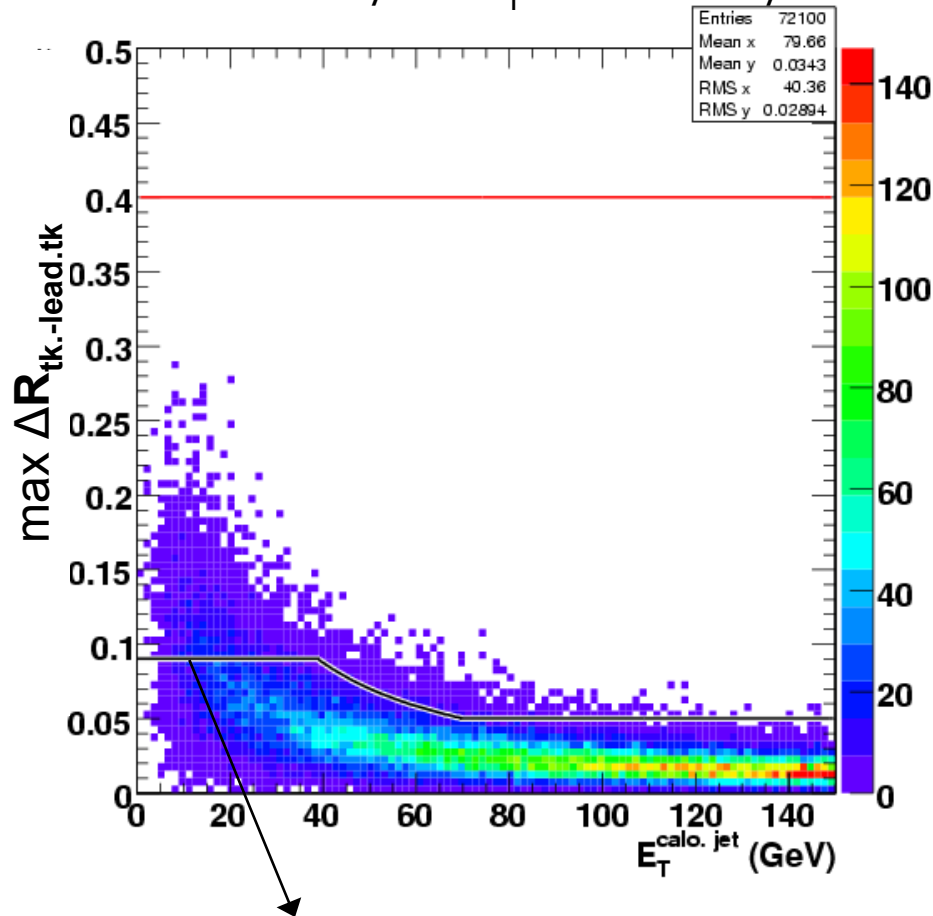
$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$$

avec :

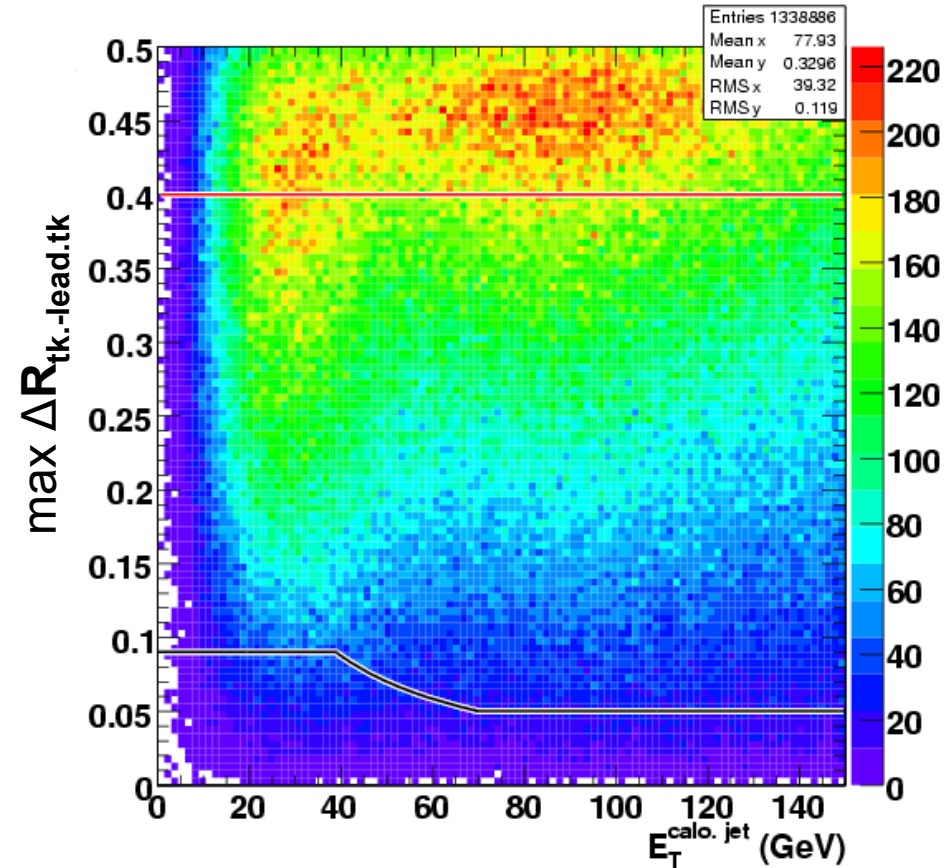
- $\Delta\phi$ l'angle azimutal entre les deux axes,
- $\Delta\eta$ leur diff. de pseudorapidité.

On choisit une taille du cône signal dépendante de l' E_T du jet calo (CDF). ➡

2 taus dos-à-dos *isolés*,
 $20 \text{ GeV}/c < P_T < 420 \text{ GeV}/c$



QCD 2 jets hadroniques



— $\Delta R_{\text{signal}} = \min\left(0,09, \frac{3,5}{E_T^{\text{calo.jet}}}\right)$ grande $E_T^{\text{calo.jet}}$, limite $\Delta R_{\text{signal}} = 0,05$

— $\Delta R_{\text{isolation}} = 0,4$

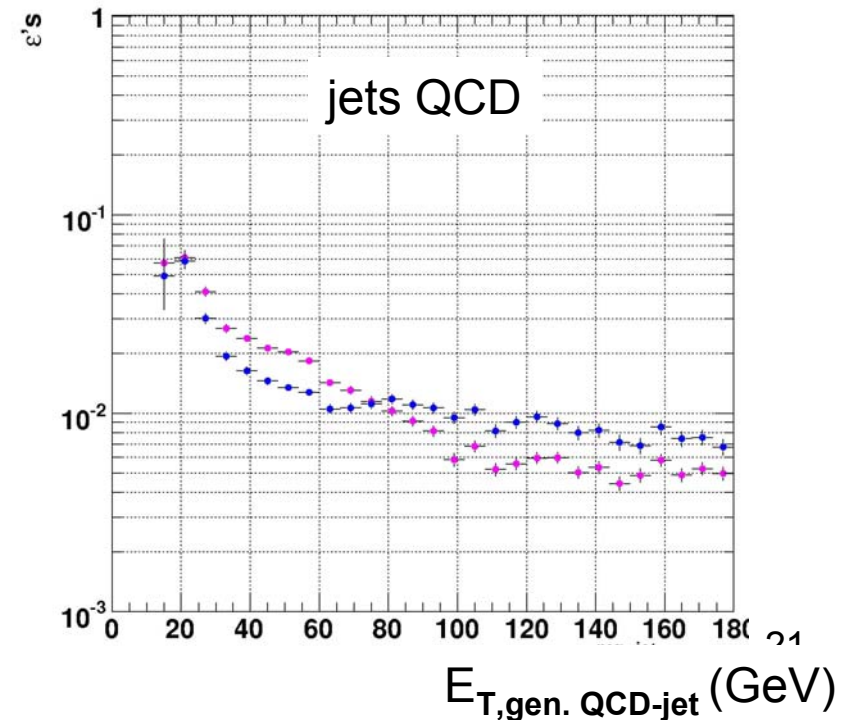
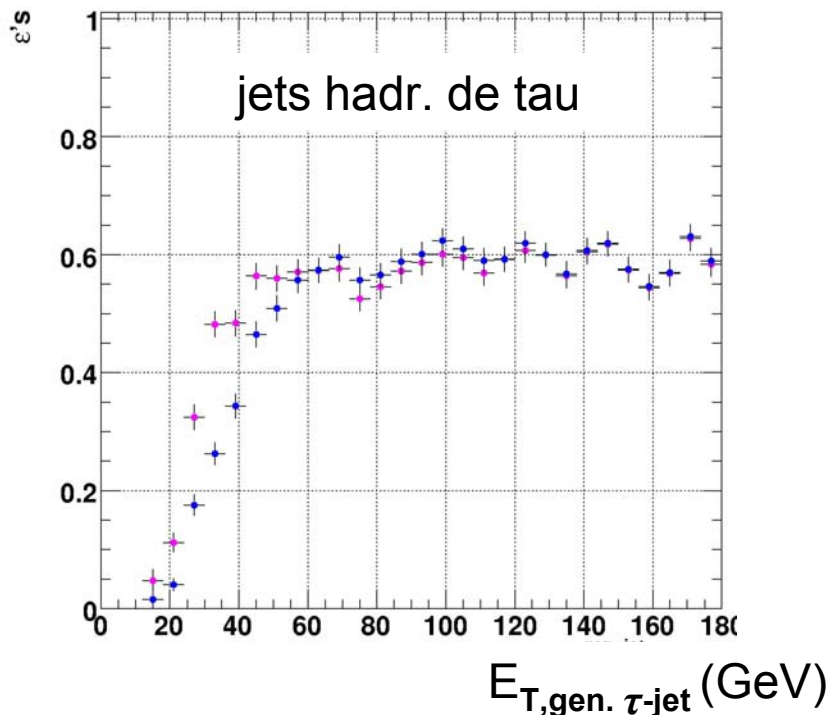
Efficacité de sélection par les traces –cône signal de taille fixe / variable

$\epsilon_{\tau\text{-jets}}$ est l'efficacité de sélection par les traces
des jets calo.* identifiés à des jets hadr. de τ gén.

$\epsilon_{\text{QCD-jets}}$, idem excepté jets QCD gén. au lieu de jets hadr. de τ gén.

* avec >1 trace rec. à l'intérieur d'un cône de taille $\Delta R = 0,5$ autour de son axe

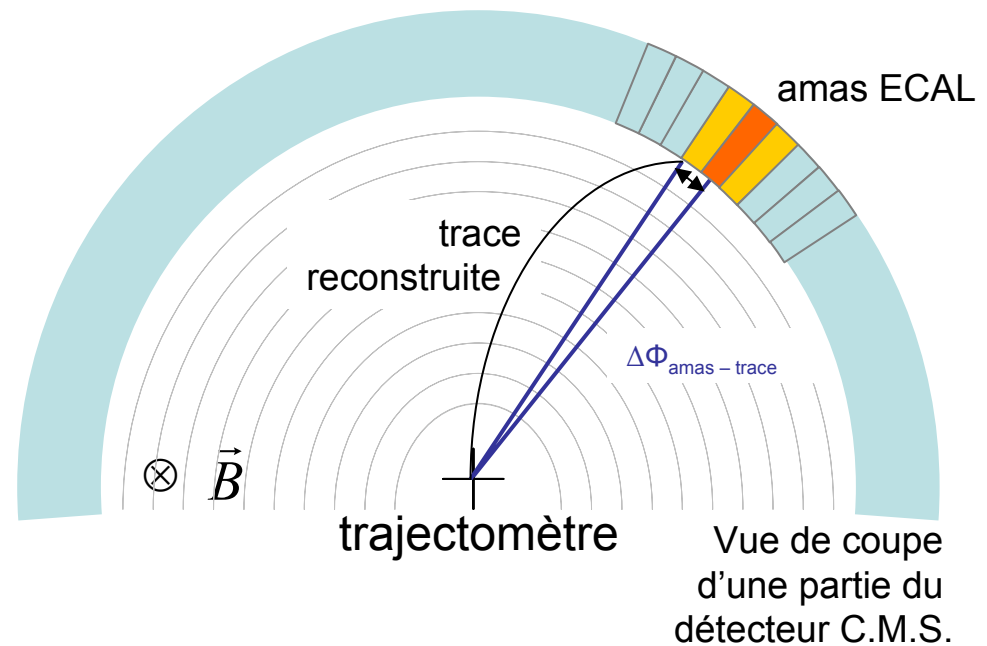
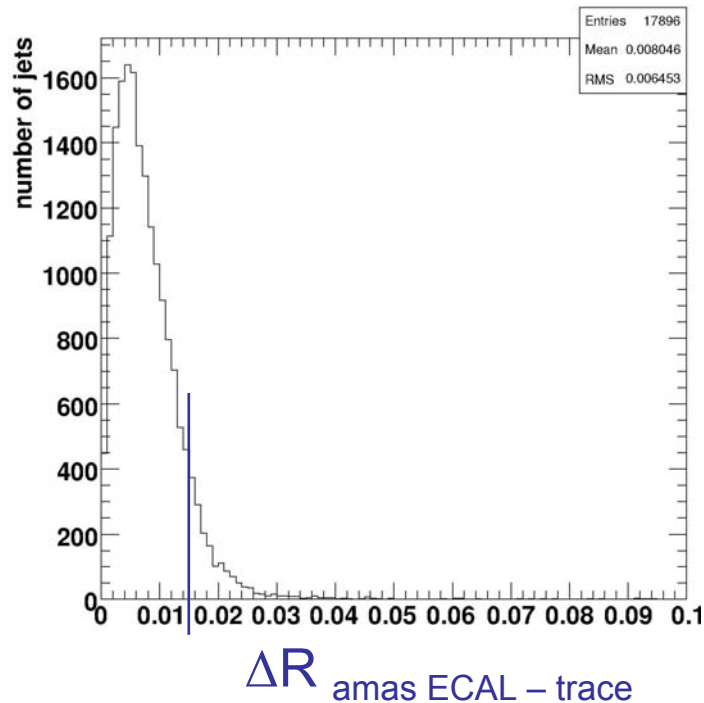
- reco. du jet calo. + sélection par les traces avec taille 0,07 du cône signal
- reco. du jet calo. + sélection par les traces avec taille variable du cône signal



Reconstruction des γ / π^0 à l'intérieur des jets de particules

- considérons les amas ECAL issus de l'algo. **Island**, à $E > 1$ GeV, et à l'intérieur d'un cône de taille $\Delta R = 0,45$ autour de l'axe du jet,
- propageons les traces rec. associées au jet à la surface intérieure du ECAL
- comparons les directions des amas ECAL aux directions des points d'impact trace-surf. ECAL

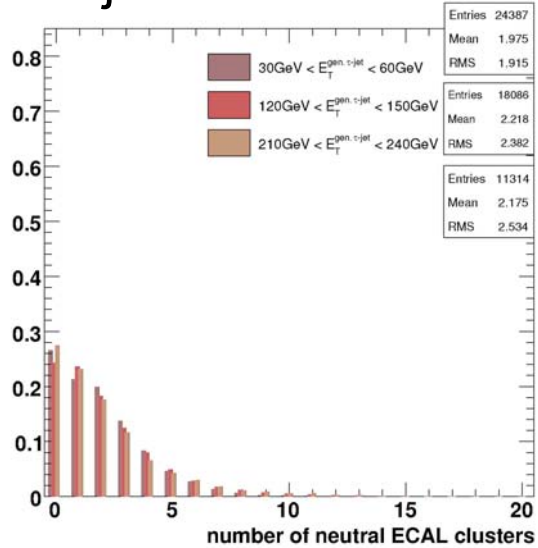
cas : jet calo. identifié à $\tau^{+/-} \rightarrow \pi^{+/-} \bar{\nu}_\tau$ gén.,
et auquel sont associés 1 trace et 1 amas ECAL



Condition d'association entre une trace et un amas ECAL : $\Delta R < 0,015$ trace prop. – amas
Un amas neutre n'est associé à aucune trace.

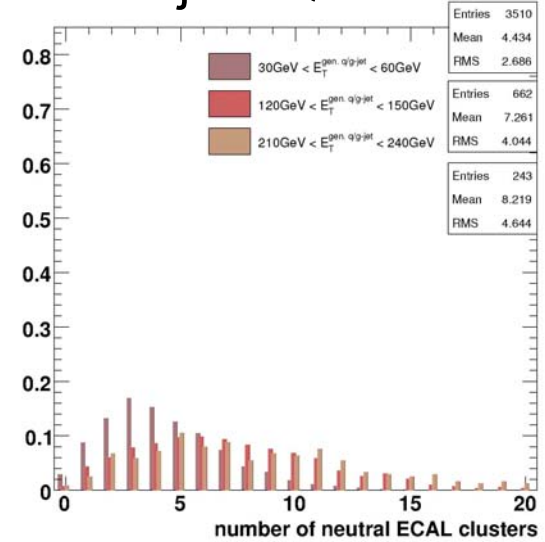
- Étape 2 : les candidats jets de tau qui ne contiennent pas d'activité ECAL neutre sont sélectionnés, les autres seront traités par le rapport de vraisemblance.

jets hadr. de tau

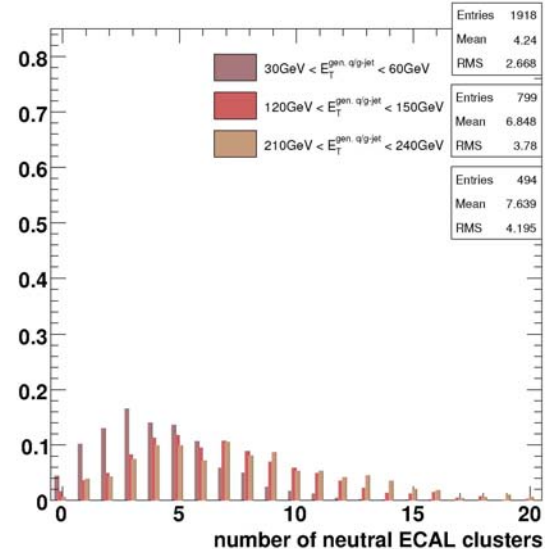
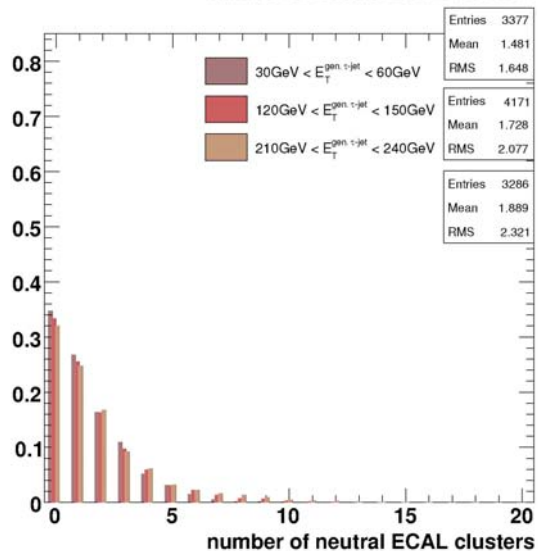


1 trace signal

jets QCD



3 traces signal



~30 % des jets hadroniques de tau sélectionnés,
 < 5 % des jets QCD sélectionnés (dépendance en E_T)

Étape 2' – sélection par le rapport de vraisemblance

appliqués sur les candidats avec >0 amas ECAL neutre(s)

● rapport de vraisemblance

$$y_L = \frac{\mathcal{L}^{\tau\text{-jet}}}{\mathcal{L}^{\tau\text{-jet}} + \mathcal{L}^{\text{qcd-jet}}}$$

$$\text{avec } \mathcal{L}^{\tau\text{-jet} / \text{qcd-jet}} = \prod_i f_i^{\tau\text{-jet} / \text{qcd-jet}}(\text{var}_i)$$

- différentes pour cas 1 trace et cas 3 traces
- définies par intervalles en E_T des jets calo.

