



# Identification des leptons $\tau$ dans leurs désintégrations hadroniques et recherche de particules supersymétriques se désintégrant en leptons $\tau$ 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  $\tau$
- Contrôle de l'Énergie Transverse Manquante dans les événements QCD
- Recherche de particules supersymétriques se désintégrant en leptons  $\tau$
- 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>	$L_{\alpha L}$	$= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ ,	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu} \\ \mu \end{pmatrix}_L$ ,	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau} \\ \tau \end{pmatrix}_L$ ,	$\dots \quad (\underline{1}, \underline{2}, -1)$
	$E_{\alpha R}$	$= e_{iR}$ ,	$\mu_{iR}$ ,	$\tau_{iR}$ ,	$\dots \quad (\underline{1}, \underline{1}, -2)$

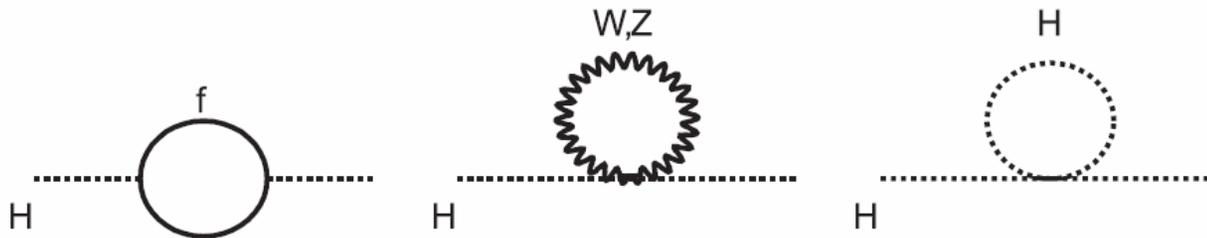
- secteur de jauge

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

- 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)	$L$	$(\tilde{\nu} \tilde{e}_L)$	$(\nu e_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	$\bar{e}$	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
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

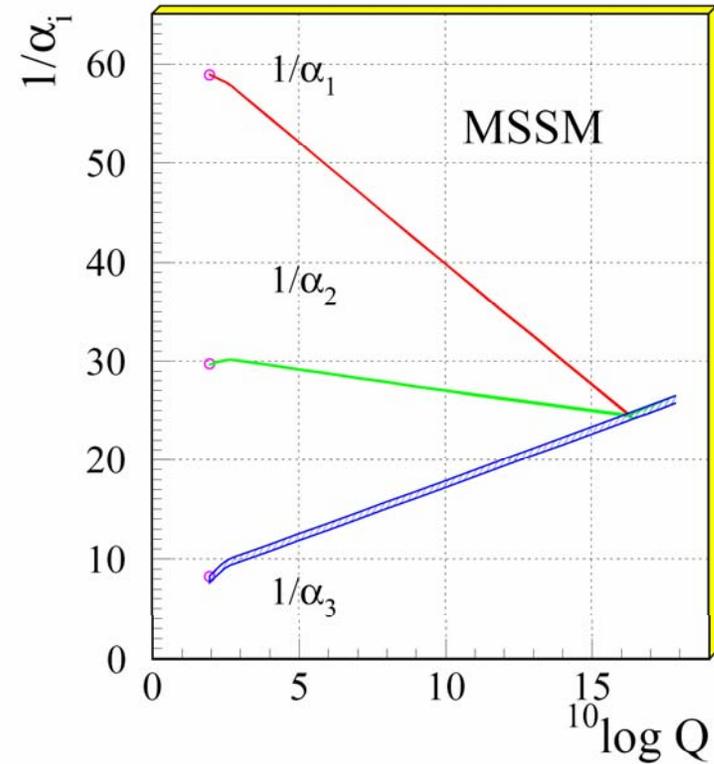
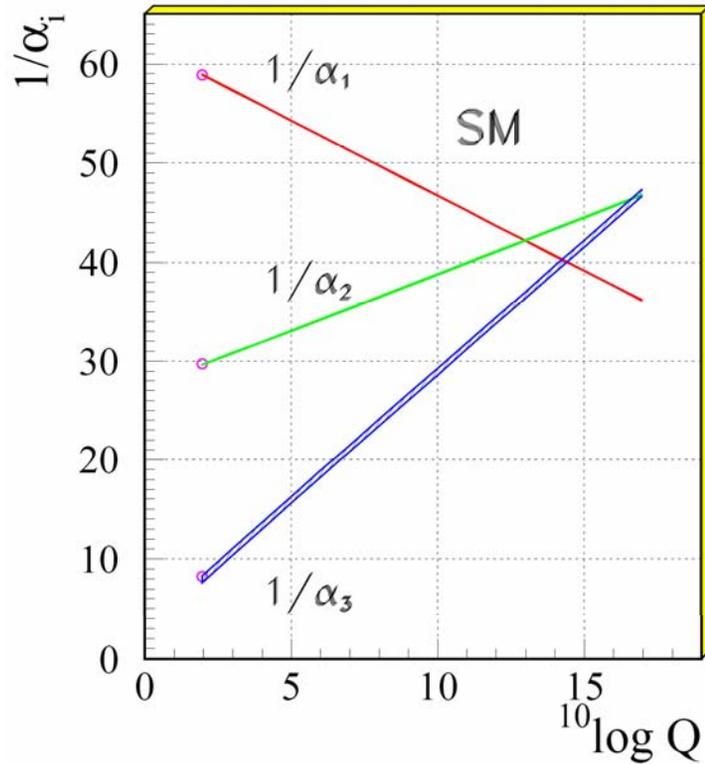
Names	spin 1/2	spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
gluino, gluon	$\tilde{g}$	$g$	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
winos, W bosons	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, B boson	$\tilde{B}^0$	$B^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

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.

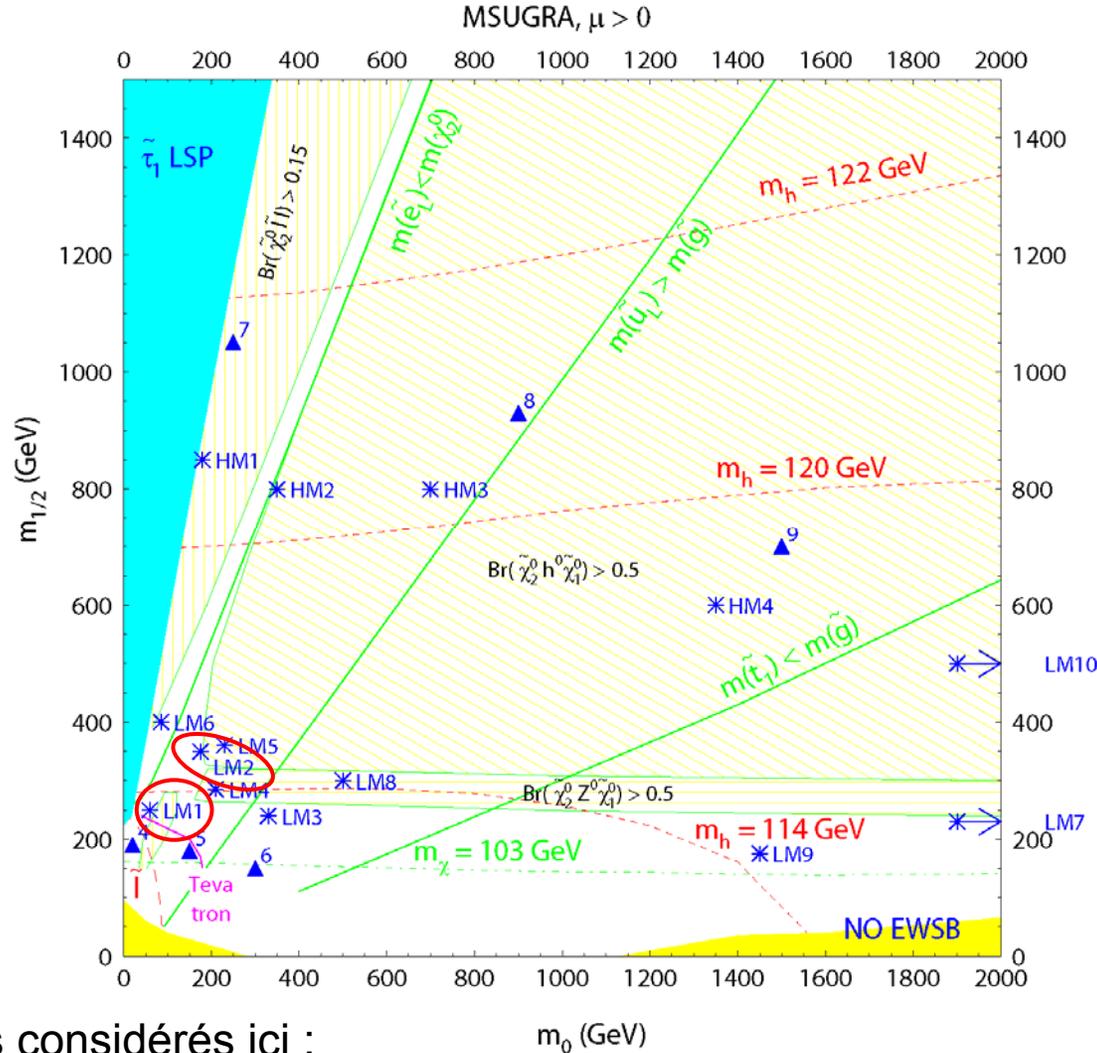
# Le Modèle MSSM

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

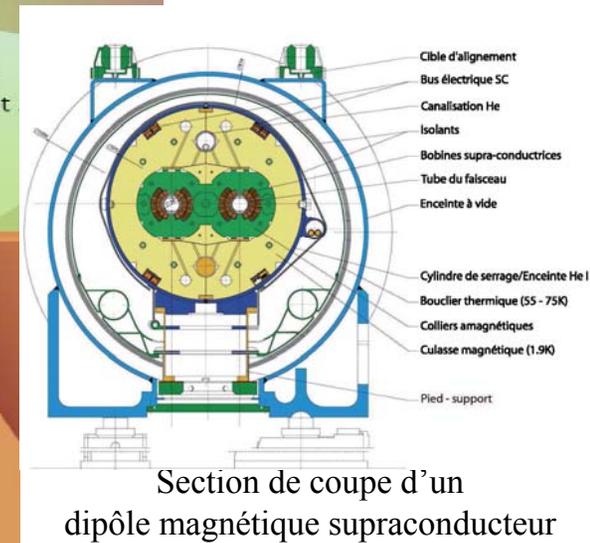
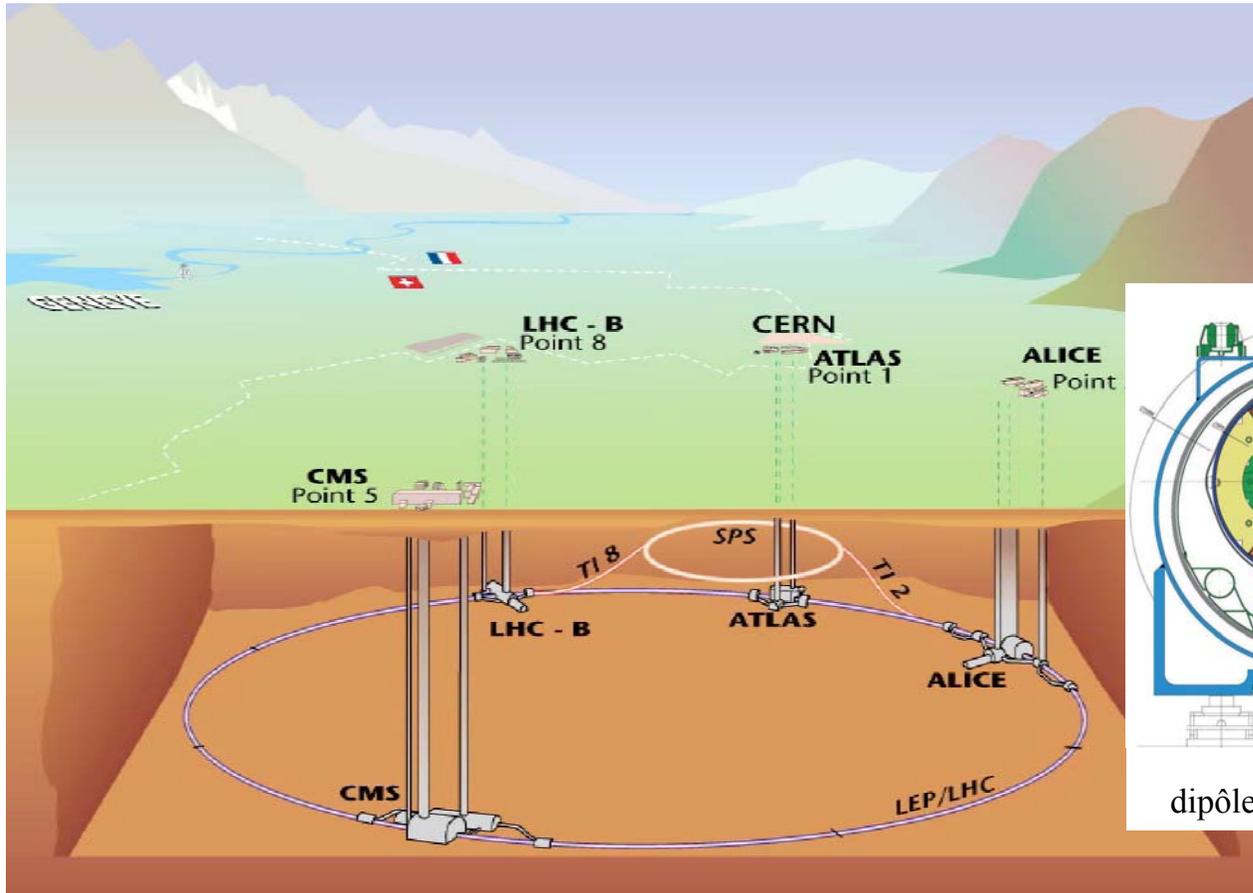
$\rightarrow$  points de basses masses, grandes sections efficaces,