● variables d'entrée différentes pour cas 1 trace et cas 3 traces :

- # amas ECAL neutres,
- $\Sigma E_{\text{amas neutre dans anneau d'isol.}} / (\Sigma E_{\text{amas neutre}} + \Sigma P_{\text{trace}})$,

spécifique au cas
1 trace

+

spécifique au cas
3 traces

- $\Delta R_{\text{amas neutre - trace}}$ moyen,
- signification du paramètre d'impact transverse de la trace

- signification signée de la distance de vol vtx primaire - secondaire

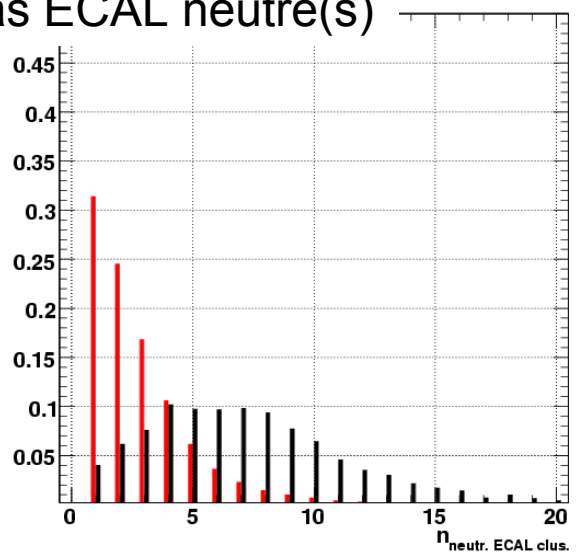
Les fonctions de densités de probabilité

cas 1 trace signal

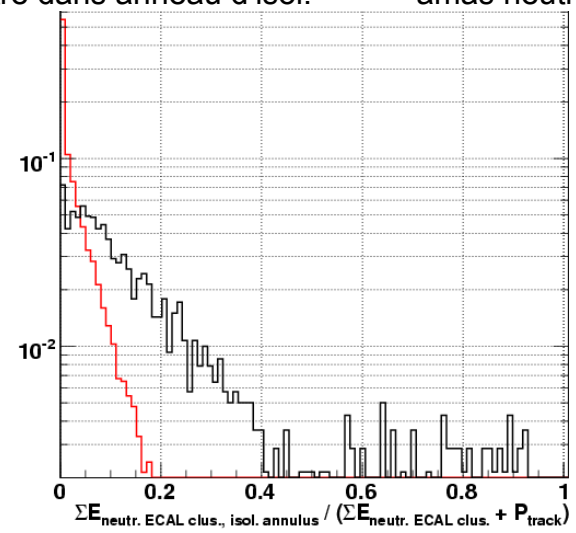
exemple pour $90 \text{ GeV} < E_{T, \text{jet cal.}} < 120 \text{ GeV}$

— jets hadr. de tau
— jets QCD

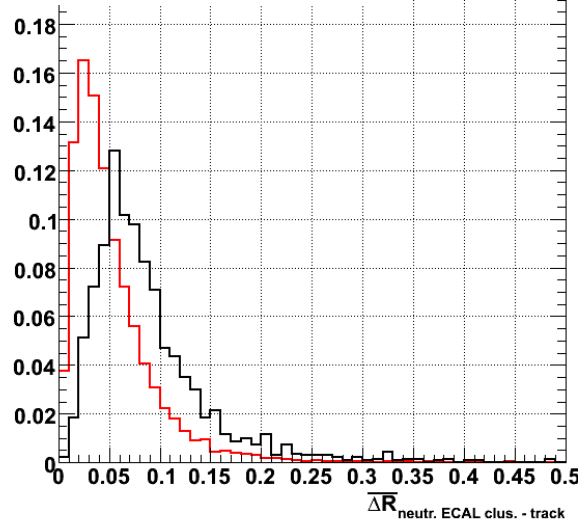
- # amas ECAL neutre(s)



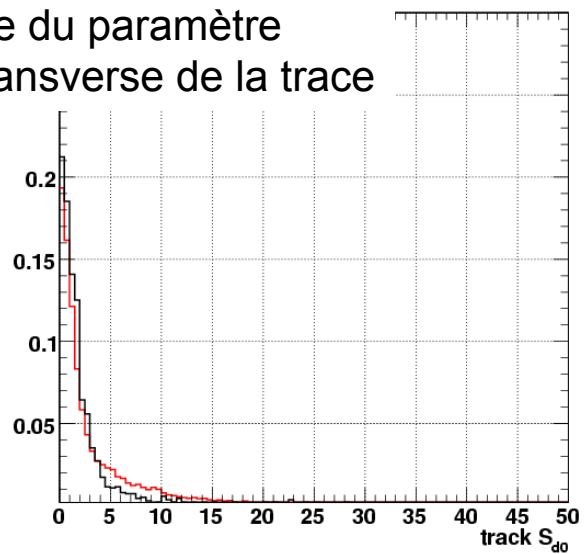
- $\Sigma E_{\text{amas neutre dans anneau d'isol.}} / (\Sigma E_{\text{amas neutre}} + \Sigma P_{\text{trace}})$



- $\Delta R_{\text{amas neutre - trace}}$ moyen



- significance du paramètre d'impact transverse de la trace



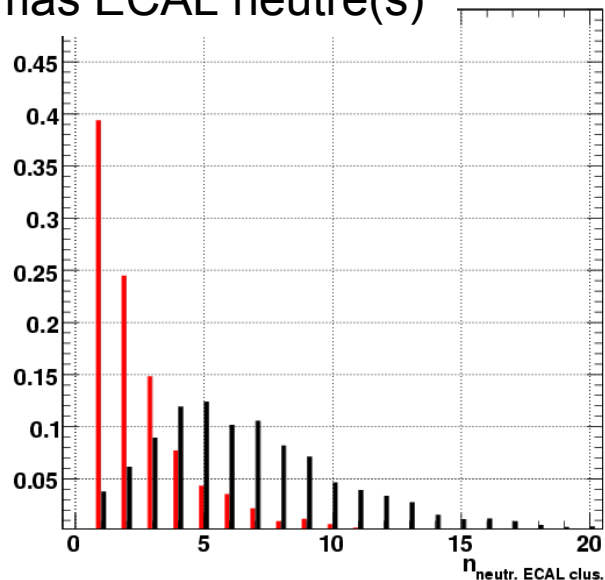
exemple pour $90 \text{ GeV} < E_{T, \text{jet calo.}} < 120 \text{ GeV}$

— jets hadr. de tau

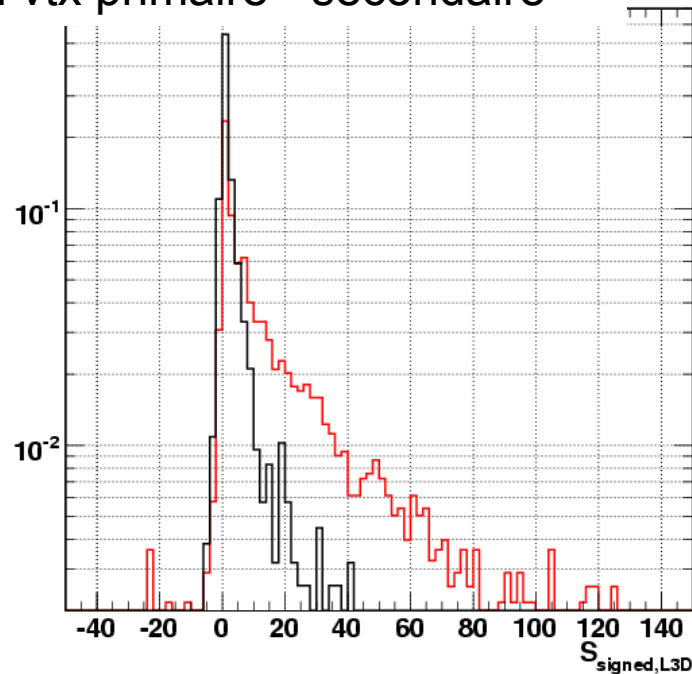
— jets QCD

cas 3 traces signal

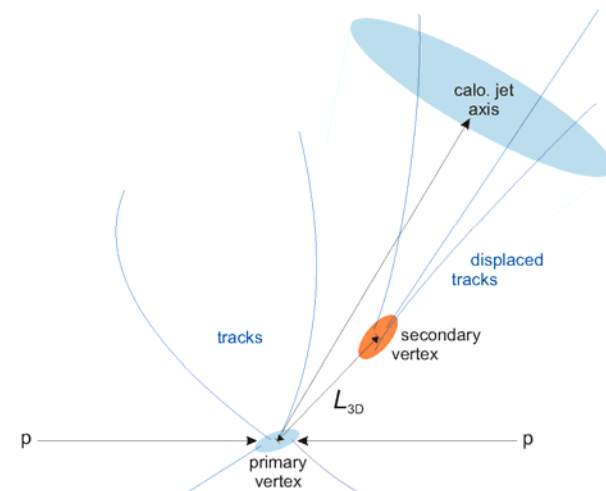
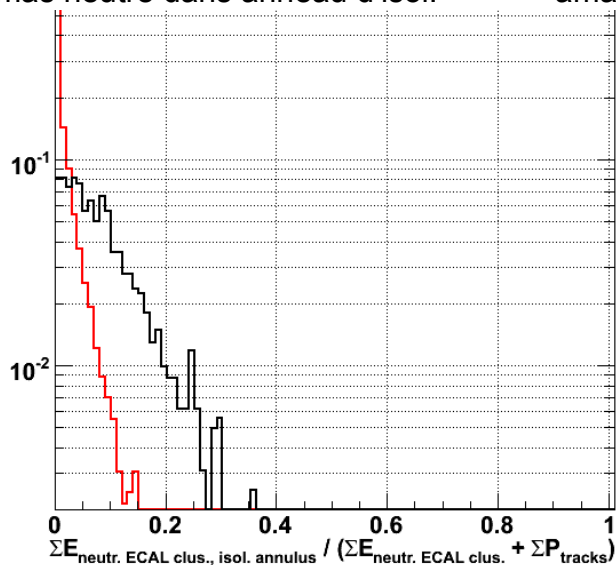
- # amas ECAL neutre(s)



- significance signée de la distance de vol vtx primaire - secondaire

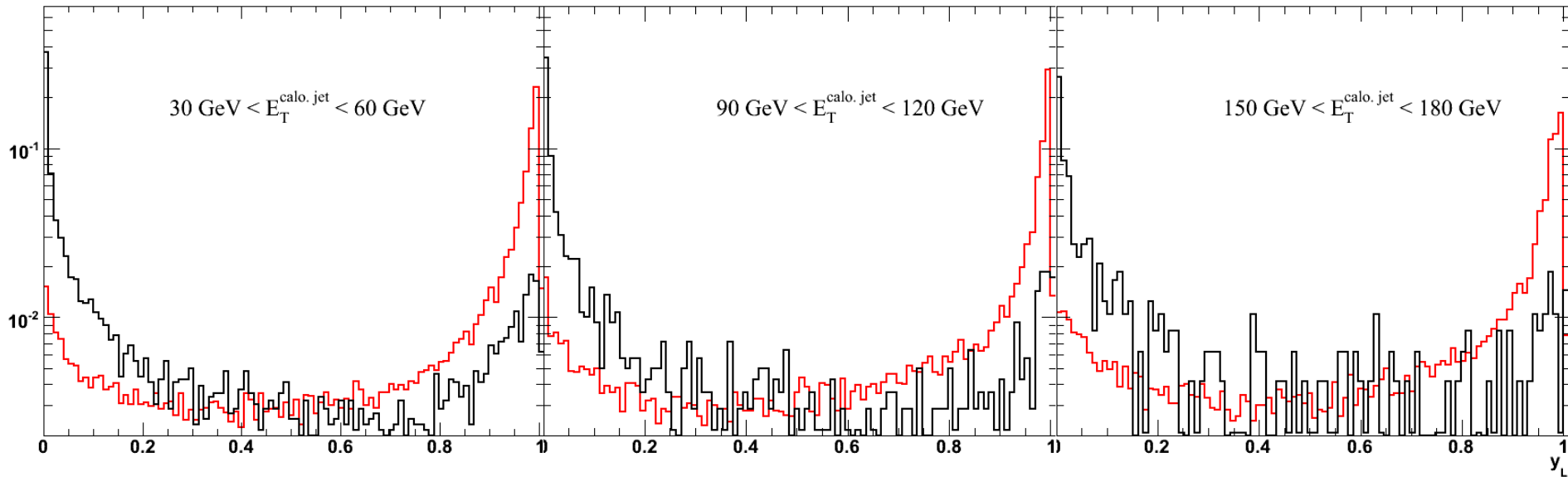


- $\frac{\sum E_{\text{amas neutre dans anneau d'isol.}}}{(\sum E_{\text{amas neutre}} + \sum P_{\text{trace}})}$



Le rapport de vraisemblance

— jets hadr. de tau
— jets QCD



$$y_L = \frac{\mathcal{L}^{\tau\text{-jet}}}{\mathcal{L}^{\tau\text{-jet}} + \mathcal{L}^{\text{qcd-jet}}}$$

avec $\mathcal{L}^{\tau\text{-jet} / \text{qcd-jet}} = \prod_i f_i^{\tau\text{-jet} / \text{qcd-jet}} (\text{var}_i)$

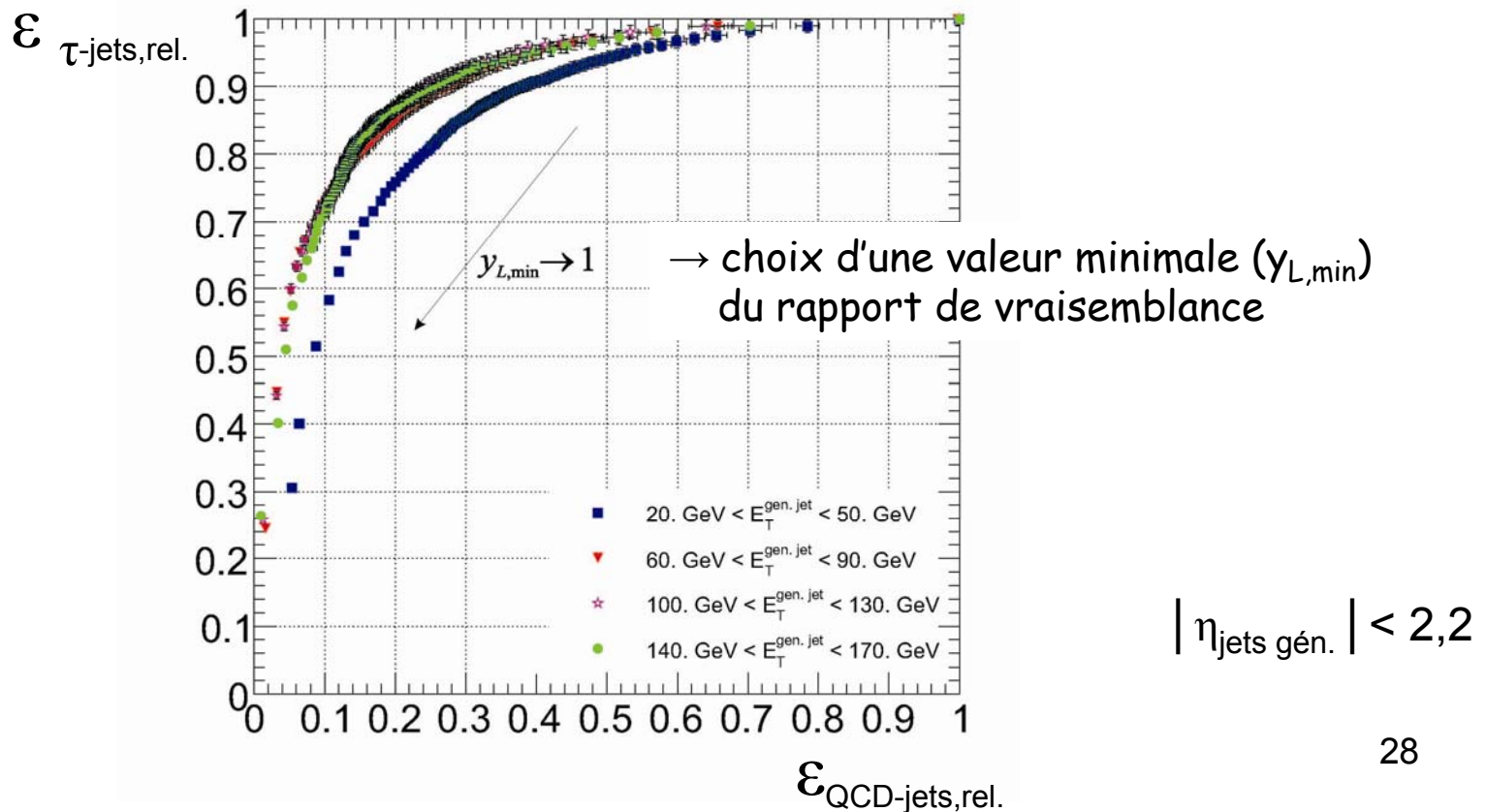
- sélection des candidats par une valeur minimale de y_L

Performances

$\varepsilon_{\tau\text{-jets,rel.}}$ est l'efficacité de sélection des jets hadroniques de tau par l'absence d'activité ECAL neutre ou par le rapport de vraisemblance relative aux candidats sélectionnés par les traces

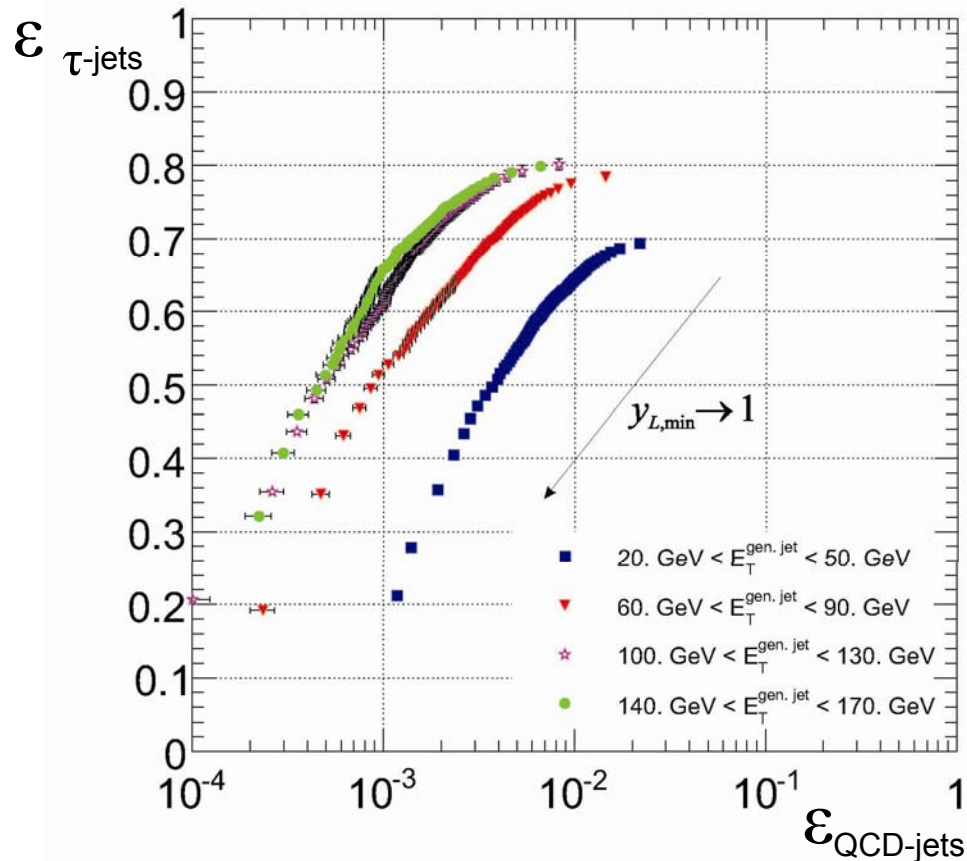
$\varepsilon_{\text{QCD-jets,rel.}}$, idem pour les jets QCD

performance après sélection par les traces



$\epsilon_{\tau\text{-jets}}$ est l'efficacité globale de sélection des jets hadroniques de tau

$\epsilon_{\text{QCD-jets}}$, idem pour les jets QCD

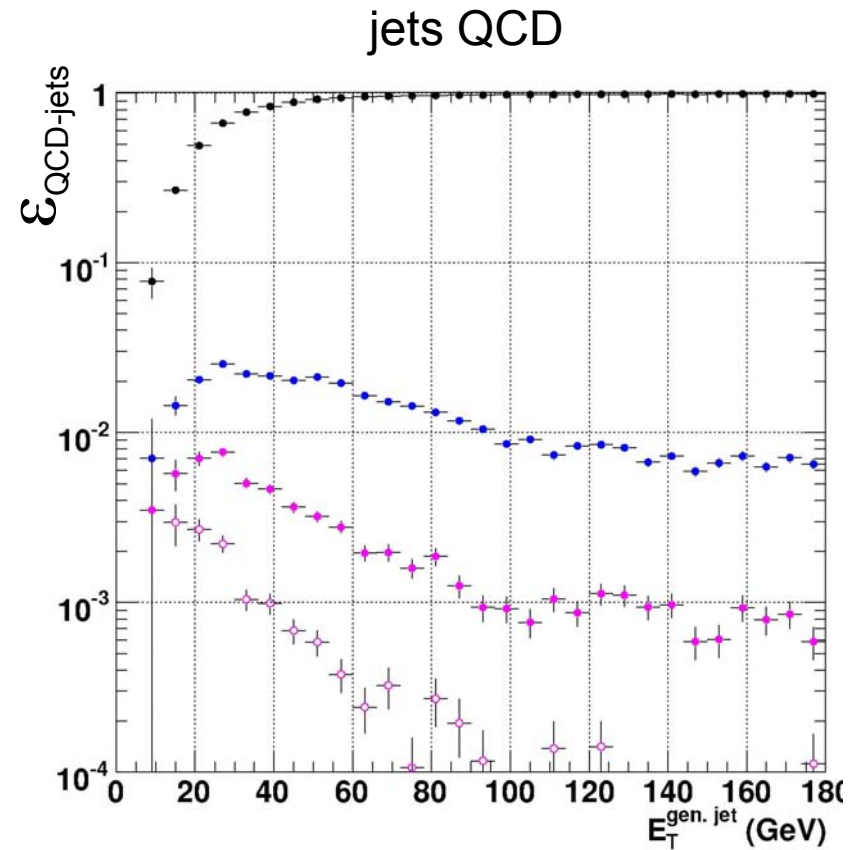
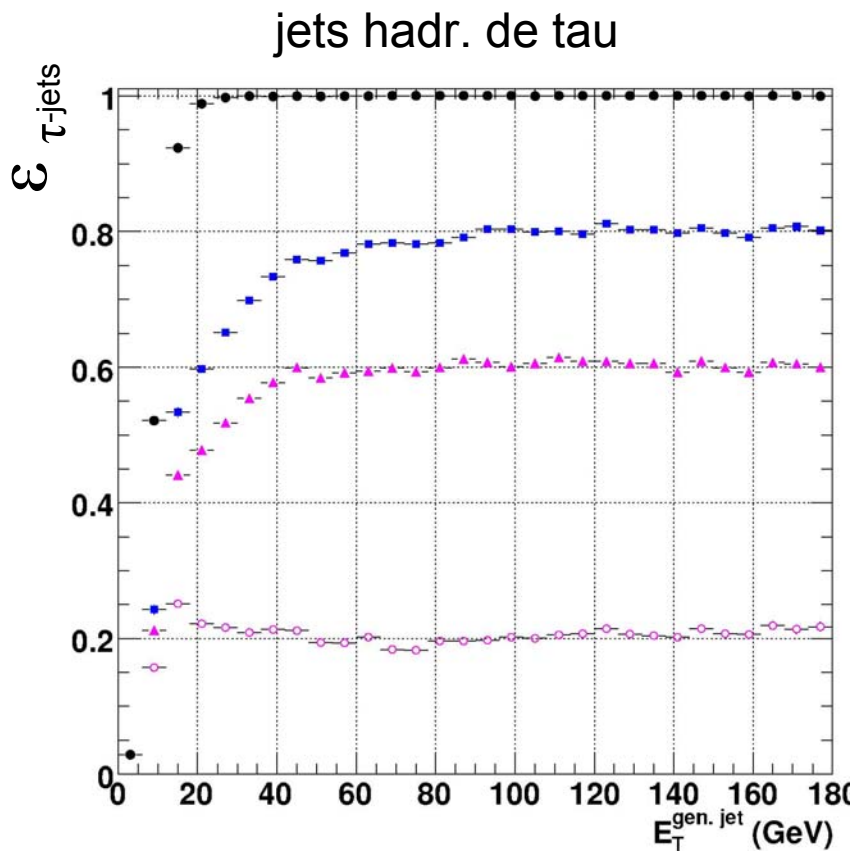


$$|\eta_{\text{jets gén.}}| < 2,2$$

Efficacités en fonction de $E_{T, \text{jet gén.}}$

$$|\eta_{\text{jets gén.}}| < 2,2$$

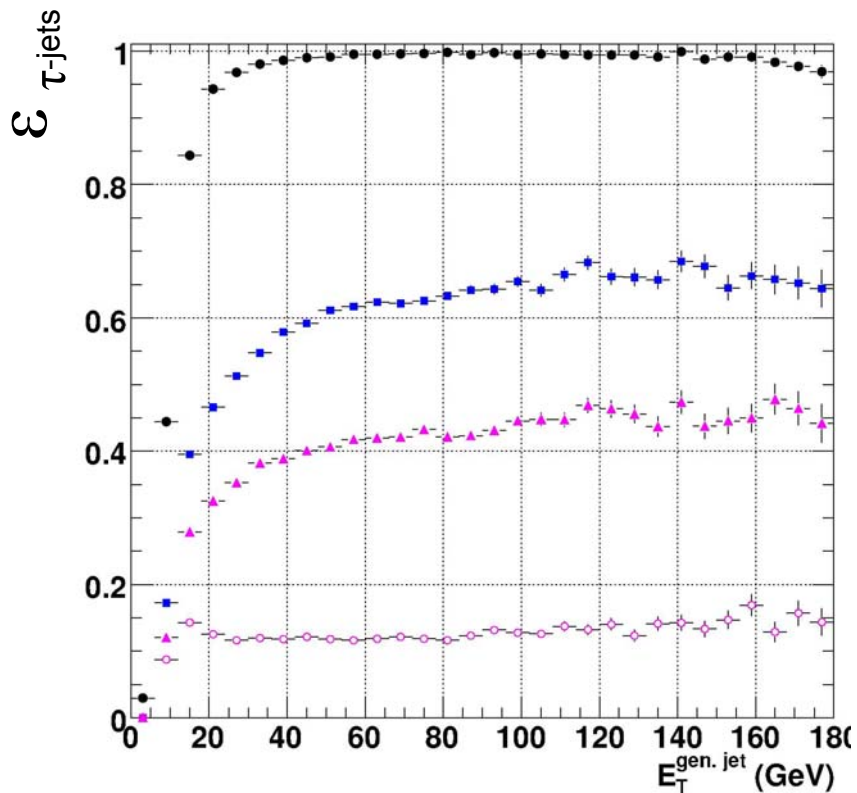
- Efficacités cumulées :
- reco. du jet calo.,
 - sélection par les traces,
 - sélection par l'absence d'activité ECAL neutre (\circ)
sinon par le rapport de vraisemblance ($y_{L, \text{min}} = 0,8$)



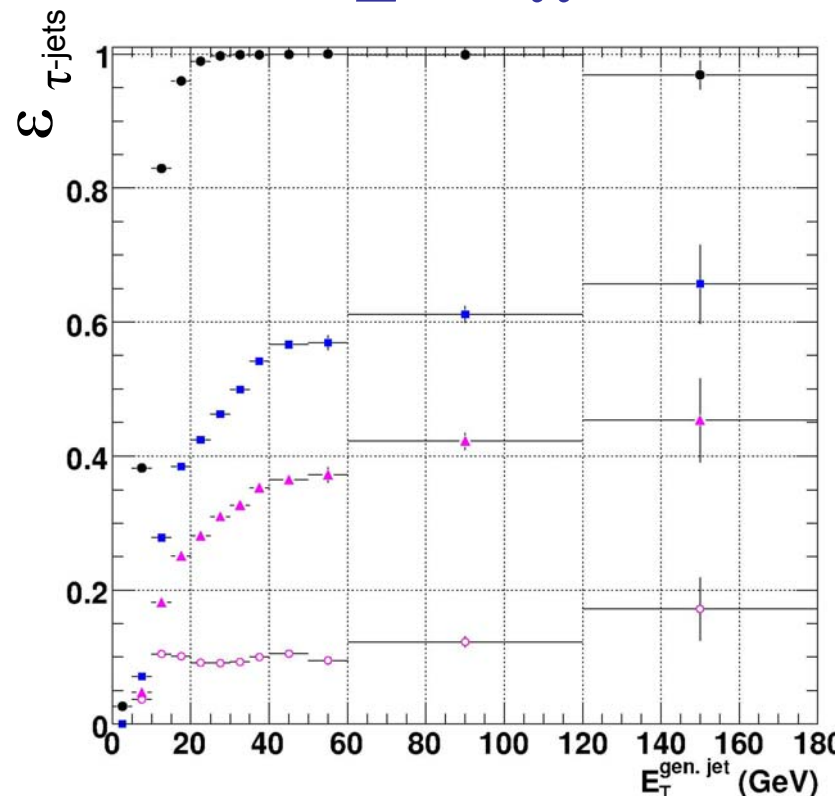
- Efficacités cumulées :
- reco. du jet calo.,
 - sélection par les traces,
 - sélection par l'absence d'activité ECAL neutre (\circ)
sinon par le rapport de vraisemblance ($y_{L,\text{min}}=0,8$)

jets hadr. de tau dans les collisions pp , issus de

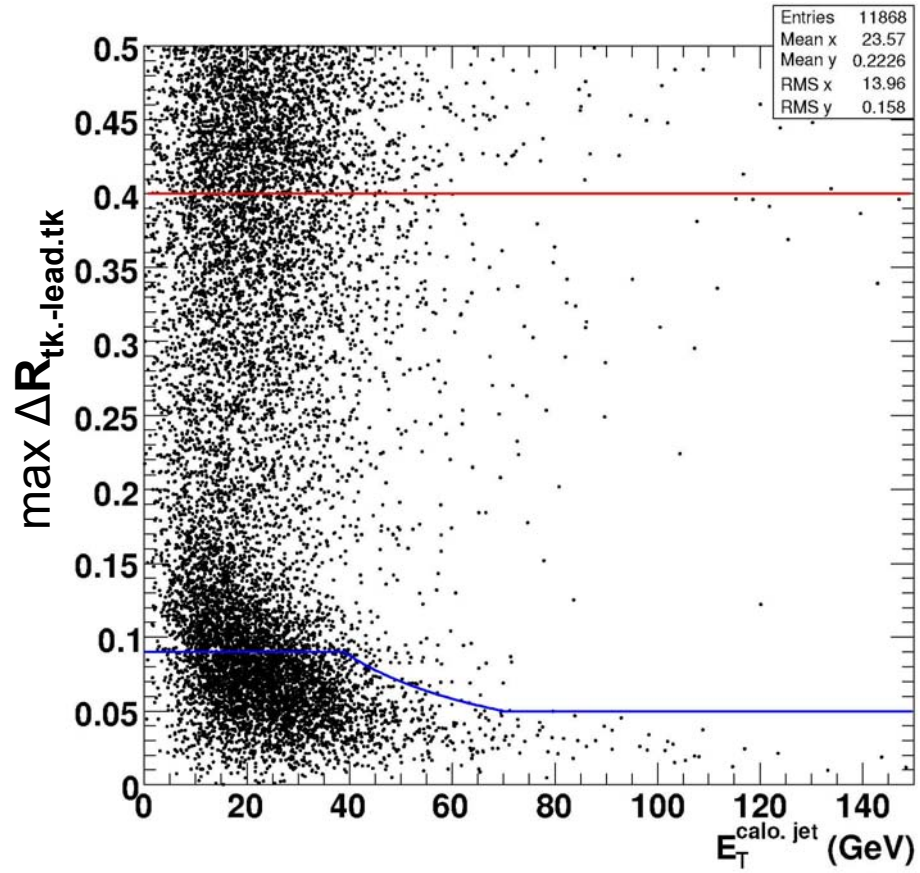
$h^0 \rightarrow \tau\tau$



$Z^0 \rightarrow \tau\tau$



$Z^0 \rightarrow \tau\tau$, avec événement sous-jacent



— $\Delta R_{\text{signal}} = \min(0,09, \frac{3,5}{E_T^{\text{calo.jet}}})$ grande $E_T^{\text{calo.jet}}$, limite $\Delta R_{\text{signal}} = 0,05$

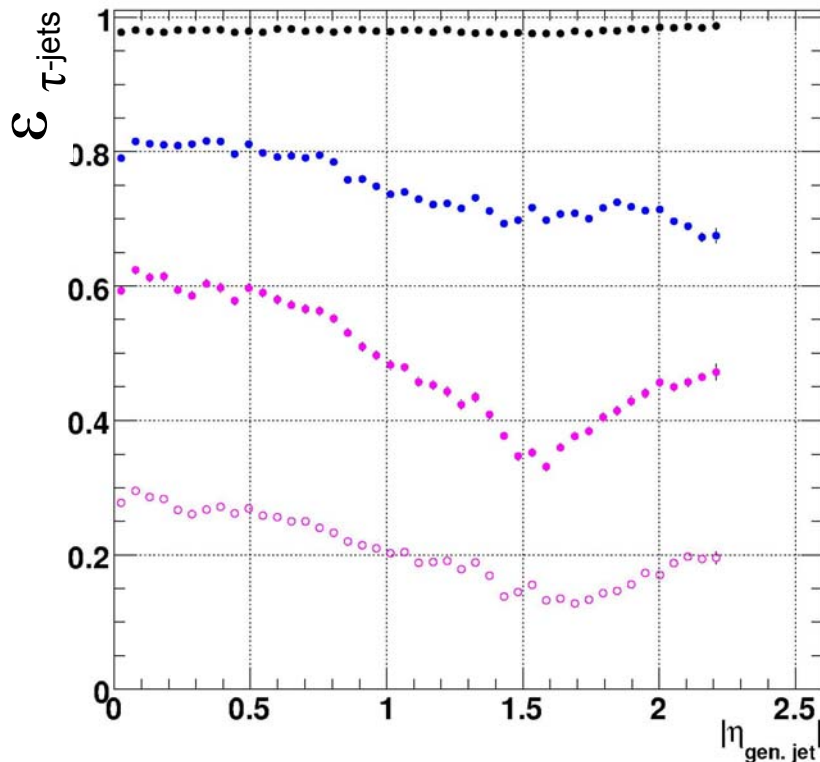
— $\Delta R_{\text{isolation}} = 0,4$

Efficacités en fonction de $|\eta_{\text{jet gén.}}|$

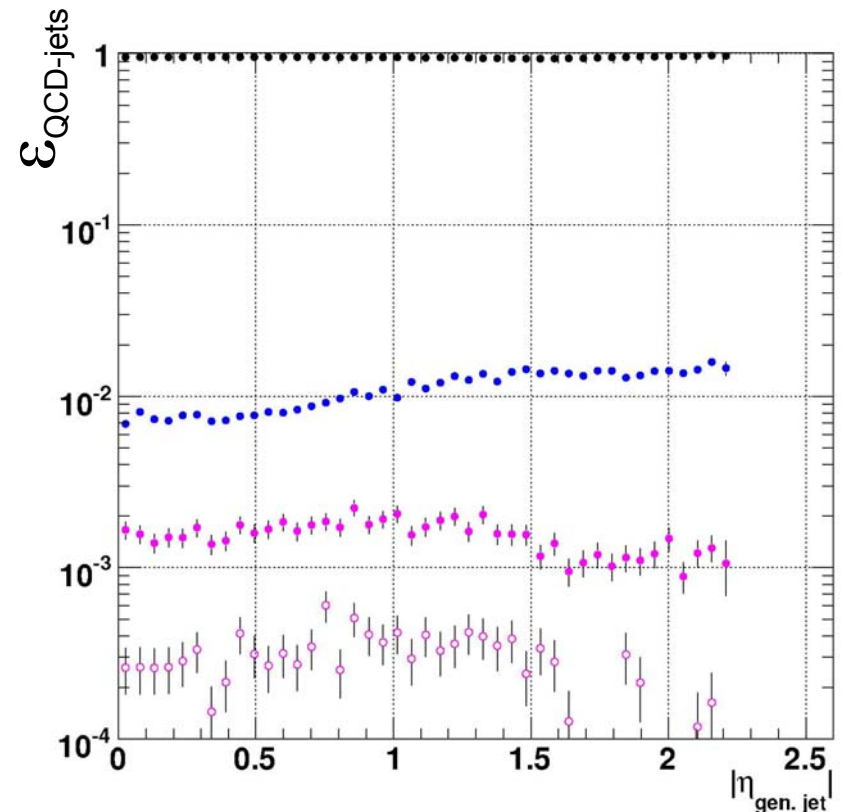
$|\eta_{\text{jets gén.}}| < 2,2$

- Efficacités cumulées :
- reco. du jet calo.,
 - sélection par les traces,
 - sélection par l'absence d'activité ECAL neutre (\circ)
sinon par le rapport de vraisemblance ($y_{L,\text{min}}=0,8$)

jets hadr. de tau



jets QCD



Résolutions sur les mesures en E_T des jets hadroniques de tau

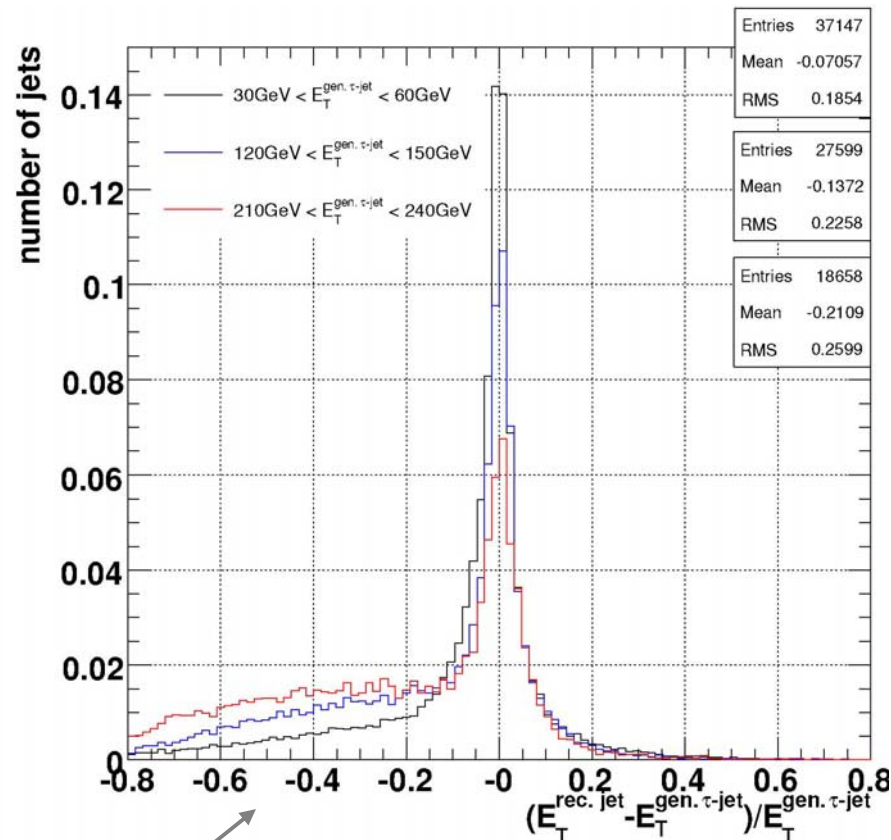
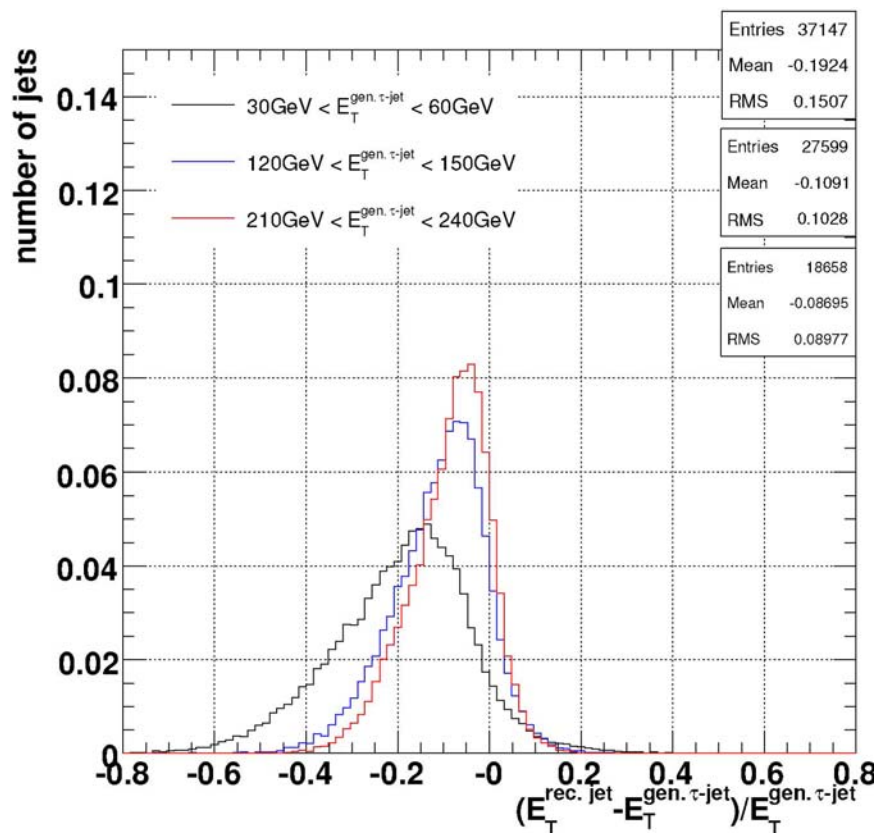
cas : jets calo. identifiés à $\tau \rightarrow$ hadron(s) gén. au sein d'événements 2τ dos-à-dos

Mesure de l' E_T des jets ...