accessibles dans les premières données des collisions  $pp$  au LHC



# 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<sup>ères</sup> données prévues en 2008.



# Le détecteur CMS

le détecteur C.M.S.:

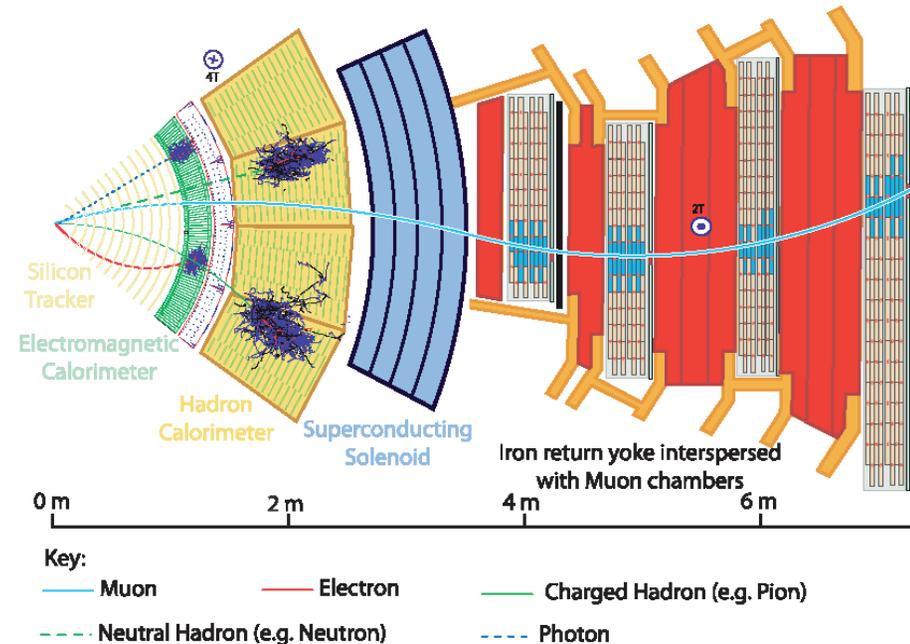
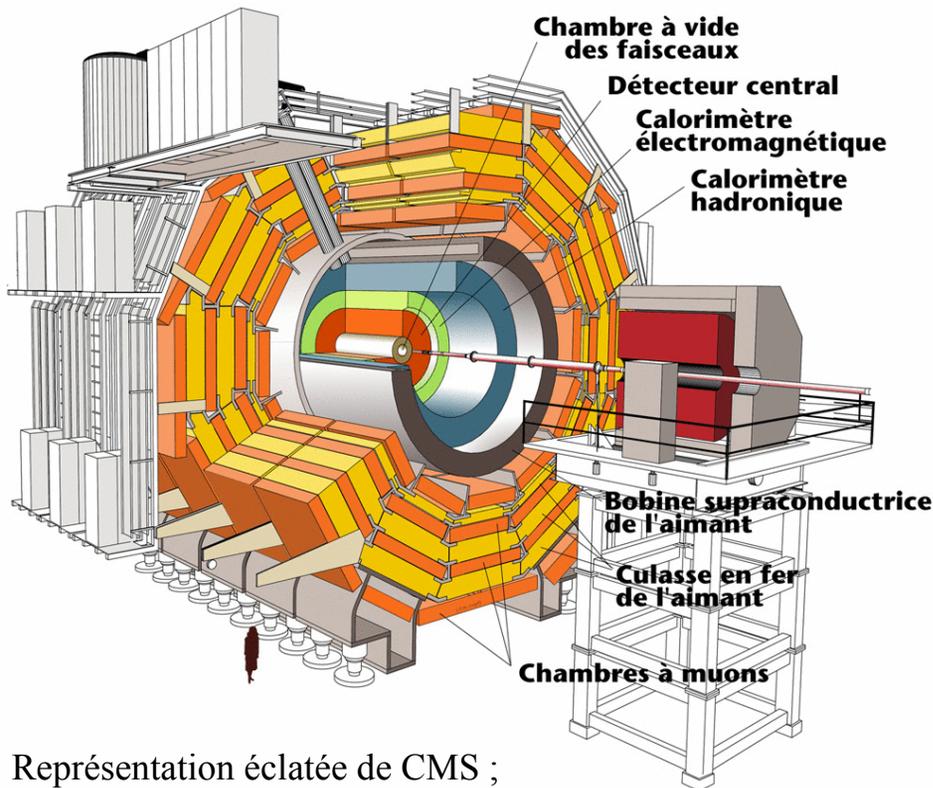
- grand champ magnétique à l'intérieur du solénoïde supraconducteur (4T)