... à partir des jets calo.

... à partir des traces

+ amas ECAL neutres



- meilleure résolution sur la mesure de l' E_T des jets hadroniques de tau à $E_T < 60$ GeV que celle par le jet calo,
- pour $E_T > 60\text{GeV}$ sous estimation de l' E_T → résolue par la méthode “Particle Flow” dans CMS

Reconstruction et Identification des jets hadroniques de leptons τ

- développement d'une méthode de reconstruction des γ / π^0 au sein d'un jet de particules,
- développement d'une méthode performante de discrimination entre un jet hadronique de tau et un jet hadronique issu de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon
 - emploi de candidats photons / pions neutres
 - emploi d'un test par rapport de vraisemblance

performances dépendantes de

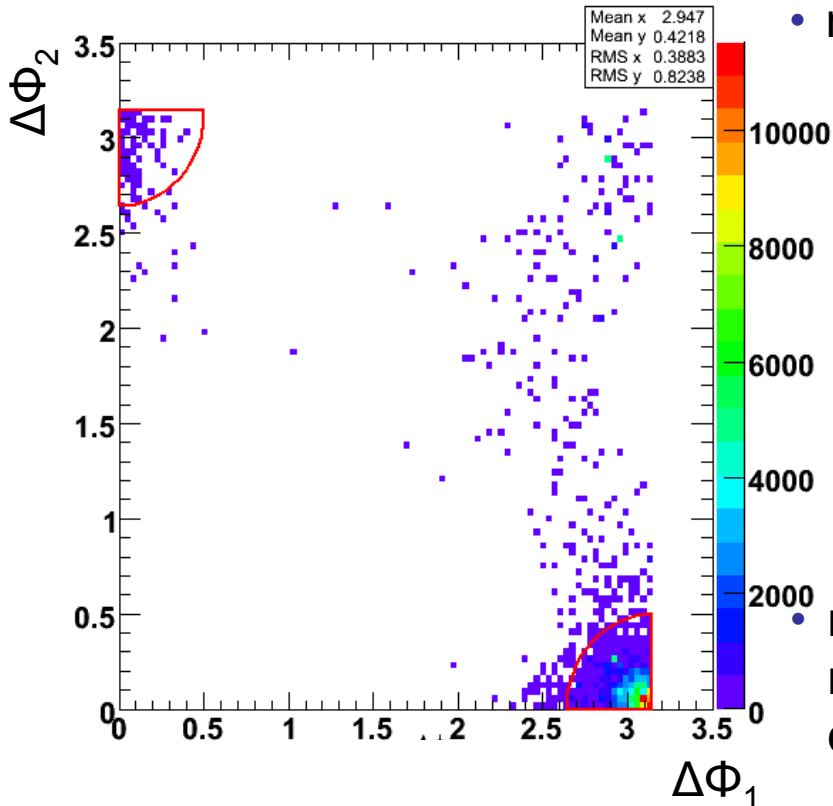
- l' E_T des jets, de leur $|\eta|$ (quantité de matière traversée),
- de l'environnement physique.

Contrôle de l'Énergie Transverse Manquante MET dans les événements QCD

événements QCD à deux jets hadroniques :

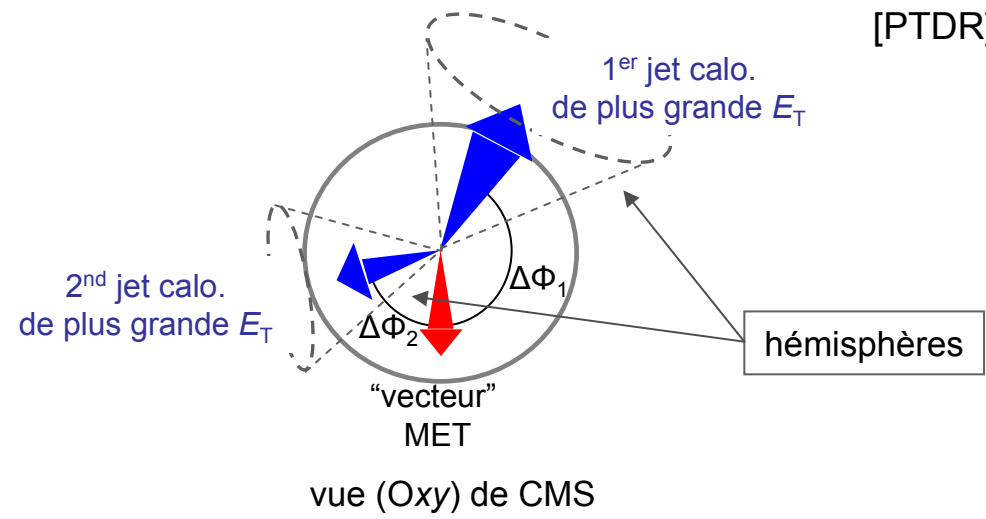
- grande section efficace,
- contiennent une faible MET générée,
- peuvent contenir une MET reconstruite à partir des calorimètres importante
 → le plus souvent : jet mal mesuré, vecteur de MET de mêmes direction et sens que le second jet calorimétrique de plus grande énergie transverse

Comparaison de trois méthodes de réjection de ces événements



après coupure MET reconstruite > 200 GeV

- méthode A : coupure dans le plan ($\Delta\Phi_1, \Delta\Phi_2$) [PTDR]



- méthode B : utilisation des hémisphères reconstruits (groupes de jets calorimétriques) dans chaque événement – coupure sur $\Delta\Phi_{\text{hémis}}$
- méthode C : coupure sur $\Delta\Phi_{2 \text{ jets calo. de + grandes ET}}$

- Particules visibles d'un hémisphère issues d'une même cascade générée ?

mSUGRA/LM2

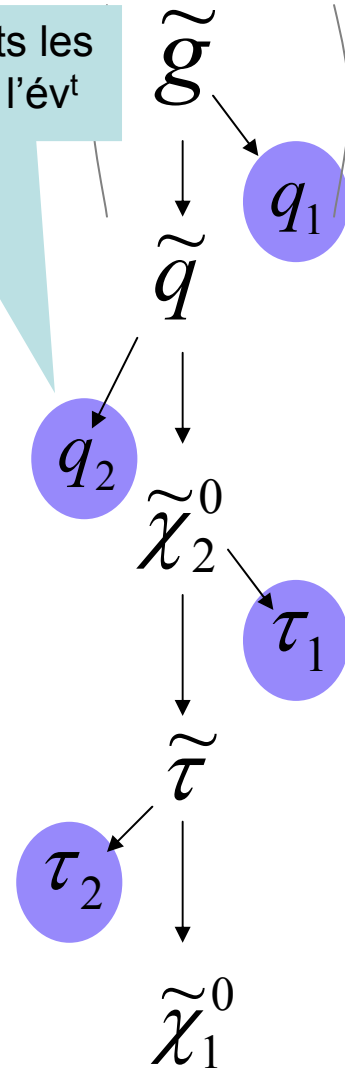
donne l'un des 2 jets les + énergétiques de l'év^t



pour le type \tilde{g} particule initiale:

ensemble de jets, chacun des jets identifié à une particule de la cascade	proportion des év ^{ts} -avec cascade- où l'on retrouve les jets de l'ensemble dans même hémisphère
jets (τ_1, τ_2)	$\approx 80\%$
jets (q_1, τ_1, τ_2)	$\approx 66\%$
jets (q_2, τ_1, τ_2)	$\approx 43\%$
jets (q_1, q_2, τ_1, τ_2)	$\approx 39\%$

pour le type \tilde{q} particule initiale:

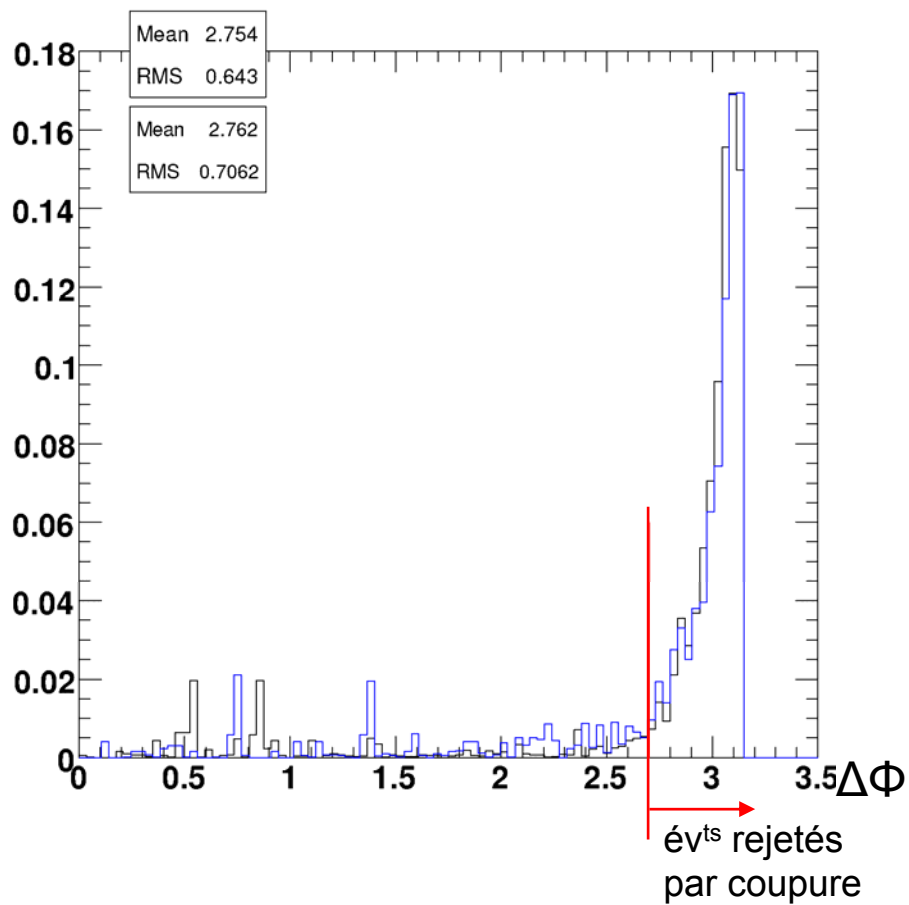
ensemble de jets, chacun des jets identifié à une particule de la cascade	proportion des év ^{ts} -avec cascade- où l'on retrouve les jets de l'ensemble dans même hémisphère
jets (τ_1, τ_2)	$\approx 82\%$
jets (q_2, τ_1, τ_2)	$\approx 36\%$



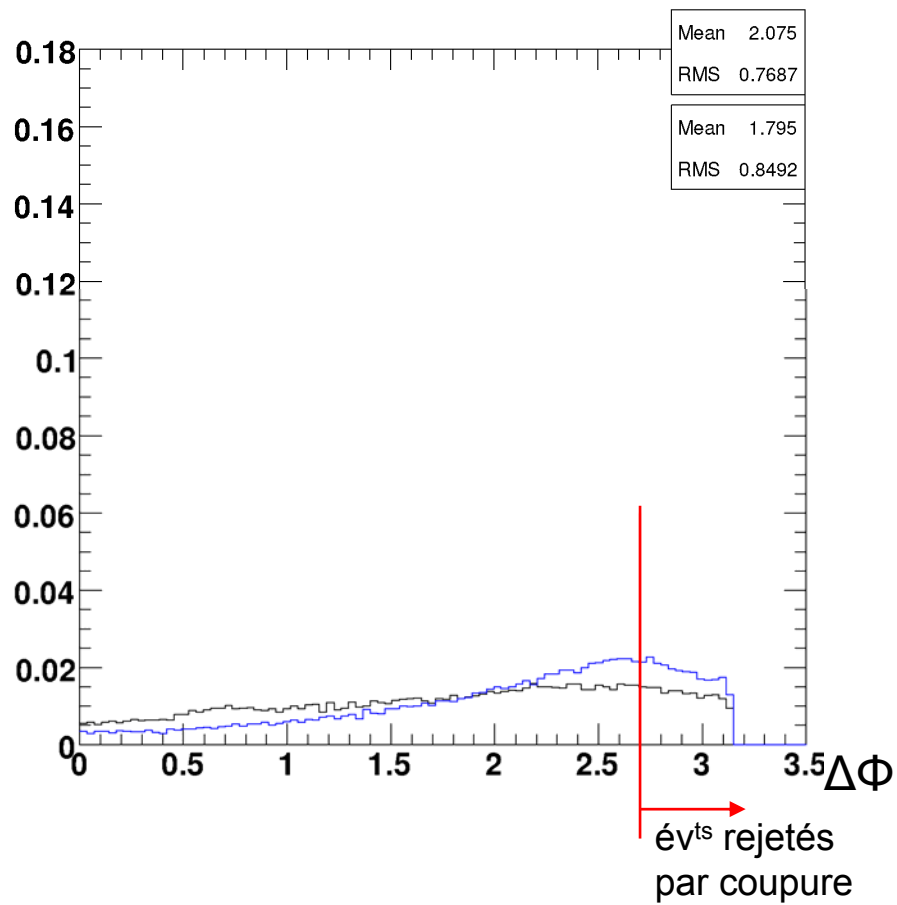
 $\Delta\Phi_{\text{hémis}}$
 $\Delta\Phi_{2 \text{ jets calo. de } + \text{ grandes ET}}$

après coupure MET reconstruite > 200 GeV

QCD



mSUGRA/LM2



Comparaison des performances

Coupsures différentes :

- **A**, dans le plan $\Delta\Phi_1, \Delta\Phi_2$
- **B**, $\Delta\Phi_{\text{hémis}} < 2,7$
- **C**, $\Delta\Phi_{2 \text{ jets calo. de + grandes ET}} < 2,7$

efficacités de sélection
relatives aux événements à MET > 200 GeV
avec erreur stat. binom.

processus physique		MET > 200GeV \wedge ...		
		coupsure A	coupsure B	coupsure C
mSUGRA LM2	tous	$0,92 \pm 2,58 \times 10^{-3}$	$0,76 \pm 2,66 \times 10^{-3}$	$0,83 \pm 2,66 \times 10^{-3}$
	contenant cascade	$0,92 \pm 4,88 \times 10^{-3}$	$0,71 \pm 5,18 \times 10^{-3}$	$0,82 \pm 5,08 \times 10^{-3}$
mSUGRA LM1	tous	$0,93 \pm 2,76 \times 10^{-3}$	$0,79 \pm 2,77 \times 10^{-3}$	$0,85 \pm 2,72 \times 10^{-3}$
	contenant cascade	$0,92 \pm 7,27 \times 10^{-3}$	$0,74 \pm 7,25 \times 10^{-3}$	$0,83 \pm 7,22 \times 10^{-3}$
QCD	$80 \text{ GeV}/c < p_T < 120 \text{ GeV}/c$	x	x	x
	$120 \text{ GeV}/c < p_T < 170 \text{ GeV}/c$	x	x	x
	$170 \text{ GeV}/c < p_T < 230 \text{ GeV}/c$	$0,50 \pm 0,35$	$0,50 \pm 0,35$	$0,50 \pm 0,35$
	$230 \text{ GeV}/c < p_T < 300 \text{ GeV}/c$	$0,15 \pm 0,06$	$0,35 \pm 0,09$	$0,15 \pm 0,06$
	$300 \text{ GeV}/c < p_T < 380 \text{ GeV}/c$	$0,13 \pm 0,03$	$0,27 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,03$
	$380 \text{ GeV}/c < p_T < 470 \text{ GeV}/c$	$0,10 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,02$
	$470 \text{ GeV}/c < p_T < 600 \text{ GeV}/c$	$0,10 \pm 0,01$	$0,07 \pm 9,0 \times 10^{-3}$	$0,09 \pm 9,94 \times 10^{-3}$
	$600 \text{ GeV}/c < p_T < 800 \text{ GeV}/c$	$0,08 \pm 0,01$	$0,04 \pm 7,84 \times 10^{-3}$	$0,07 \pm 0,01$
$800 \text{ GeV}/c < p_T < 1000 \text{ GeV}/c$	$0,09 \pm 8,53 \times 10^{-3}$	$4,63 \times 10^{-3} \pm 1,89 \times 10^{-3}$	$0,08 \pm 8,03 \times 10^{-3}$	



- pouvoirs de réjection des év^{ts} QCD similaires pour les diff. méthodes,
- meilleure efficacité de sélection des év^{ts} mSUGRA par la méthode A.

Mise en évidence de processus physiques au-delà du Modèle Standard par lesquels des leptons τ sont produits

- Présélection par le système de déclenchement en ligne (ORCA) :
 - 1 jet calo. central avec $ET > 88 \text{ GeV} + MET > 46 \text{ GeV}$ au L1
 - et 1 jet calo. avec $ET > 180 \text{ GeV}$ au HLT

Événements considérés

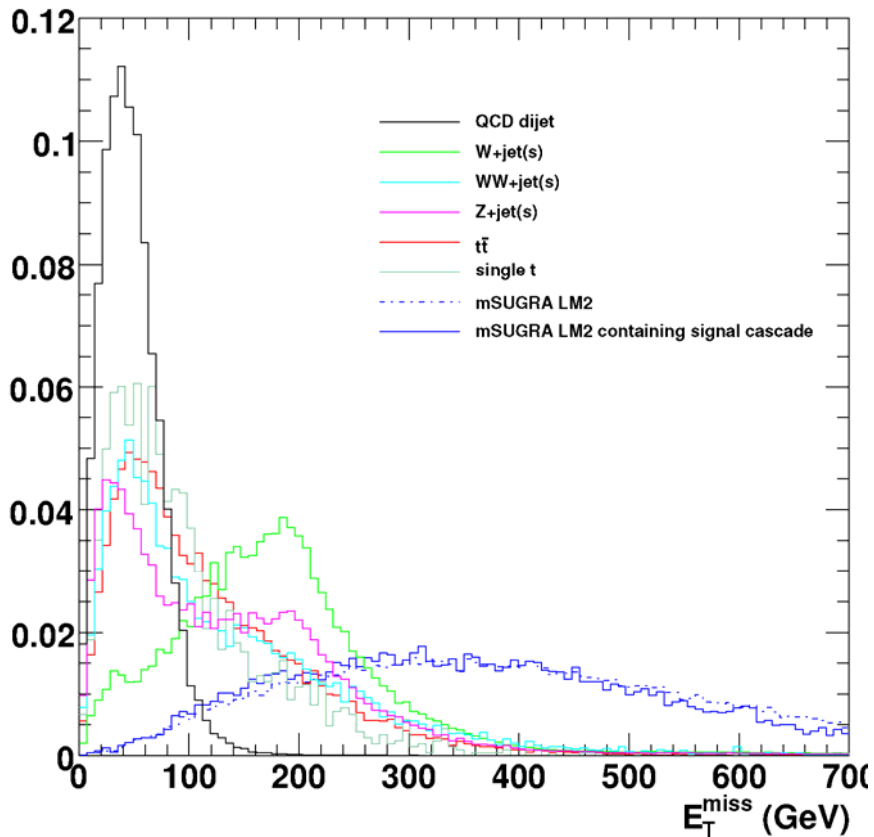
- | | générateur |
|---|-----------------|
| <ul style="list-style-type: none">• mSUGRA<ul style="list-style-type: none">• LM2, 74 K,• LM1, 110 K, | ISAJET + PYTHIA |
| <ul style="list-style-type: none">• du Modèle Standard :<ul style="list-style-type: none">• QCD ($80\text{GeV}/c < \hat{p}_T < 1000\text{GeV}/c$), 1,2 M,• ttbar, 581 K,• W + jet(s) ($75\text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 2200\text{ GeV}/c$), 323 K,• WW + jet(s), 235 K,• Z + jet(s) ($75\text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 2200\text{ GeV}/c$), 239 K,• un seul t, 78 K, | PYTHIA |
| <ul style="list-style-type: none">• générés au premier ordre,• avec 3,5 ou 5 év^{ts} de biais minimal superposés par croisement de faisceaux,• construction de lots d'événements SM, SM+mSUGRA LM2, SM+mSUGRA LM1 correspondant à $\int L dt = 10\text{fb}^{-1}$ (\rightarrow év^{ts} pondérés selon $\sigma_{\text{processus}}$) | TOPREX |

Variables discriminantes

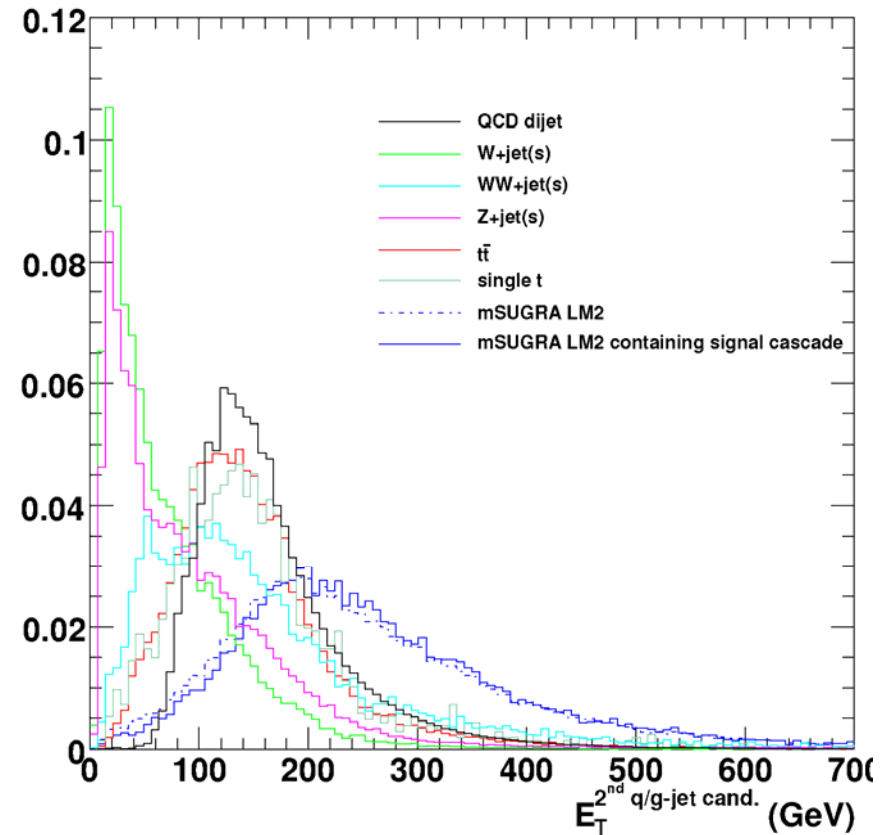
- Variables cinématiques

distributions normalisées à 1.

MET (à partir des calo. jets)



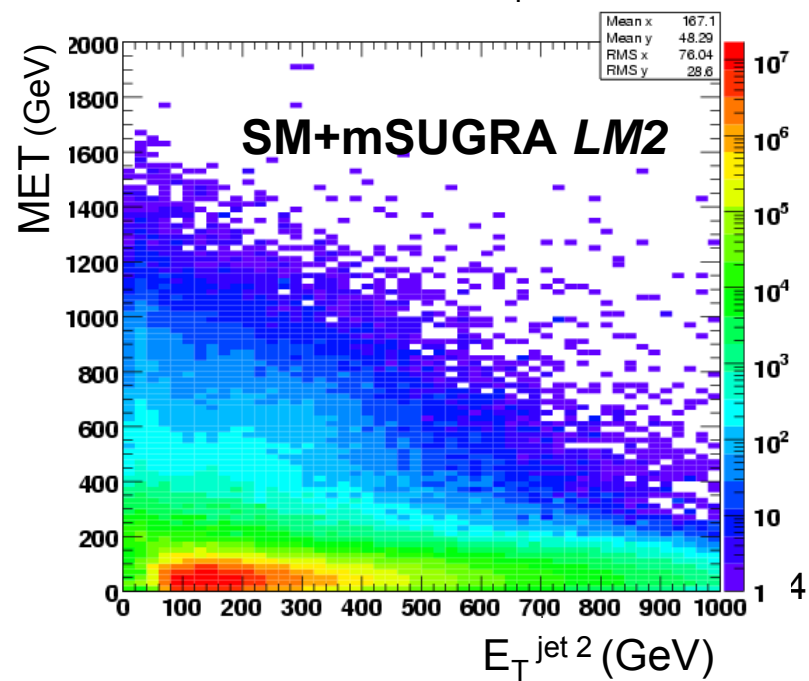
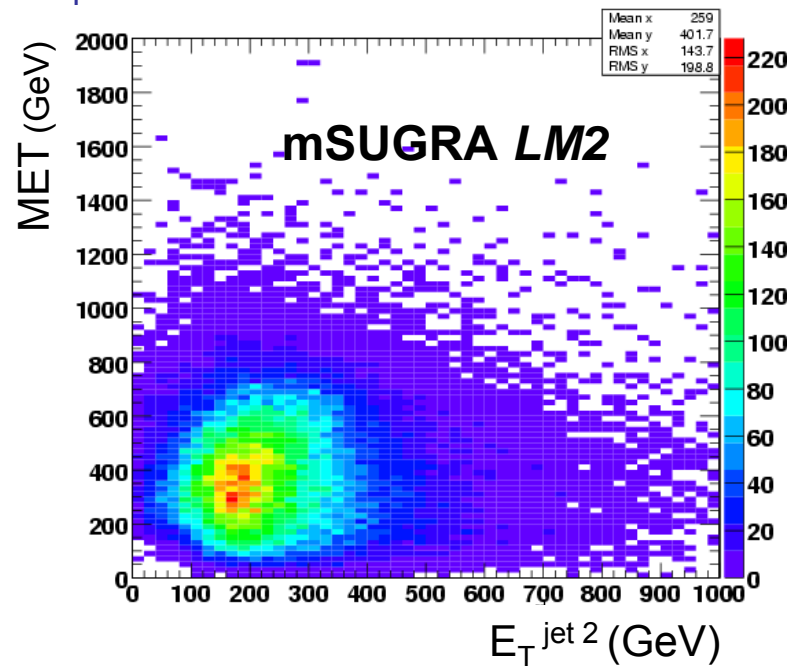
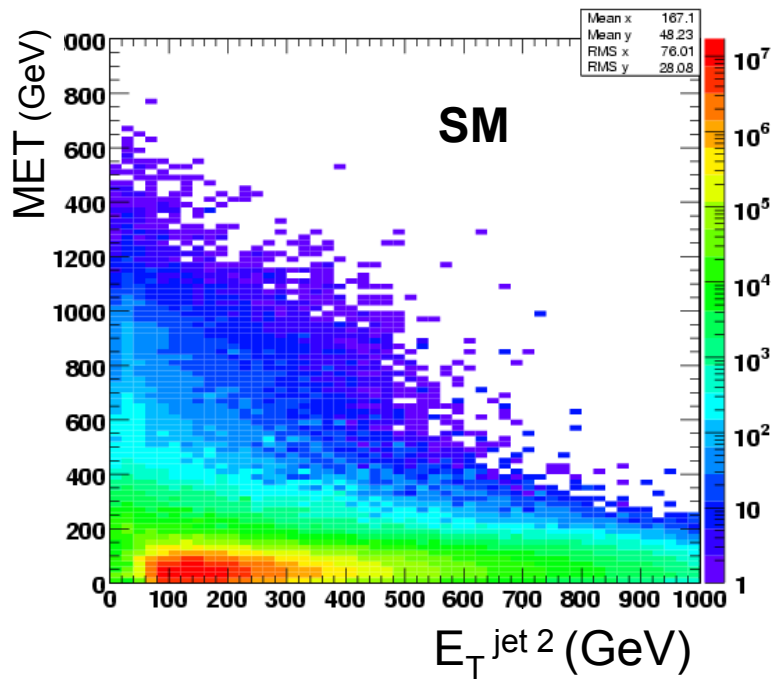
2^{ème} jet calo de plus grande E_T^*
($E_T^{\text{jet } 2}$)



* non étiqueté jet hadr. de tau / électron / muon ;
son énergie transverse est calibrée par la méthode γ +jet.

MET en fonction de $E_{T, \text{jet } 2}$

$\int \mathcal{L} dt = 10 \text{ fb}^{-1}$

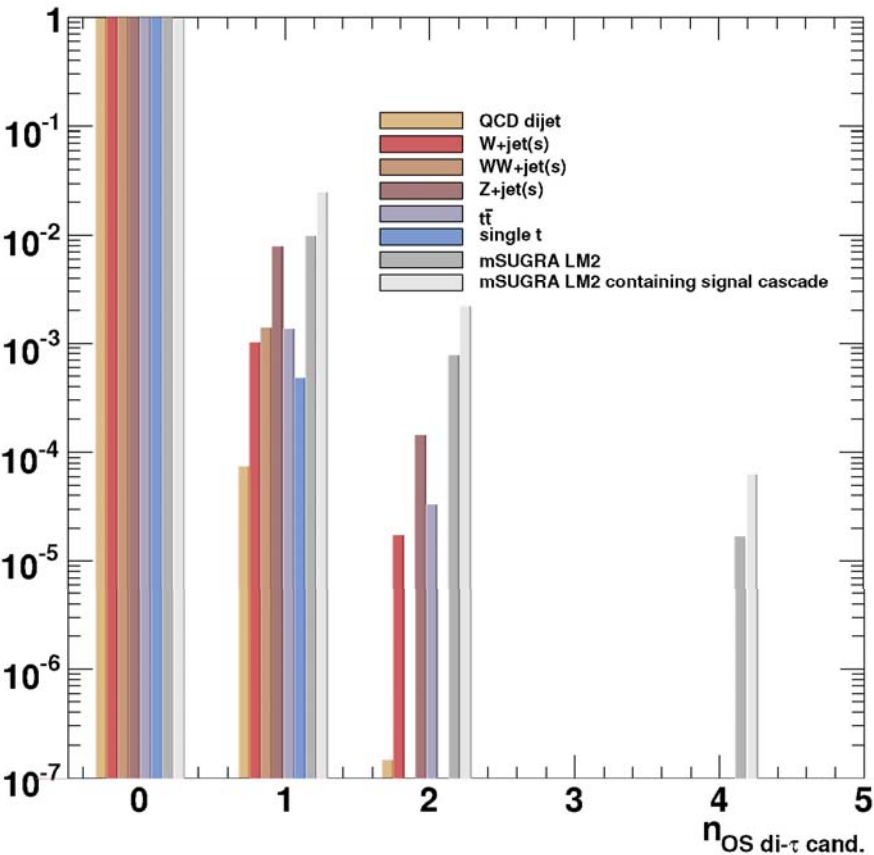


- Variables associées au lepton tau

distributions normalisées à 1 pour chaque processus séparément.

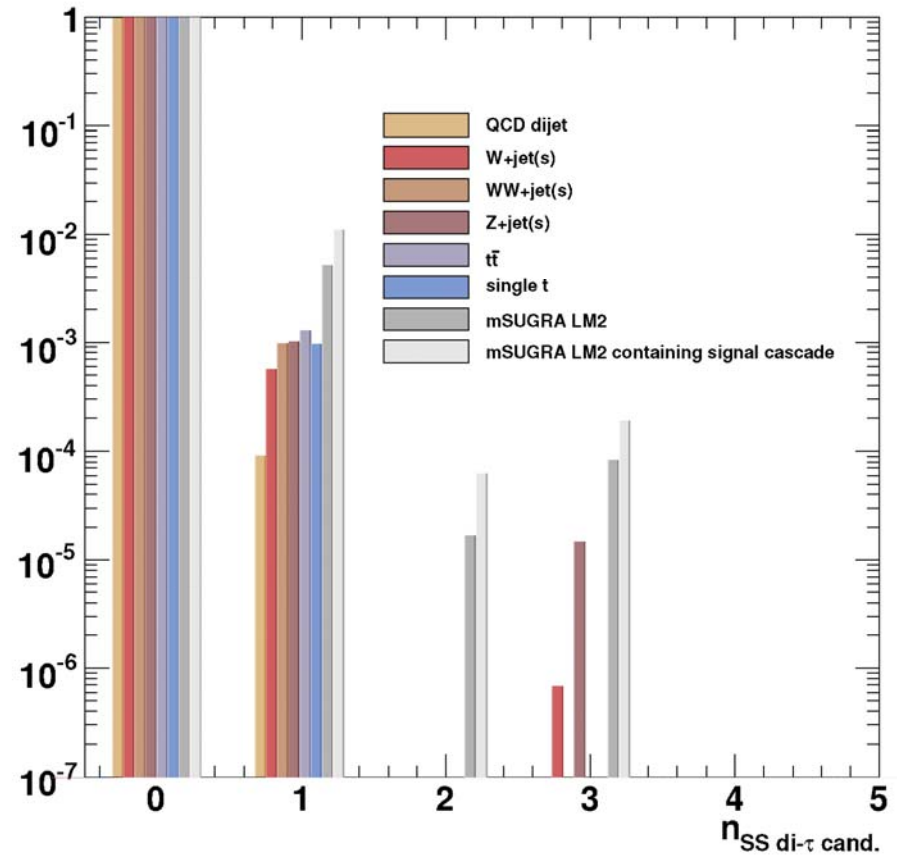
nombre de paires de candidats jets hadr. de tau de charges opposées

$n_{\text{paires cand. tau OS}}$



nombre de paires de candidats jets hadr. de tau de mêmes charges

$n_{\text{paires cand. tau SS}}$

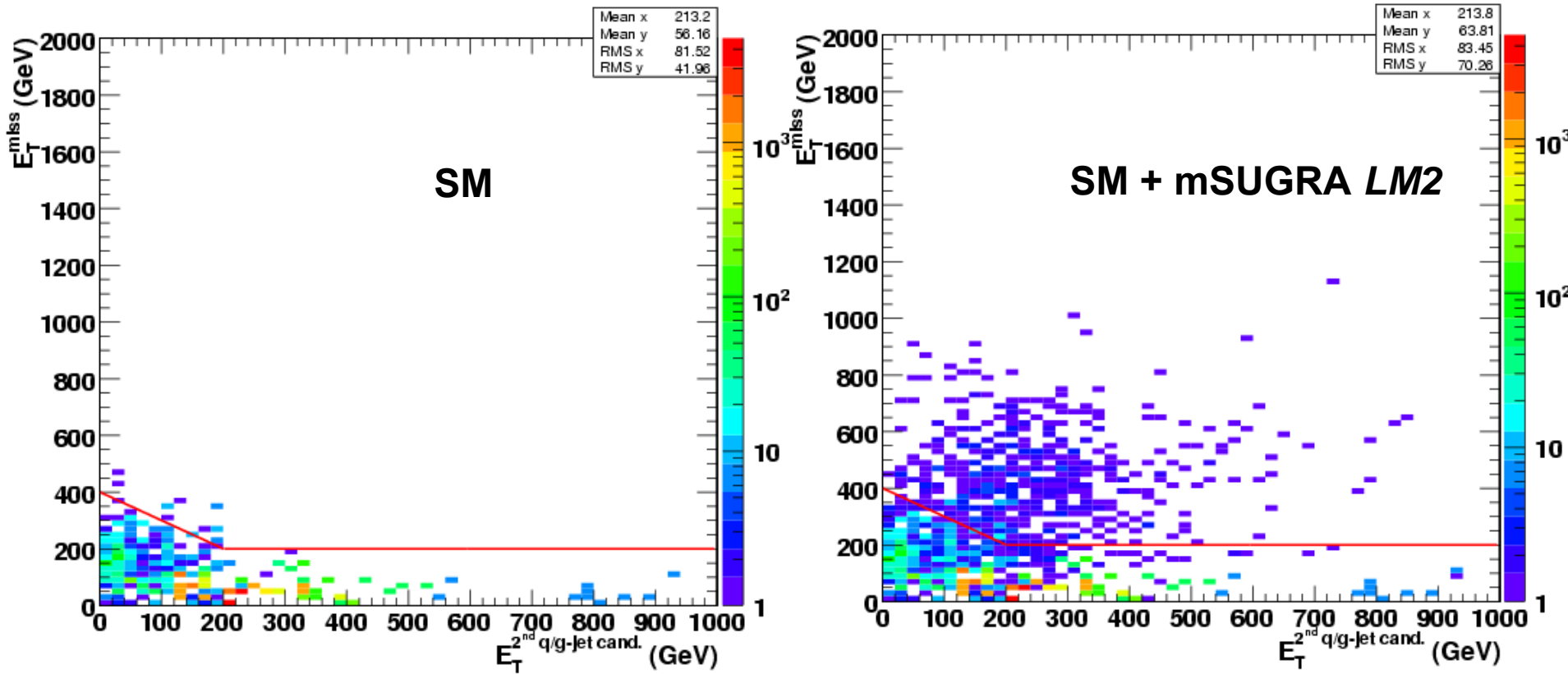


- candidats jets hadroniques de tau à $E_T > 10 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2,6$ et $y_L > 0,8$
- charge d'un cand. donnée par la somme des charges des traces associées

1^{ère} méthode de mise en évidence :
comparaison entre un nombre d'événements observés et un nombre
d'événements attendus par le MS après l'application de coupures successives

$$\int L dt = 10 \text{ fb}^{-1}$$

MET en fonction de $E_T^{\text{jet } 2}$ après coupure $n_{\text{paires cand. tau OS}} > 0$



Sélection des événements par coupures successives :

- $n_{\text{paires cand. tau OS}} > 0$,
- puis MET > 200 GeV et MET > - $E_T^{\text{jet } 2}$ + 400 GeV

Effets des coupures pour les différents processus

après sélection par le système de déclenchement

nombre d'événements
après coupures successives
pour $\int L dt = 10 \text{fb}^{-1}$

processus physique (+3.5 ou 5 ev^{ts} empilés à chaque croisement des faisceaux)		\wedge sélection $n_{\text{paires cand. tau OS}} > 0$	\wedge sélection cinématique
mSUGRA LM2	tous	638	432
	contenant cascade \tilde{q}	431	305
mSUGRA LM1	tous	$1,92 \times 10^3$	922
	contenant cascade \tilde{q}	$1,27 \times 10^3$	603
QCD	$80 \text{GeV}/c < \hat{p}_T < 1000 \text{GeV}/c$	$25,00 \times 10^3$	0
<i>t</i> \bar{t} incl.		355	17
un seul <i>t</i> incl.		33	0
W+jet(s)	$\hat{p}_T < 200 \text{GeV}/c$	507	0
	$\hat{p}_T > 200 \text{GeV}/c$	170	28
WW+jet(s)		136	24
Z+jet(s)	$\hat{p}_T < 200 \text{GeV}/c$	269	0
	$\hat{p}_T > 200 \text{GeV}/c$	299	15

- Nombre d'événements supersymétriques après coupures : pour $\int L dt = 10 \text{ fb}^{-1}$

$$N_{\text{mSUGRA } LM2} = 432 \quad (N_{\text{mSUGRA } LM1} = 922) \quad .$$

- Nombre d'événements du Modèle Standard après coupures

$$N_{\text{exp,SM}} = 84 \quad .$$

Incertitude systématique sur ce dernier nombre :

$$\sigma_{\text{sys}, N_{\text{exp,SM}}} = 10 \quad .$$

- Estimateur de la signficance, sous l'hypothèse nulle (les données contiennent uniquement des événements du Modèle Standard) d'un nombre d'événements observés $N_{\text{obs}} = N_{\text{exp,SM}} + N_{\text{mSUGRA } LM2}$ ($N_{\text{obs}} = N_{\text{exp,SM}} + N_{\text{mSUGRA } LM1}$) lorsque un nombre $N_{\text{exp,SM}}$ est attendu :

$$S = \frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{exp,SM}}}{\sqrt{N_{\text{exp,SM}} + \sigma_{\text{sys}, N_{\text{exp,SM}}}^2}} \quad .$$

Valeurs obtenues aux deux points d'étude considérés :

$$S_{LM2} = 32 \quad , \quad S_{LM1} = 68 \quad .$$

- incertitudes systématiques prises en compte :

- sur la résolution en énergie transverse des jets,
→ par son élargissement à hauteur de 10 %
- sur l'échelle en énergie des jets de quark ou de gluon
→ augmentation de l'énergie de chaque candidat jet hadronique par un facteur qui varie selon l'énergie transverse du candidat (compris entre 1,03 et 1,10)
- sur l'efficacité d'identification des jets hadroniques de tau,
→ par le rejet de 9 % des candidats jets hadroniques de tau identifiés
- sur la probabilité de mauvaise identification des jets de quark ou de gluon,
→ par l'augmentation de 10 % du nombre des candidats jets hadroniques de tau dus à un jet de quark ou de gluon

- Incertitudes théoriques ignorées

perspective : utilisation de générateurs d'événements plus réalistes que PYTHIA tels que ALPGEN, particulièrement pour les processus W +jets, Z +jets
→ plus grandes multiplicités en jets hadroniques
→ davantage d'événements du SM passant les coupures.