- 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 $\tau$

# Le lepton tau

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

type	désintégration de $\tau$	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.

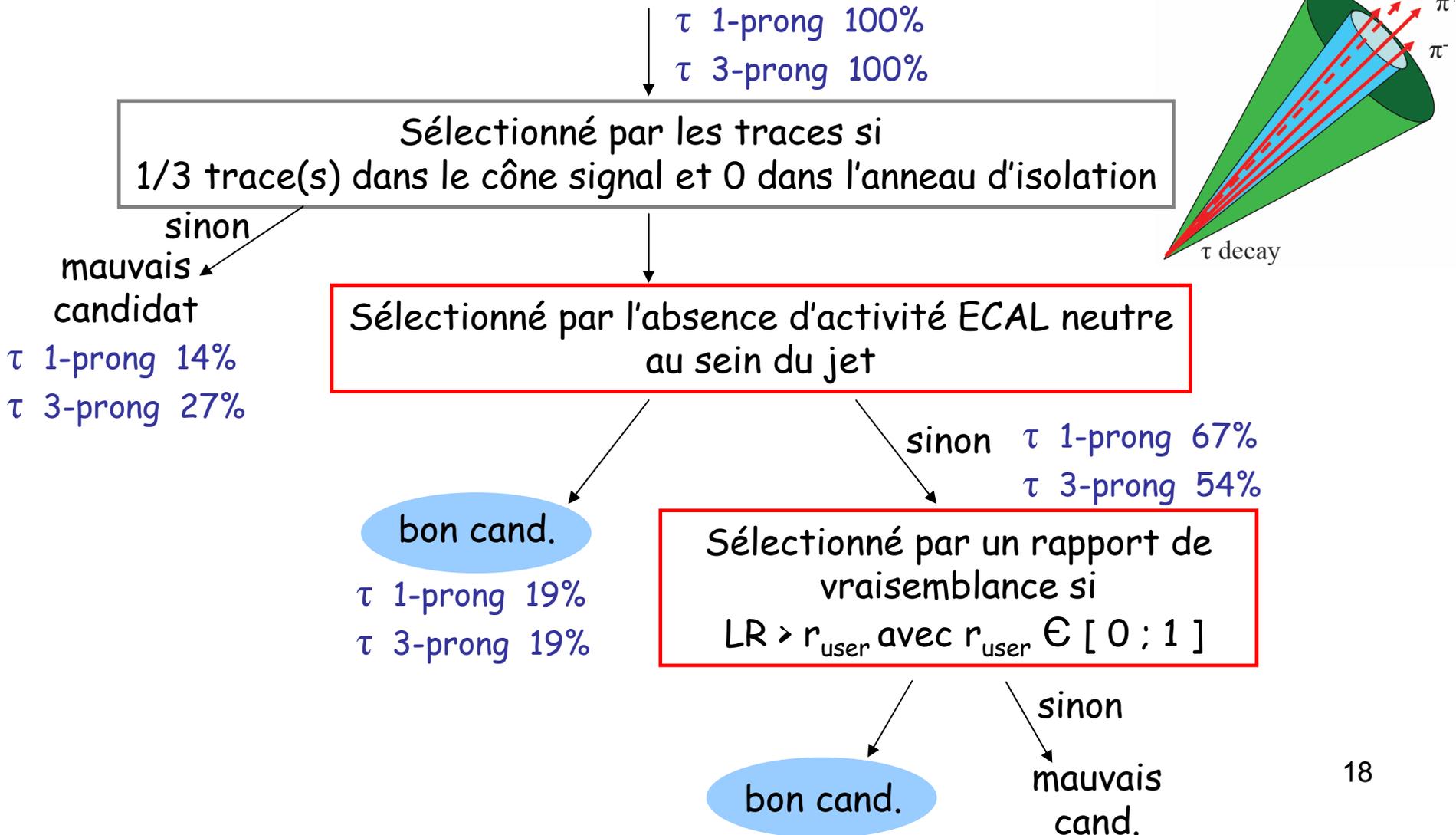
# Le lepton tau

- plusieurs canaux de désintégrations envisagés au LHC contenant des  $\tau$  :
  - 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'étalement (angle d'ouverture limité par  $m_\tau / E_\tau$ ),
  - la faible multiplicité en particules chargées,
  - la faible multiplicité en  $\pi^0 / \gamma$ , leur faible somme énergétique comparée à celle des particules chargées,
  - le temps de vol non négligeable du  $\tau$  ( $c\tau = 87,11 \mu\text{m}$ ).

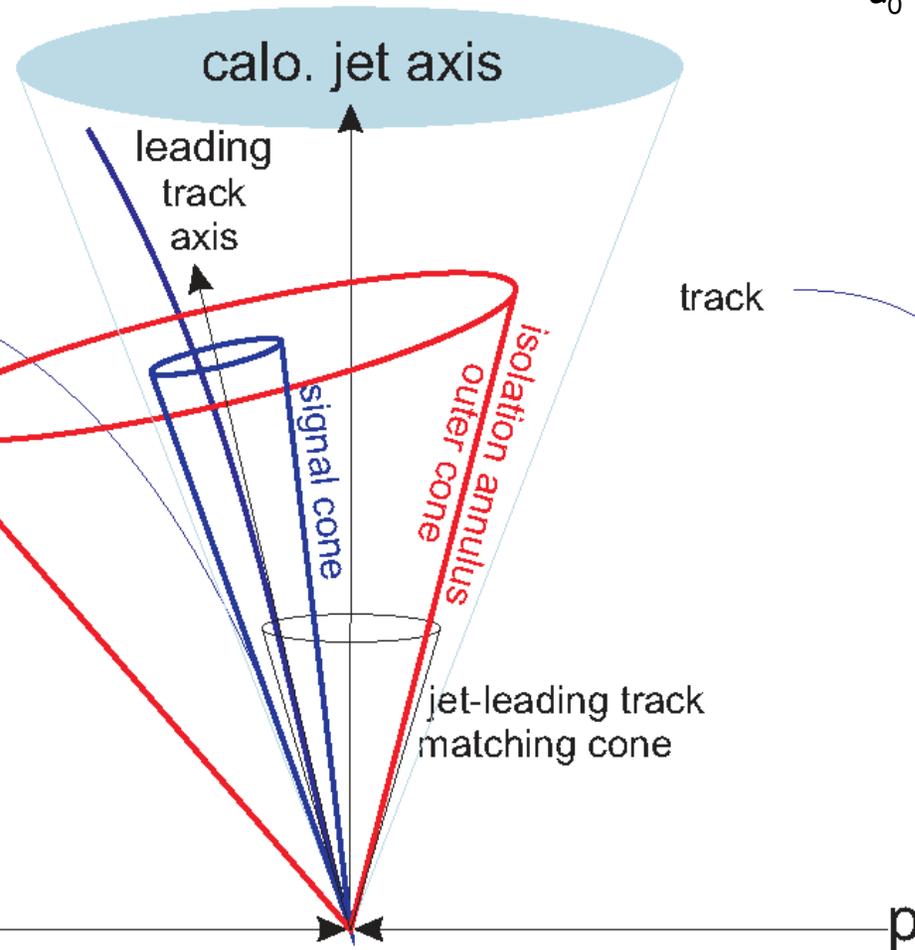
# Schéma de sélection des candidats jets hadroniques de $\tau$ reconstruits

- Objet de départ pour la reconstruction d'un candidat jet hadronique de  $\tau$  : 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

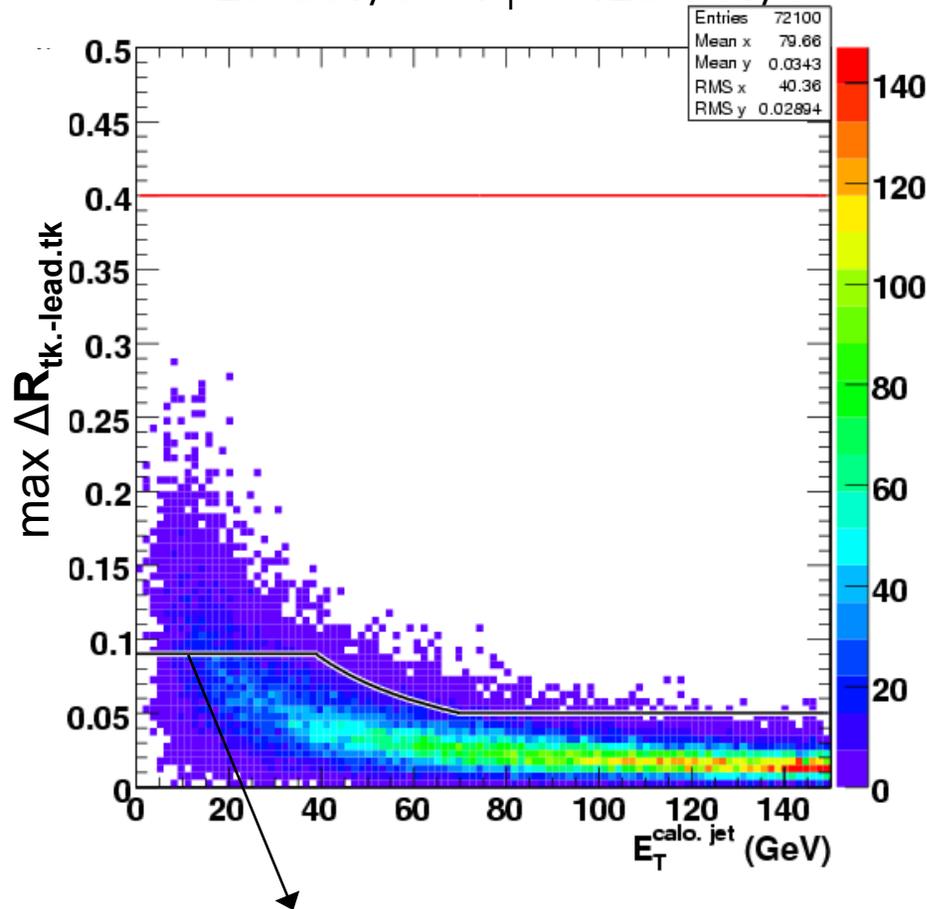
$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$$

avec :