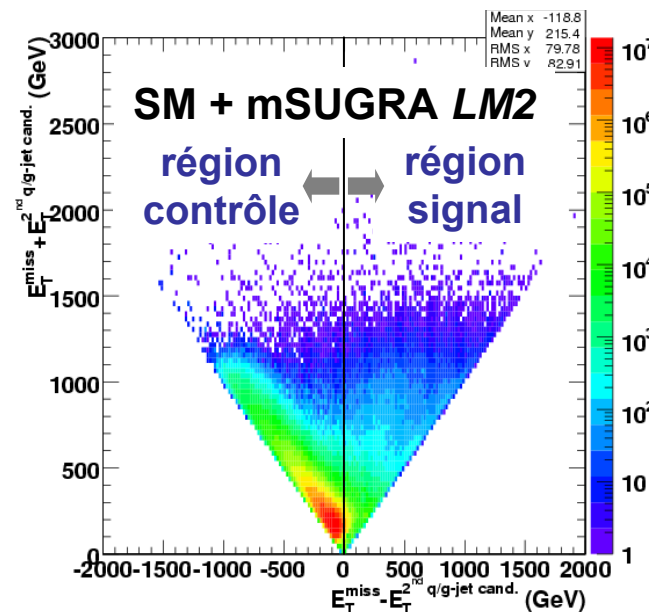
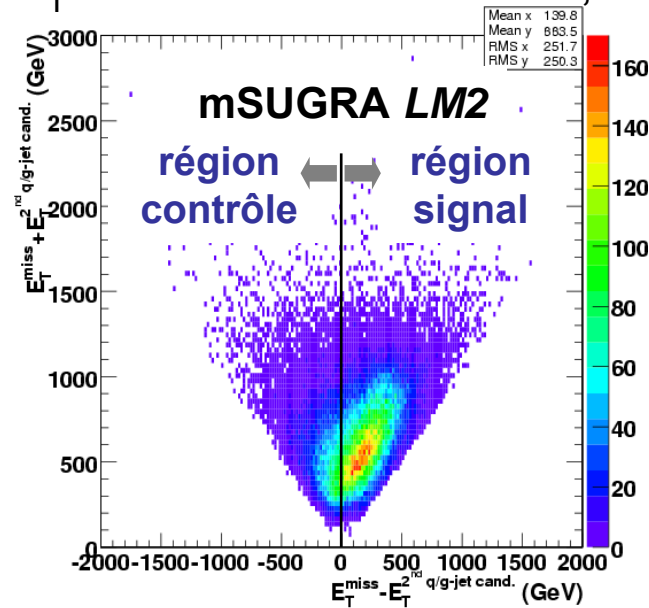
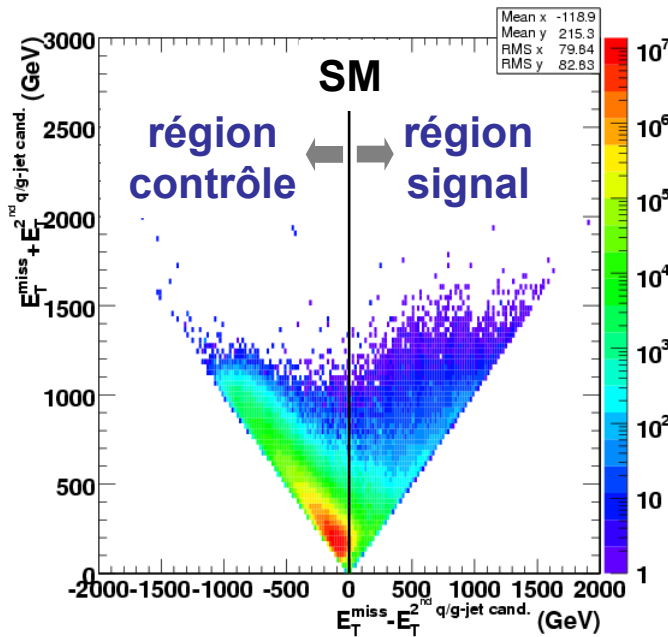
2^{nde} méthode de mise en évidence :

- **Définition, dans les données, de régions contrôle et signal,
→ estimer la contribution du Modèle Standard dans la région signal à partir des données dans la région contrôle**
- **Observation d'une corrélation entre une variable cinématique et une variable reliée au tau.**

MET + $E_T^{\text{jet } 2}$ vs MET - $E_T^{\text{jet } 2}$

$\int L dt = 10 \text{fb}^{-1}$

- Définition de 2 régions (région contrôle, dominée par les év^{ts} SM, et une région signal, influencée par les év^{ts} mSUGRA) utilisant MET - $E_T^{\text{jet } 2} < 0$ GeV ou > 0 GeV, respectivement



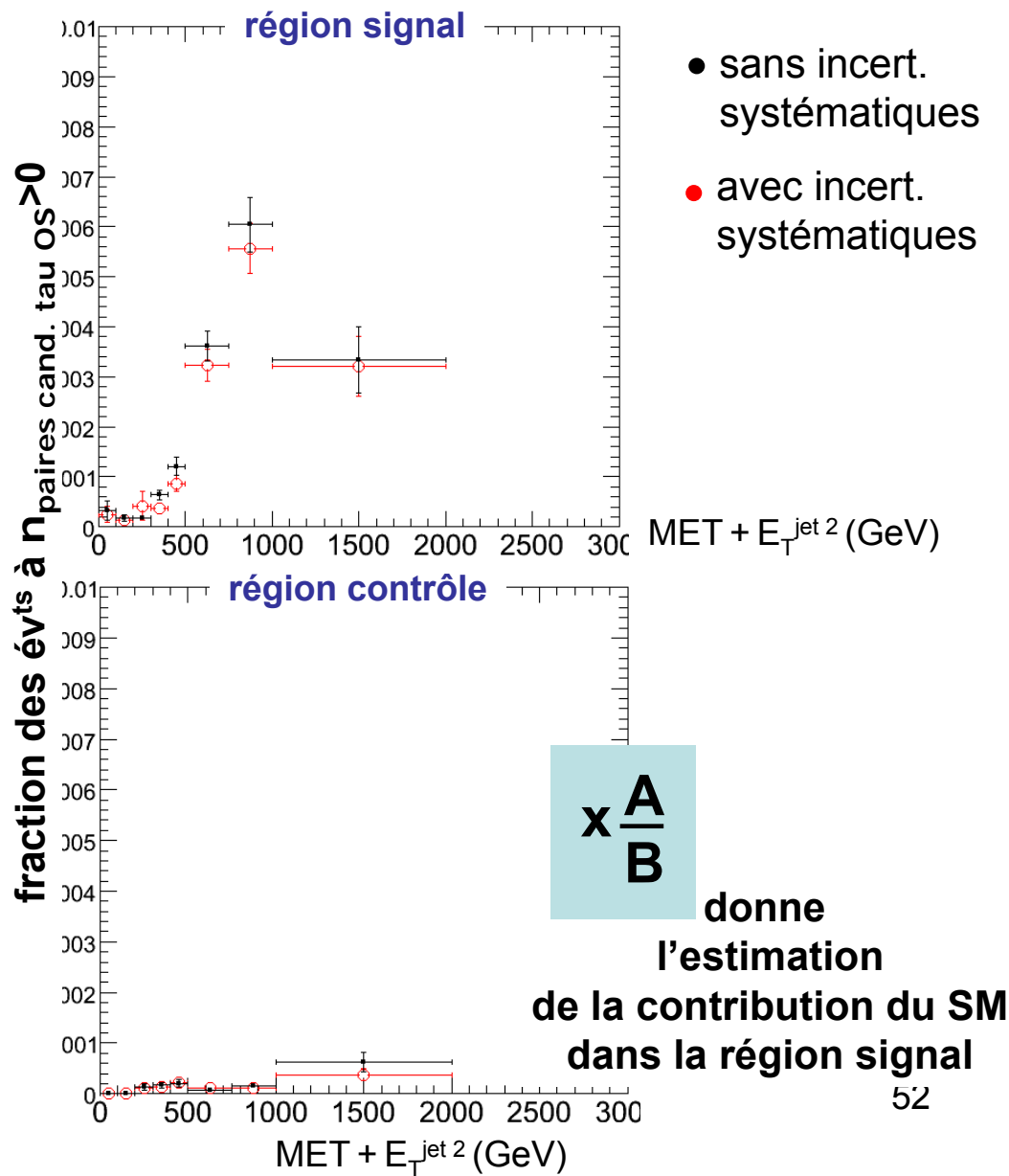
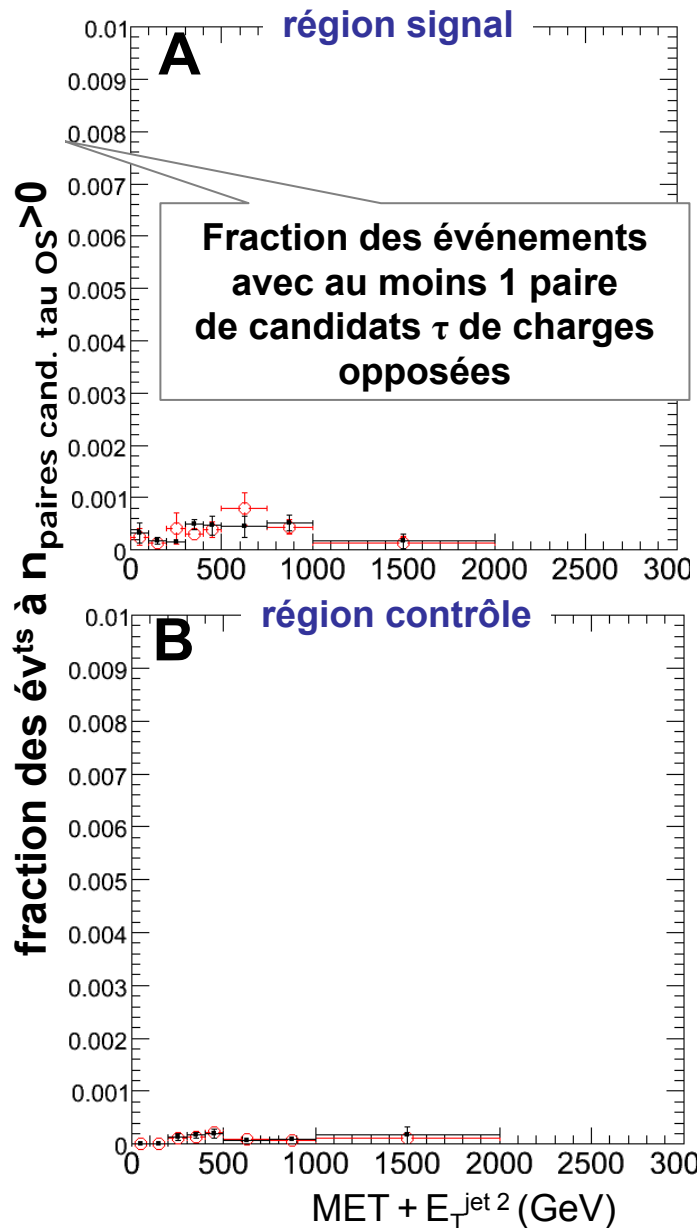
- La contribution du SM dans la région signal est estimée à partir des données dans la région contrôle en utilisant la connaissance (MC) de la répartition des événements SM entre les 2 régions.

Corrélation de MET + $E_T^{\text{jet } 2}$ avec $n_{\text{paires cand. tau OS}}$

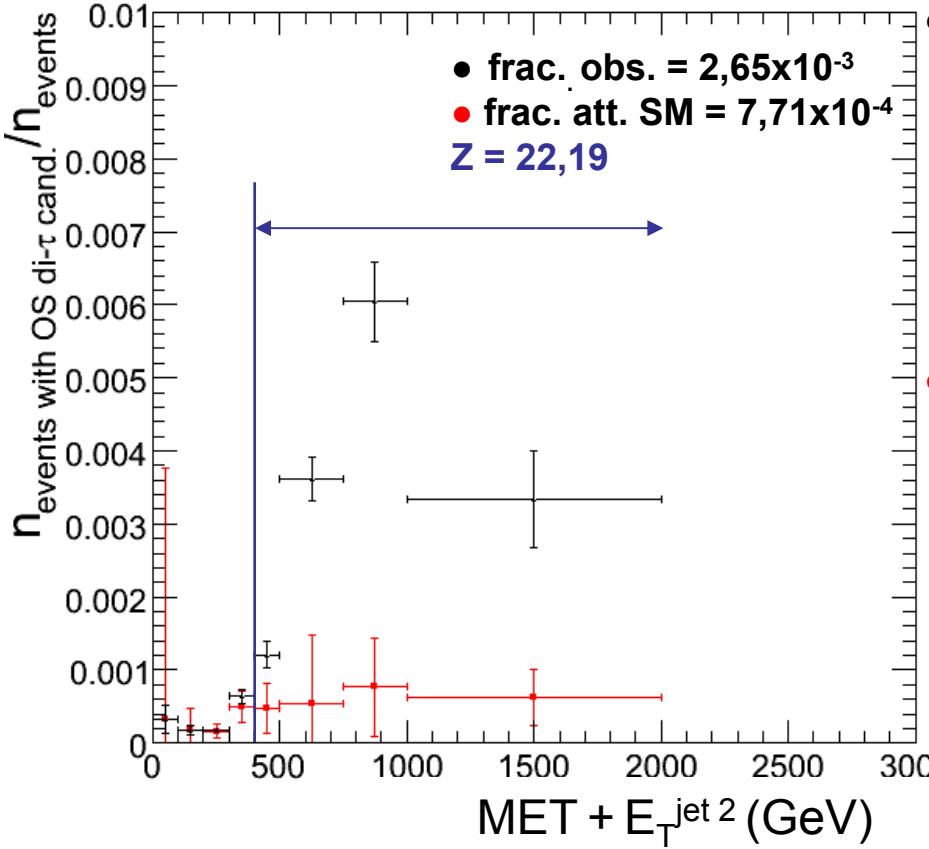
$\int \mathcal{L} dt = 10 \text{fb}^{-1}$

MC SM

données contenant
SM + mSUGRA LM2



nombre d'événements avec cand. di- τ de charges opposées dans la région signal
nombre d'événements



- observé
 - fraction moyenne pour $400 \text{GeV} < \text{MET} + E_T^{\text{jet } 2} < 2000 \text{GeV}$:
- attendu (extrapolé de la région contrôle)
 - fraction moyenne plus une erreur standard pour $400 \text{GeV} < \text{MET} + E_T^{\text{jet } 2} < 2000 \text{GeV}$:

$$\bar{R}_S^{\text{obs}} = \frac{N_S^{\text{obs}}}{N_S^{\text{OS di-}\tau \text{ cand. } > 0}}$$

$$\bar{R}_S^{\text{exp, SM}}$$

Test de l'hypothèse nulle :
 les données contiennent uniquement des événements
 des processus du Modèle Standard

Sous cette hypothèse,

- Estimation, dans la zone $400\text{GeV} < \text{MET} + E_{\tau^{\text{jet } 2}} < 2000\text{GeV}$,
 du degré de signification, p_{Bi} , du nombre observé

d'év^{ts} $N_{S \wedge n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.} > 0}}^{\text{obs}}$ avec $n_{\text{paires cand. tau OS.}} > 0$

étant donné - le nombre d'événements totaux observés : N_S^{obs}

- la fraction attendue des év^{ts} avec $n_{\text{paires cand. tau OS.}}$: $\bar{R}_S^{\text{exp,SM}}$

$$P_{Bi}(\geq N_{S \wedge n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.} > 0}}^{\text{obs}} | \bar{R}_S^{\text{exp,SM}}, N_S^{\text{obs}}) = \sum_{j=N_{S \wedge n_{OS \text{ di-}\tau \text{ cand.} > 0}}^{\text{obs}} \binom{N_S^{\text{obs}}}{j} (\bar{R}_S^{\text{exp,SM}})^j (1 - \bar{R}_S^{\text{exp,SM}})^{N_S^{\text{obs}} - j} .$$

$\approx 4,81 \times 10^{-109}$

[Linnemann]

- Degré de signification en terme de déviation standard associé à un test sur une valeur suivant une distribution normale unilatérale, nombre noté Z et défini par :

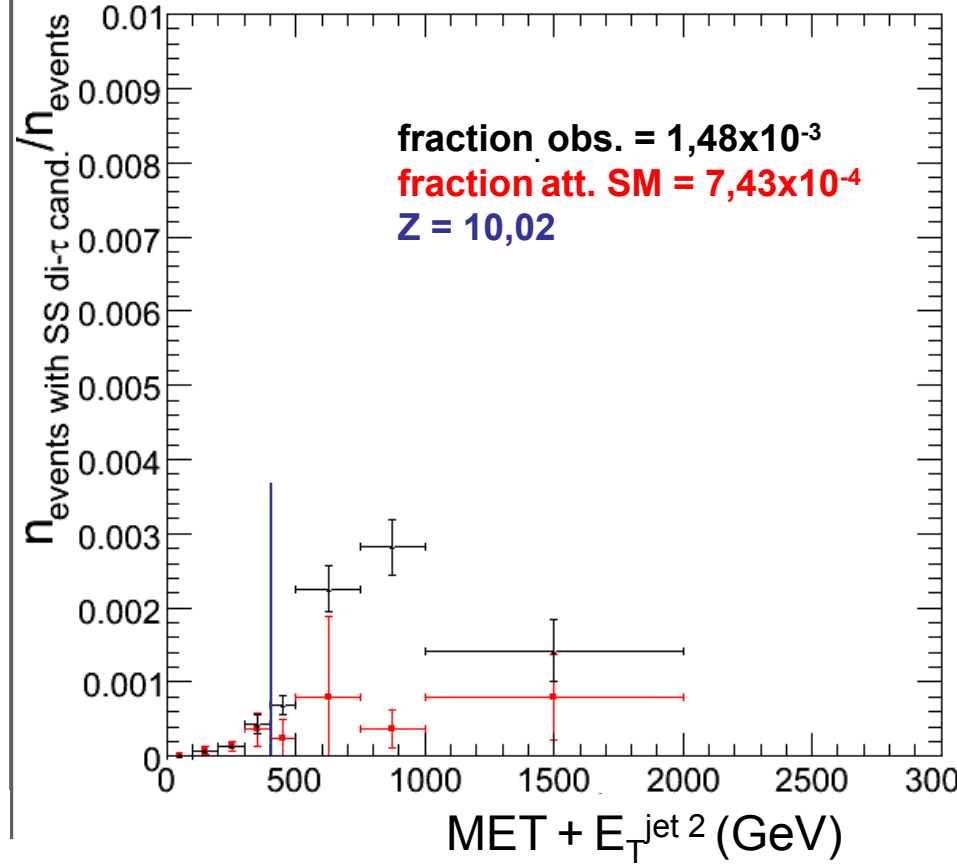
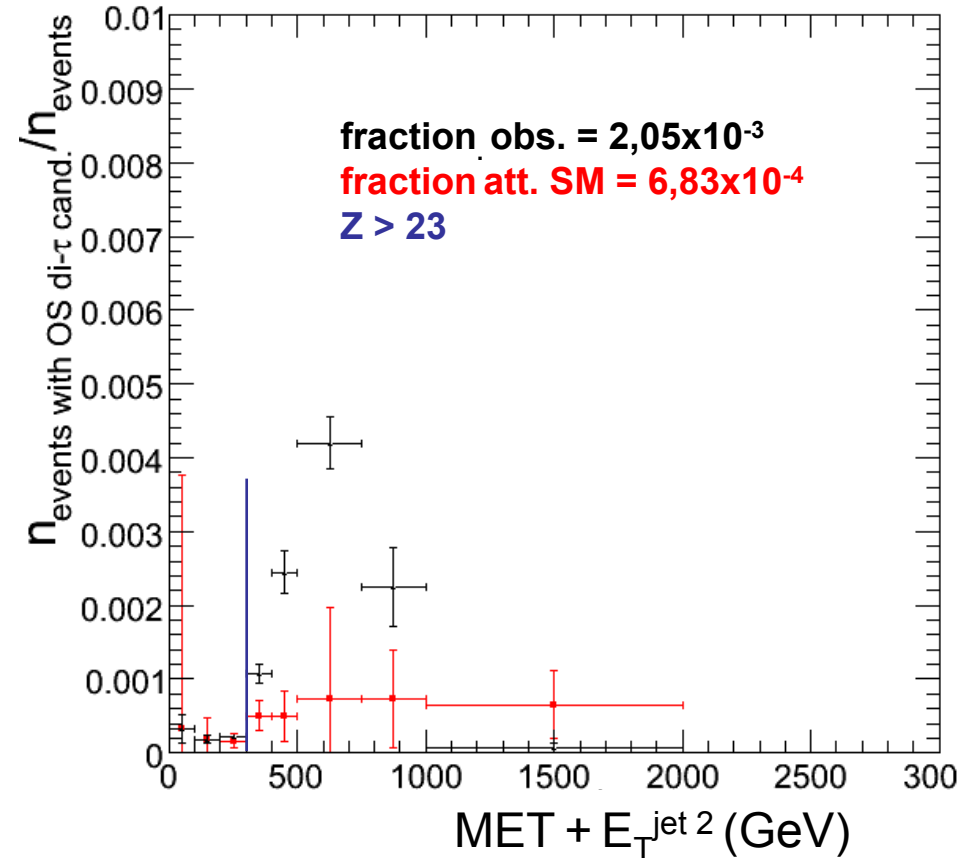
$$Z = \sqrt{2} \operatorname{erf}^{-1}(1 - 2p_{Bi}) ,$$

$$\approx 22,19$$

nombre d'événements avec cand. di- τ
nombre d'événements dans la région signal

taus de charges opposées, pour LM1

taus de même charge, pour LM2



- observé
- attendu (extrapolé de la région contrôle)

Résumé

- développement d'une méthode de discrimination entre un jet hadronique de tau et un jet hadronique issu de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon
 - 1^{er} niveau basé sur l'isolation par les traces,
 - développement d'une méthode de reconstruction des γ / π^0 au sein d'un jet de particules,
 - emploi d'un test statistique par rapport de vraisemblance basé sur les candidats γ / π^0
- comparaison de 3 méthodes pour contrôler l'Énergie Transverse Manquante dans les événements QCD
- recherche d'événements supersymétriques avec MET + jets + taus
→ mise en évidence de processus physiques au-delà du Modèle Standard réalisée, pour $\int L dt = 10 \text{ fb}^{-1}$, par :
 - la comparaison entre les **nombre d'événements** observés et attendus (MC) selon le SM,
 - la comparaison entre les **fractions d'événements** à $n_{\text{paires cand. tau OS/SS}} > 0$ observées et attendues (région contrôle dans les données + MC) selon le SM.