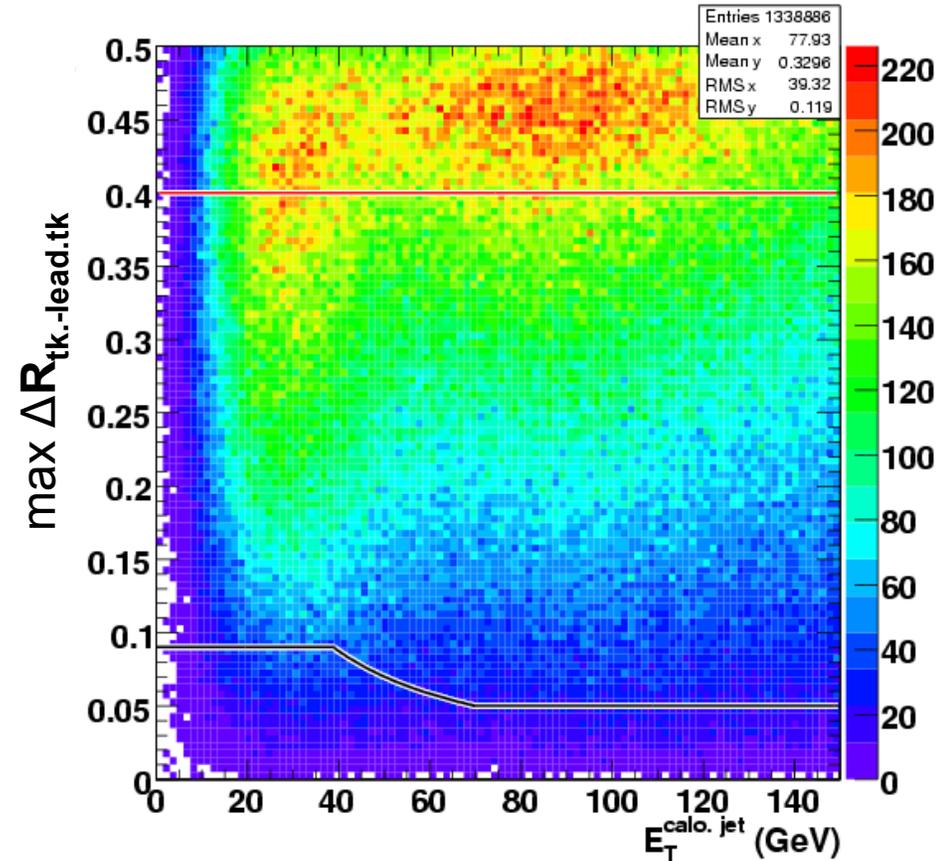
- $\Delta\phi$  l'angle azimutal entre les deux axes,
- $\Delta\eta$  leur diff. de pseudorapidité.

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  $\Delta R_{\text{signal}} = 0,05$

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

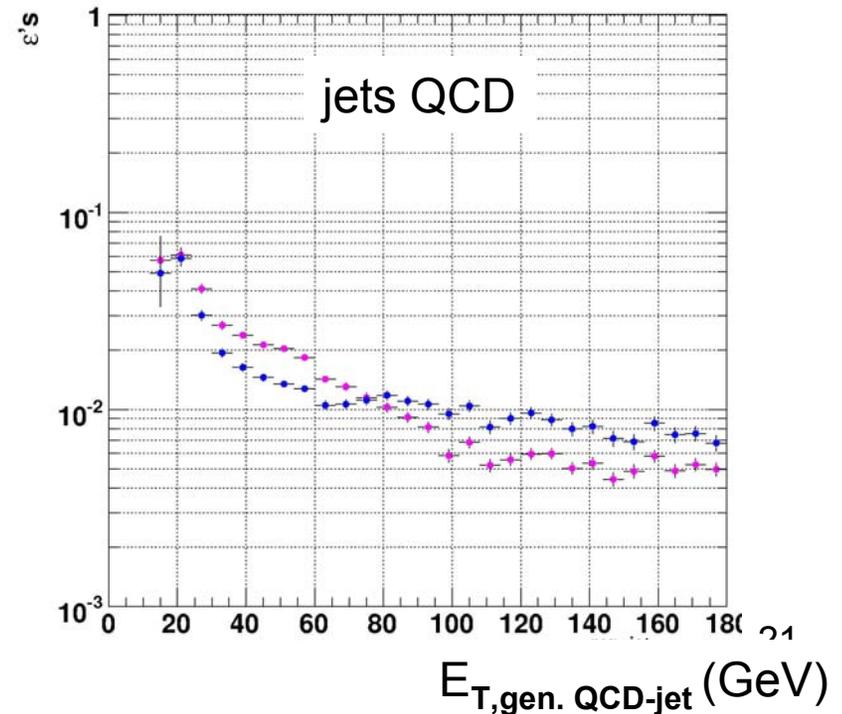
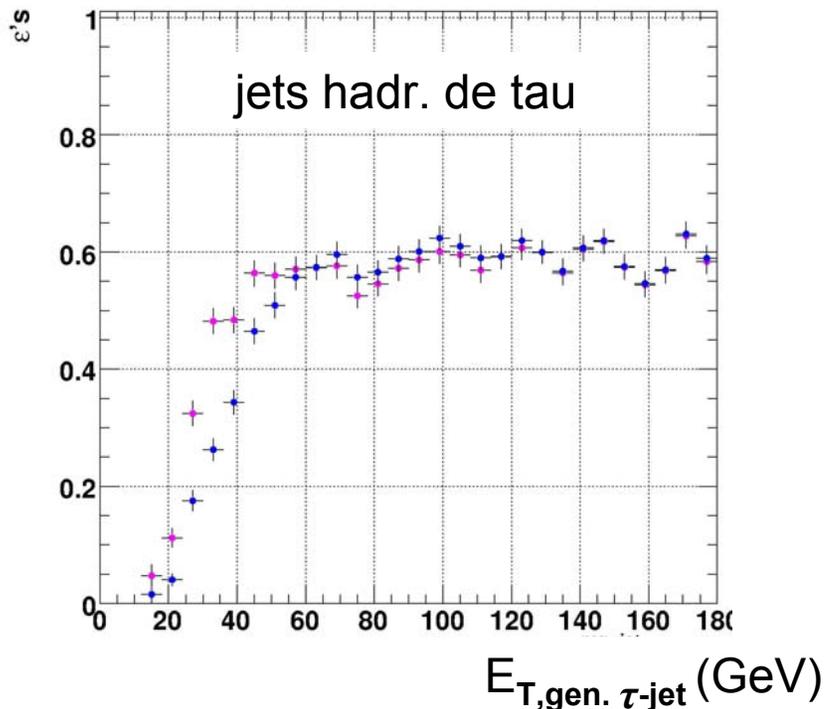
# Efficacité de sélection par les traces –cône signal de taille fixe / variable

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

$\mathcal{E}_{\text{QCD-jets}}$ , idem excepté jets QCD gén. au lieu de jets hadr. de  $\tau$  gén.

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

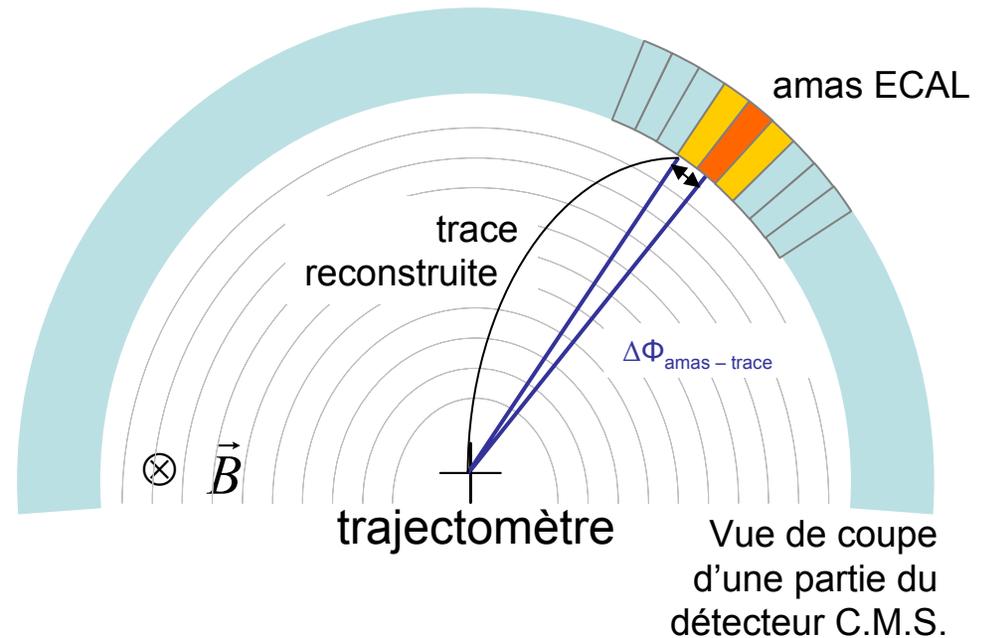
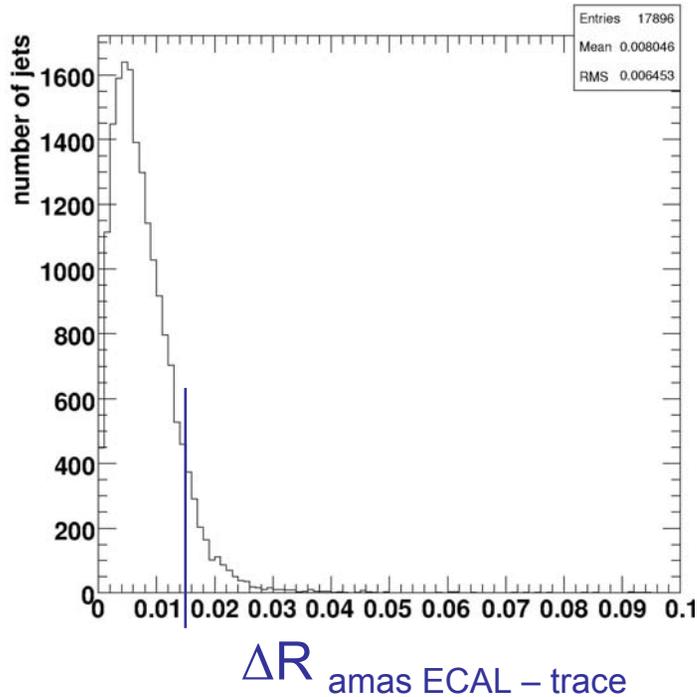
- reco. du jet calo. + sélection par les traces avec taille 0,07 du cône signal
- reco. du jet calo. + sélection par les traces avec taille variable du cône signal



# Reconstruction des $\gamma / \pi^0$ 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

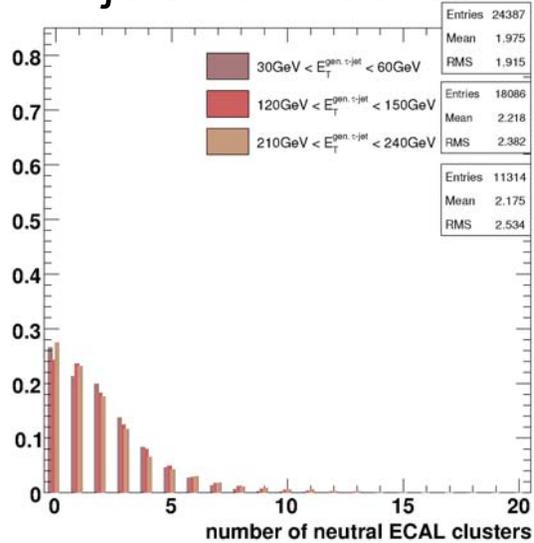
cas : jet calo. identifié à  $\tau^{+/-} \rightarrow \pi^{+/-} \bar{\nu}_\tau$  gén.,  
et auquel sont associés 1 trace et 1 amas ECAL



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.