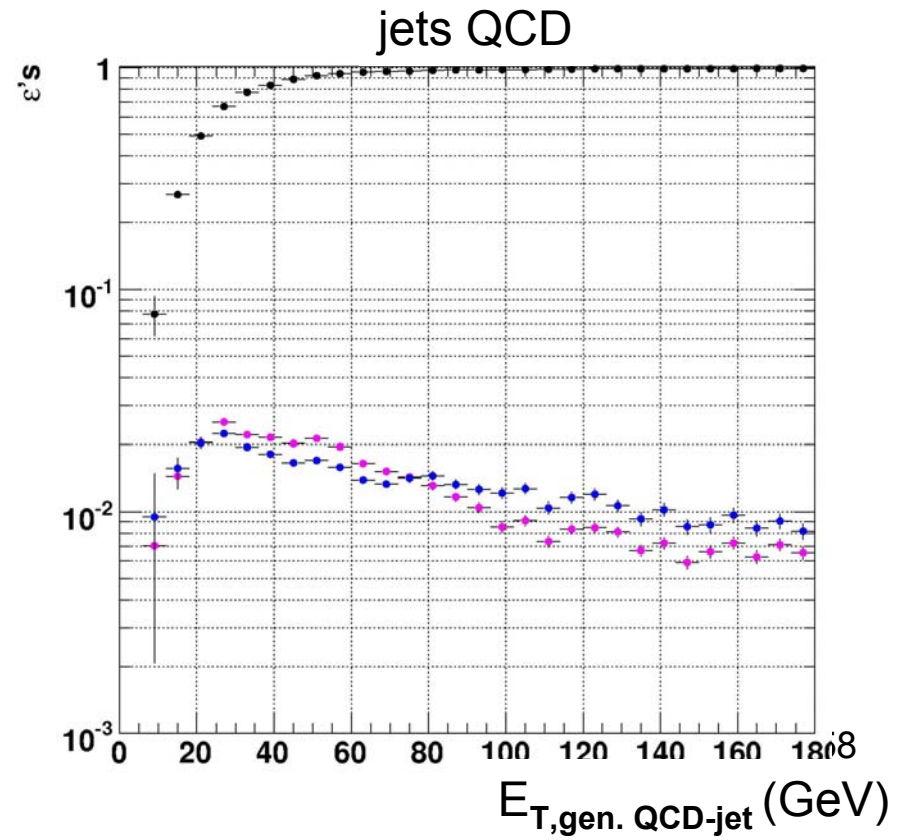
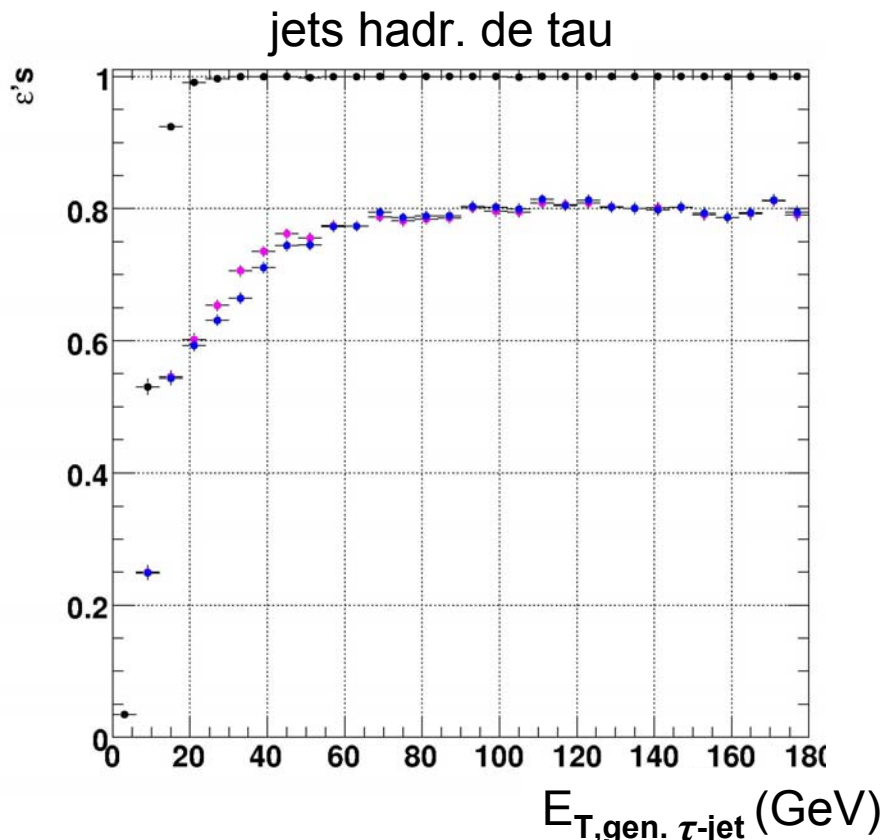
Réserve

Efficacité de sélection par les traces –cône signal de taille fixe / variable

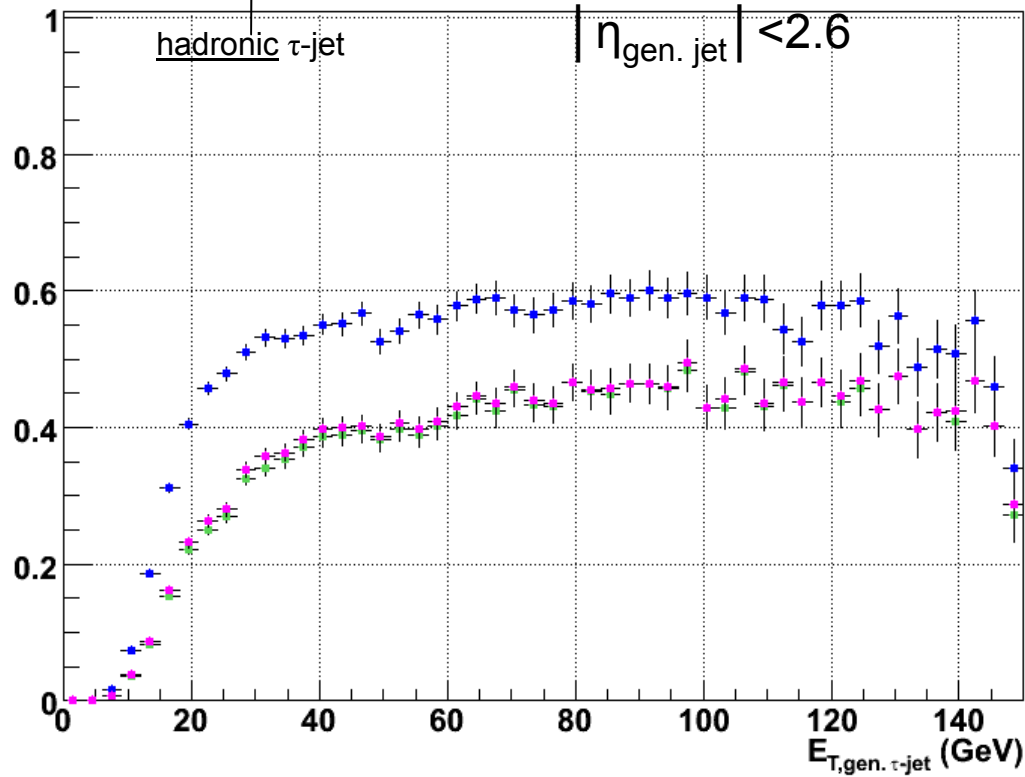
$$\varepsilon_{\tau\text{-jets}} = \frac{\text{\# jets calo. identifiés à jets hadr. de } \tau \text{ gén. et qui vérifient les critères}}{\text{jets hadr. de } \tau \text{ gén.}}$$

$\varepsilon_{\text{QCD-jets}}$, idem excepté jets QCD gén. au lieu de jets hadr. de τ gén.

- reconstruction du jet calo.,
- reco. du jet calo. + sélection par les traces avec taille **0,07** du cône signal
- reco. du jet calo. + sélection par les traces avec taille **variable** du cône signal

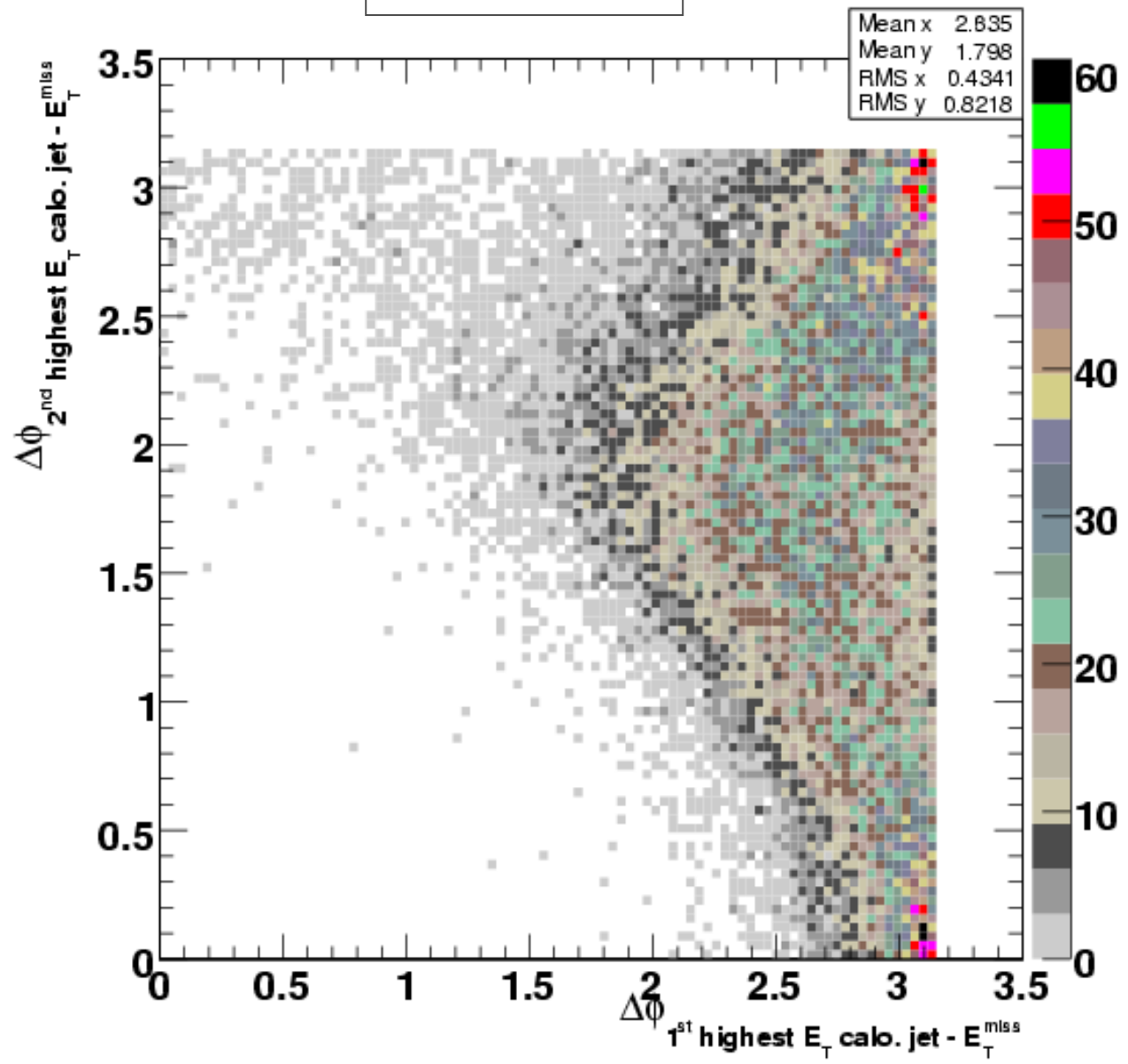


$\epsilon_{id} \tau\text{-jets vs } E_{T, \text{gen. } \tau\text{-jet}}$ in mSUGRA LM2 events



- jet reco. + tracker sel.
- + -no neutral ECAL activity- sel
/ LR sel if -neutral ECAL activity-
→ discriminator > 0.8
- + -not e/ μ - tagged

mSUGRA LM2

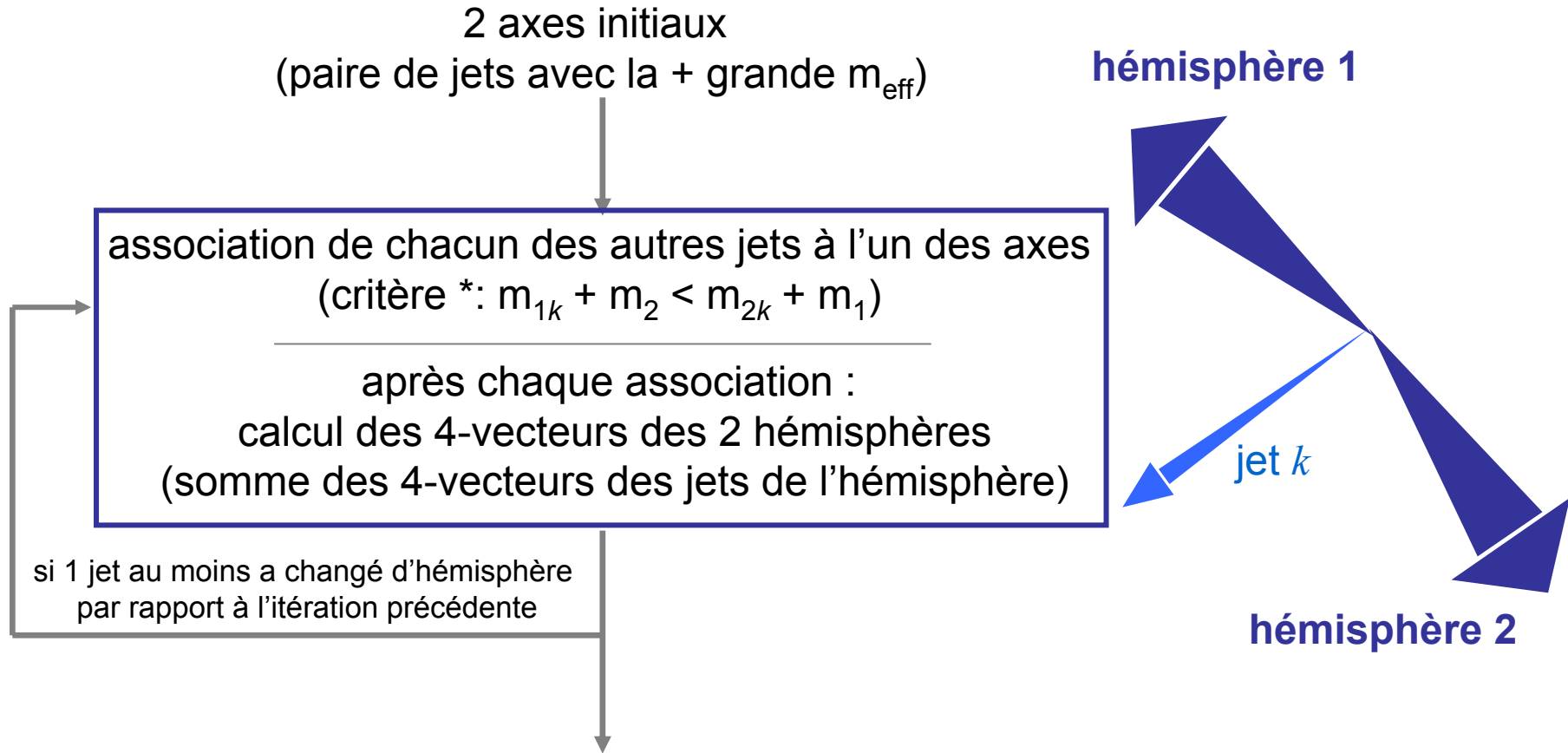


après coupure MET reconstruite > 200 GeV

Méthode de reconstruction des hémisphères [PapeMoortgat]

* modifié

- Choix des objets initiaux : jets calorimétriques



Motivation première pour la reconstruction des hémisphères :
permettre la séparation des jets calorimétriques en deux groupes suivant les deux
cascades présentes dans l'événement

→ diminuer le nombre de mauvaises combinaisons de jets pour construire des masses
invariantes à partir desquelles pourraient être déterminées les masses des sparticules
d'une cascade.

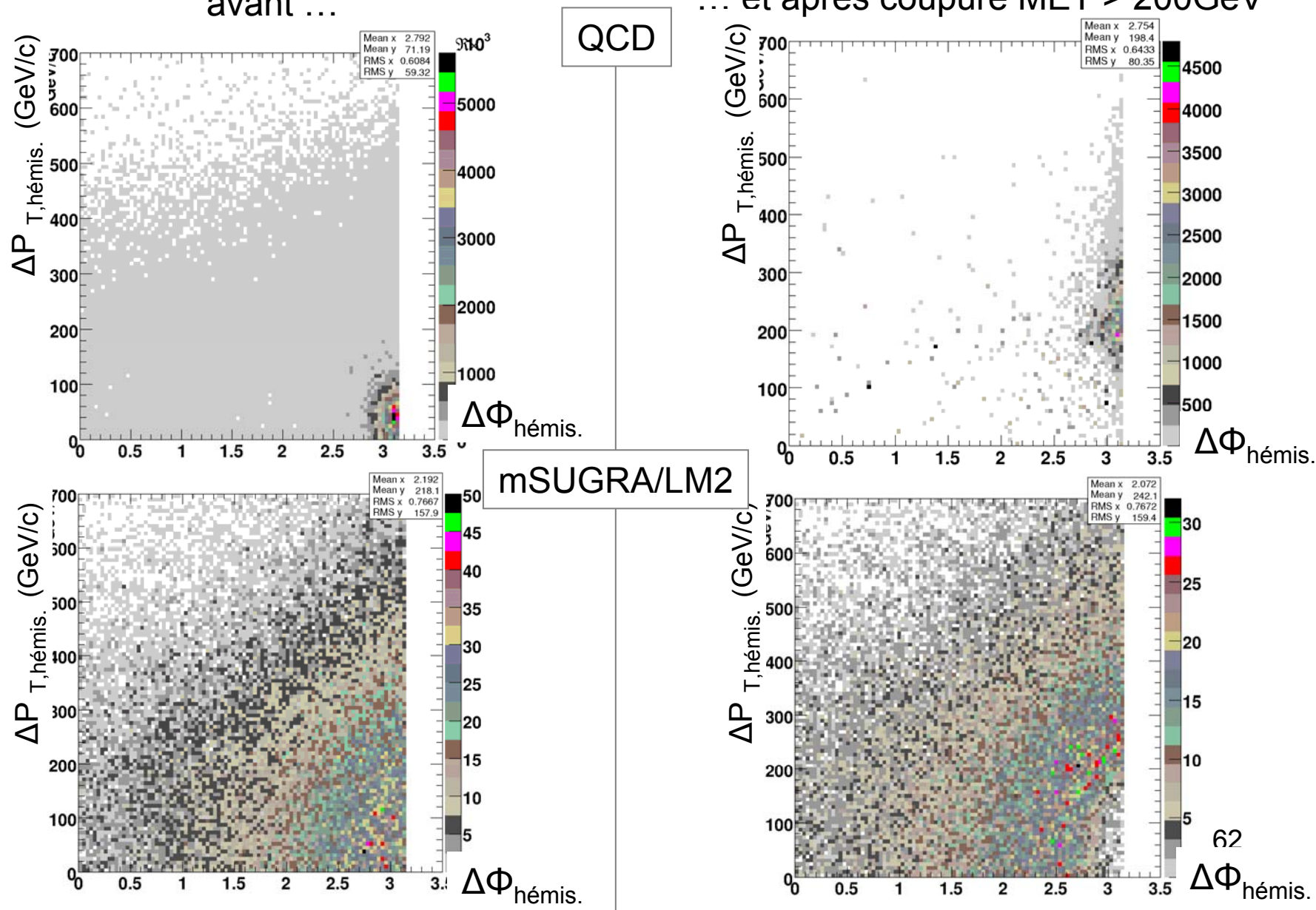
2nd emploi des hémisphères reconstruits

Contrôle de l'énergie transverse manquante dans les événements QCD

$\Delta P_{T,\text{hémis.}}$ en fonction de $\Delta\Phi_{\text{hémis.}}$,

avant ...

... et après coupure MET > 200GeV



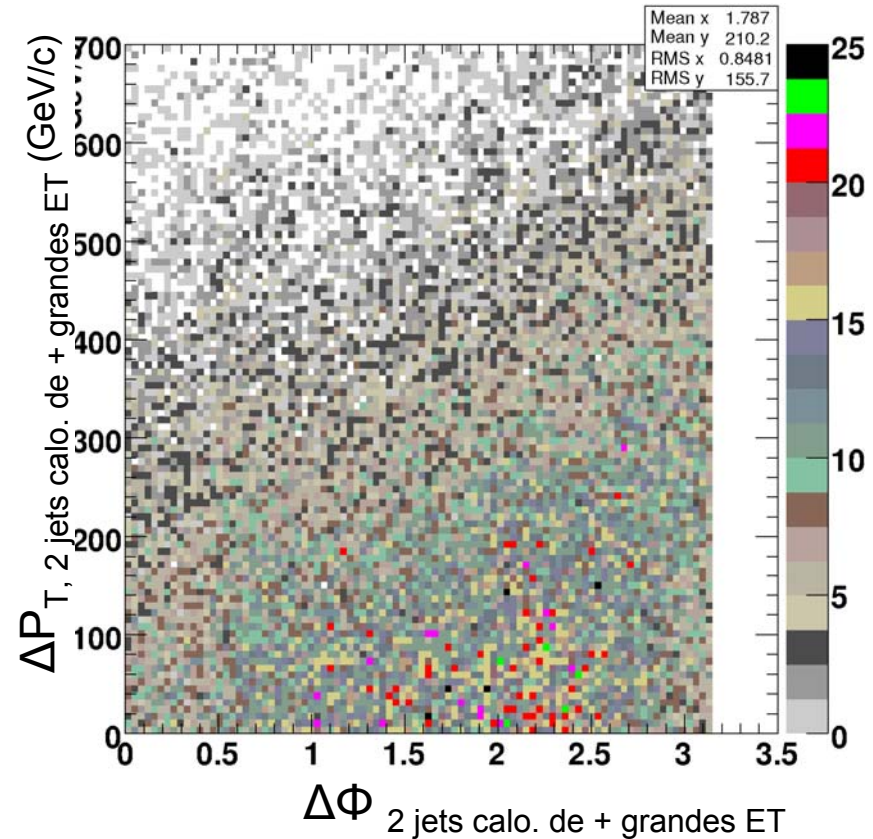
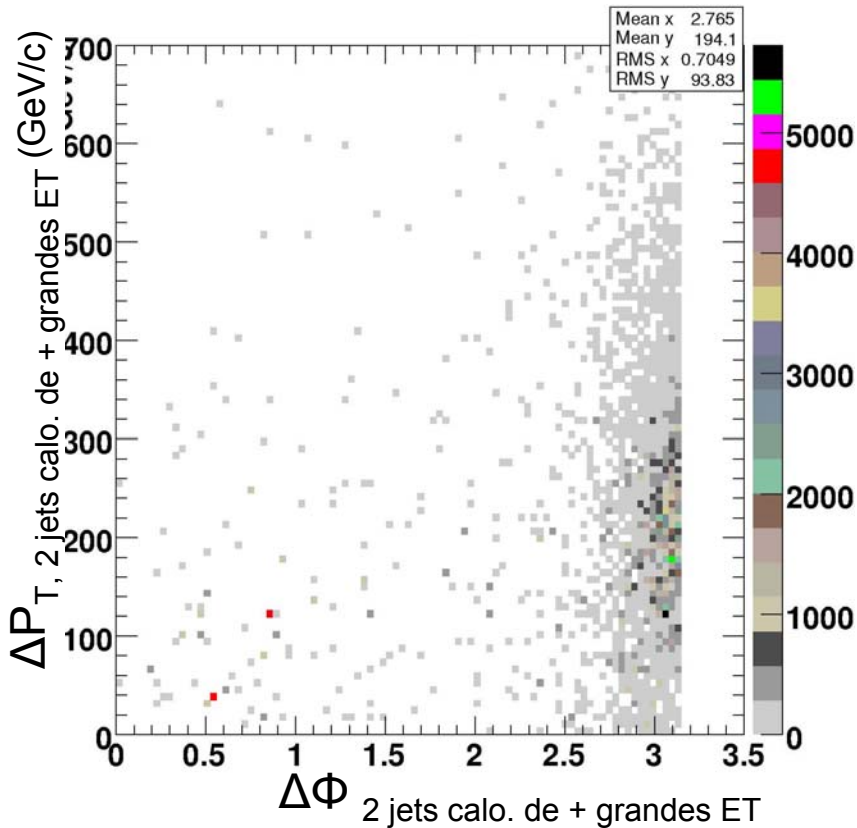
comportement des variables considérées similaire
à celui des variables $\Delta\Phi_{2 \text{ jets calo. de + grandes ET}}$ et $\Delta P_{T, 2 \text{ jets calo. de + grandes ET}}$

$\Delta P_{T, 2 \text{ jets calo. de + grandes ET}}$ en fonction de $\Delta\Phi_{2 \text{ jets calo. de + grandes ET}}$,

après coupure MET > 200GeV

QCD

mSUGRA/LM2

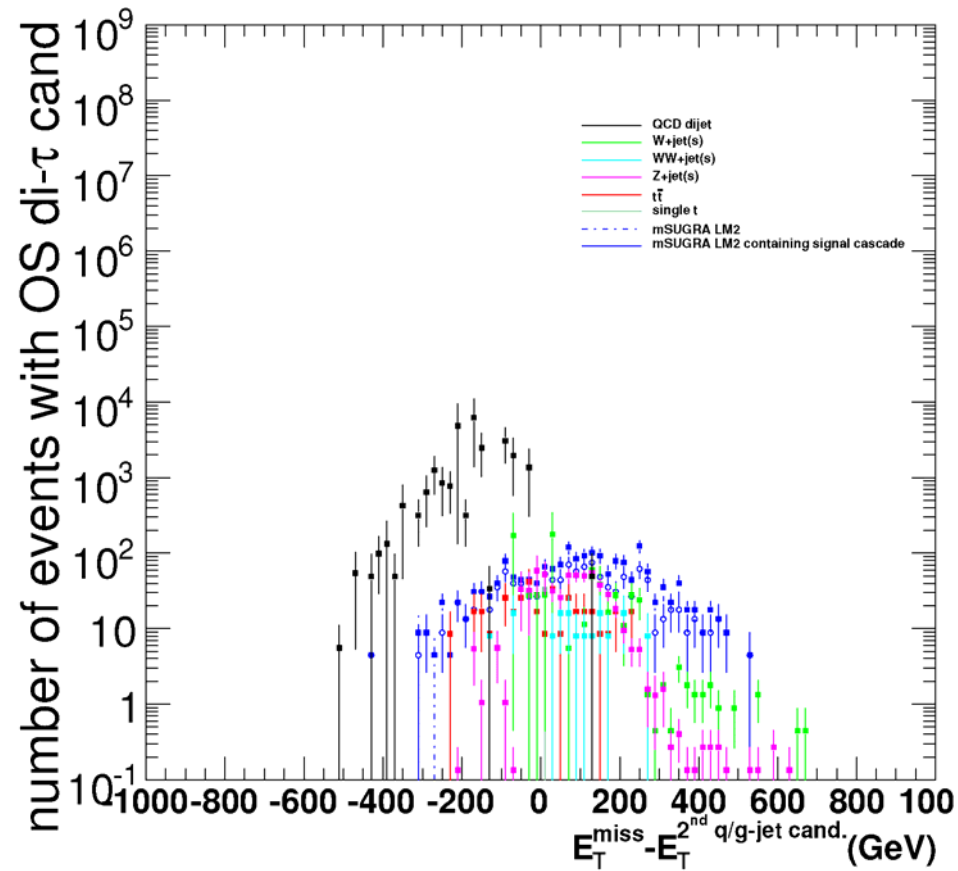
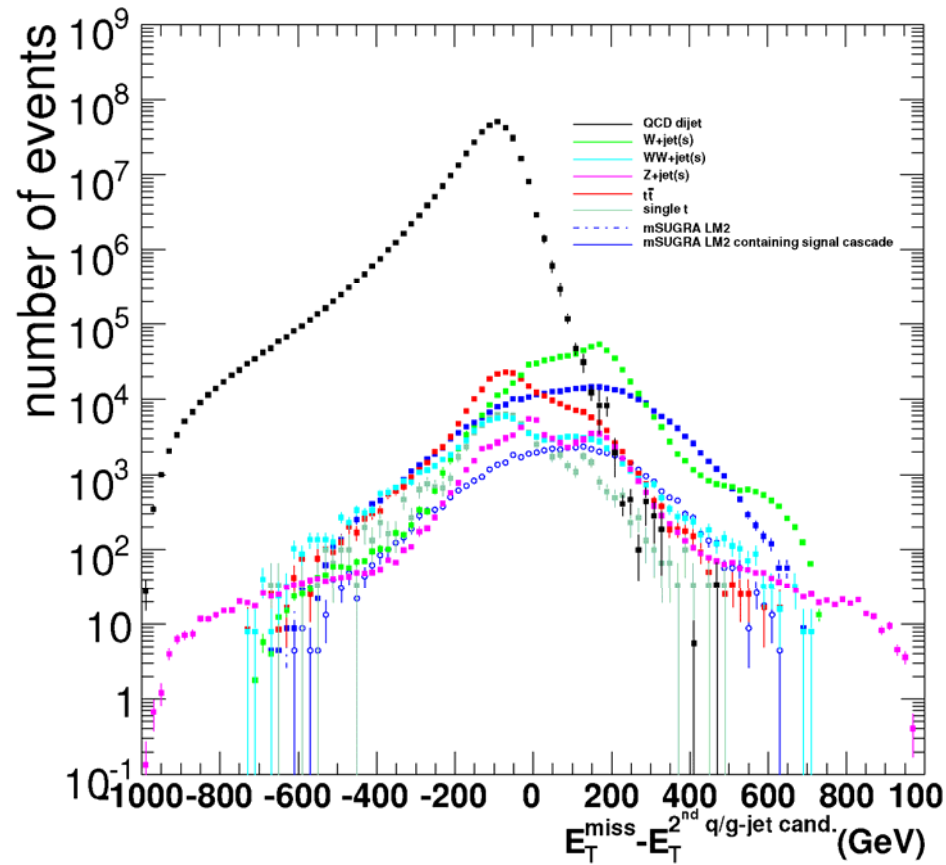


Effets des coupures pour les différents processus

après sélection par le système de déclenchement

nombre d'événements
après coupures successives
pour $\int L dt = 10 \text{fb}^{-1}$

processus physique (+3.5 ou 5 ev^{ts} empilés à chaque croisement des faisceaux)		après sélection par Sys. Décl.	\wedge sélection $n_{\text{paires cand. tau OS}} > 0$	\wedge sélection cinématique
mSUGRA LM2	tous	$60,03 \times 10^3$	638	432
	contenant cascade \tilde{q}	$15,99 \times 10^3$	431	305
mSUGRA LM1	tous	$351,95 \times 10^3$	$1,92 \times 10^3$	922
	contenant cascade \tilde{q}	$52,39 \times 10^3$	$1,27 \times 10^3$	603
QCD	$80 \text{GeV}/c < p_T < 1000 \text{GeV}/c$	$335,22 \times 10^6$	$25,00 \times 10^3$	0
$t\bar{t}$ incl.		$257,30 \times 10^3$	355	17
un seul t incl.		$69,34 \times 10^3$	33	0
W+jet(s)	$p_T < 200 \text{GeV}/c$	$359,01 \times 10^3$	507	0
	$p_T > 200 \text{GeV}/c$	$299,06 \times 10^3$	170	28
WW+jet(s)		$98,11 \times 10^3$	136	24
Z+jet(s)	$p_T < 200 \text{GeV}/c$	$36,34 \times 10^3$	269	0
	$p_T > 200 \text{GeV}/c$	$34,72 \times 10^3$	299	15



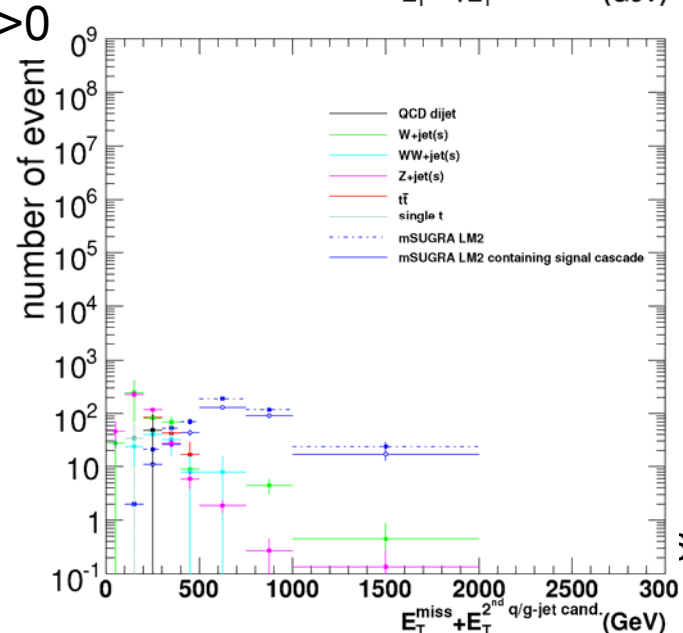
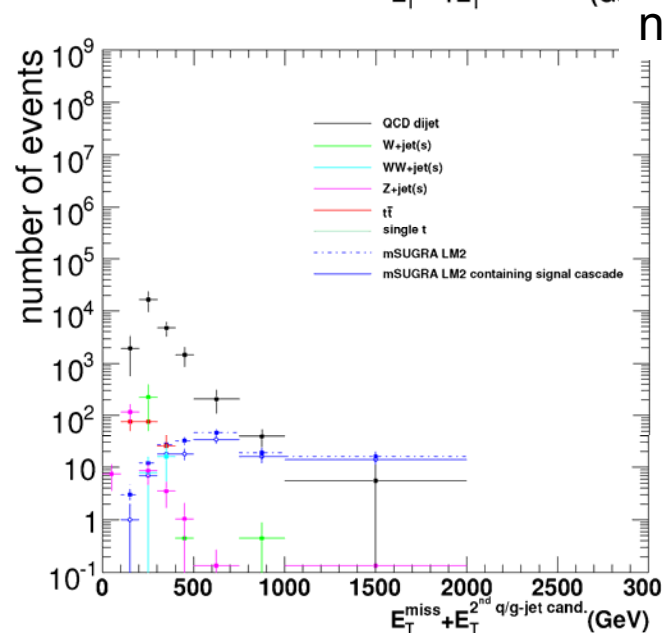
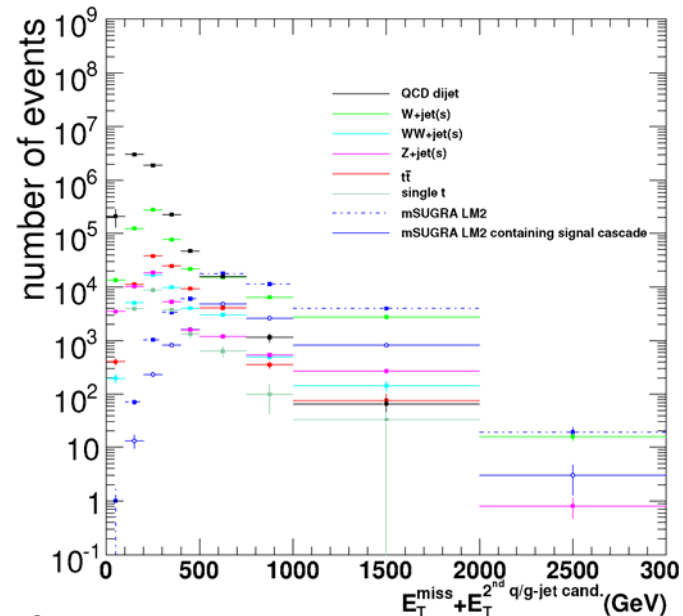
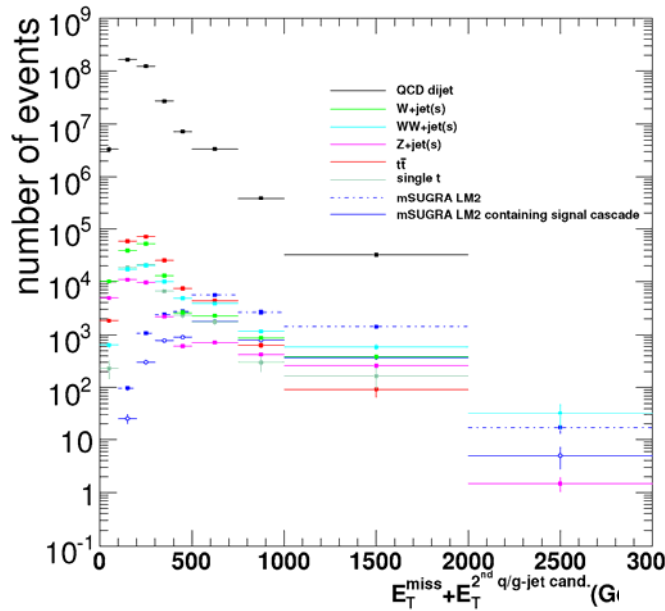
Répartition des événements dans les deux régions

MET + E_T^{2nd} q/g-jet cand.

$\int \mathcal{L} dt = 10 \text{fb}^{-1}$

MET - E_T^{2nd} q/g-jet < 0

MET - E_T^{2nd} q/g-jet > 0



Bibliographie

- [PapeMoortgat] F.MOORTGAT et L. PAPE,
Hemisphere algorithm for separation of decay chains,
CMS ANALYSIS NOTE, 2006/043, 2006,
<http://cmsdoc.cern.ch/~fmoortga/hemisphere/>
- [Linnemann] J.T. LINNEMANN,
Measures of Significance in HEP and Astrophysics,
[physics/0312059](#)