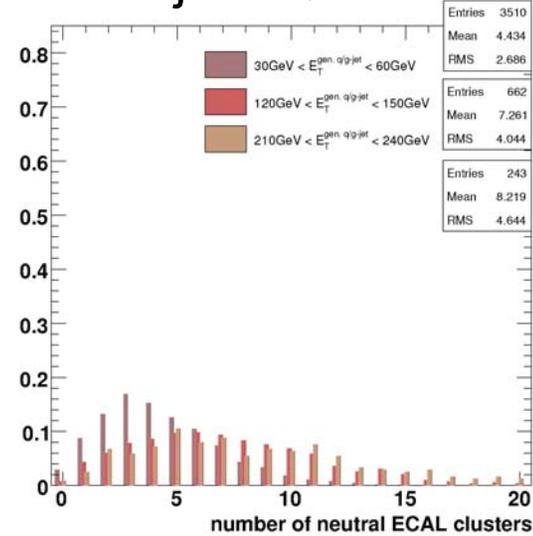
- Étape 2 : les candidats jets de tau qui ne contiennent pas d'activité ECAL neutre sont sélectionnés, les autres seront traités par le rapport de vraisemblance.

jets hadr. de tau

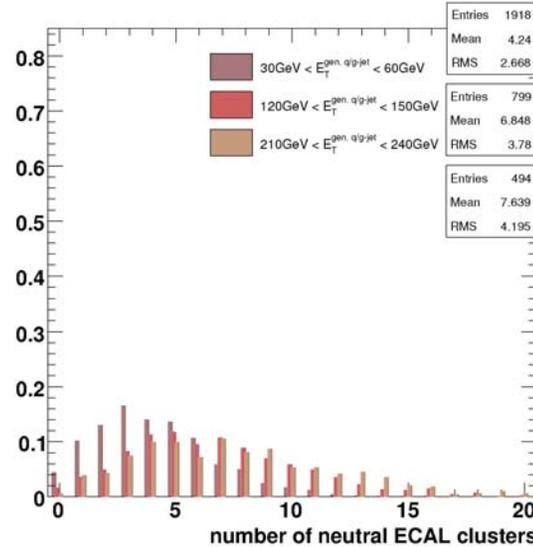
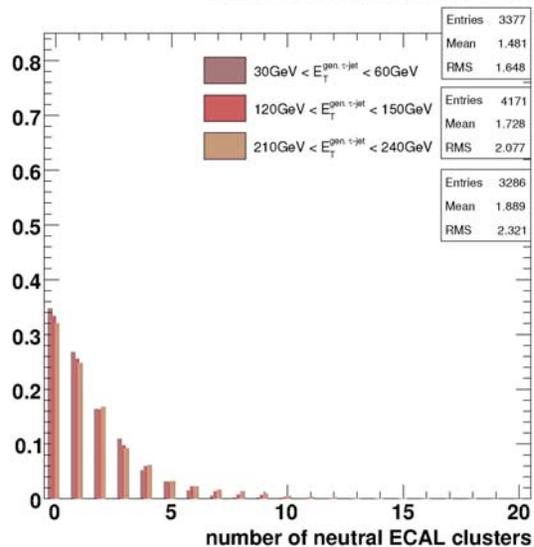


1 trace signal

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

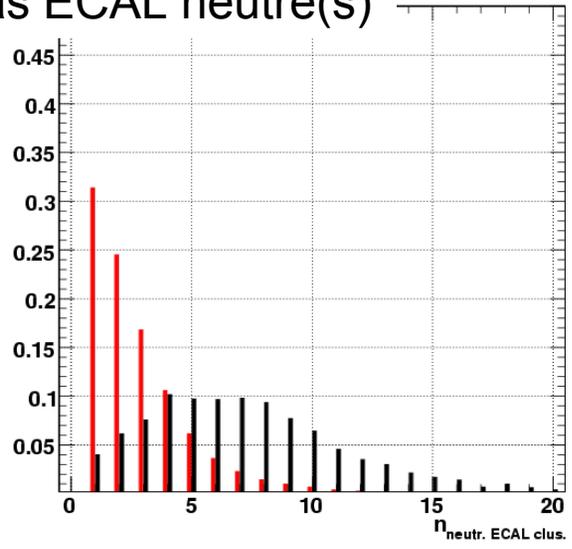
# Les fonctions de densités de probabilité

cas 1 trace signal

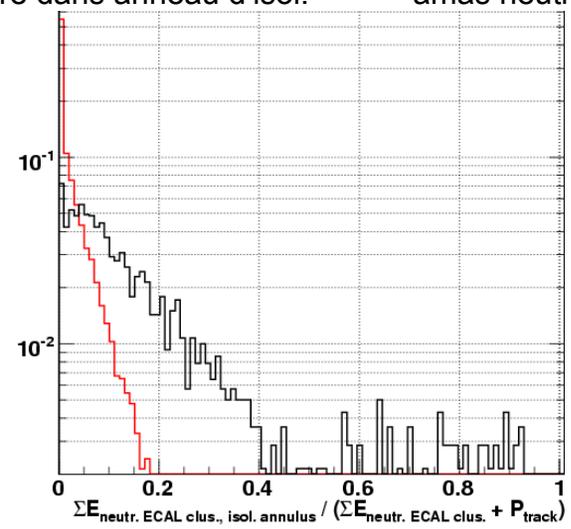
exemple pour  $90 \text{ GeV} < E_{T, \text{jet cal.}} < 120 \text{ GeV}$

— jets hadr. de tau  
— jets QCD

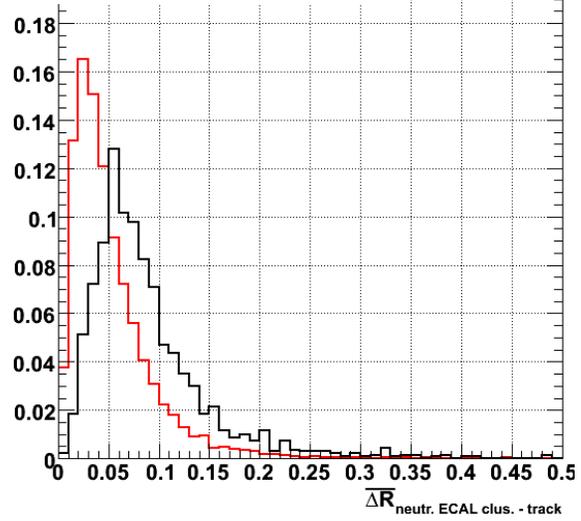
• # amas ECAL neutre(s)



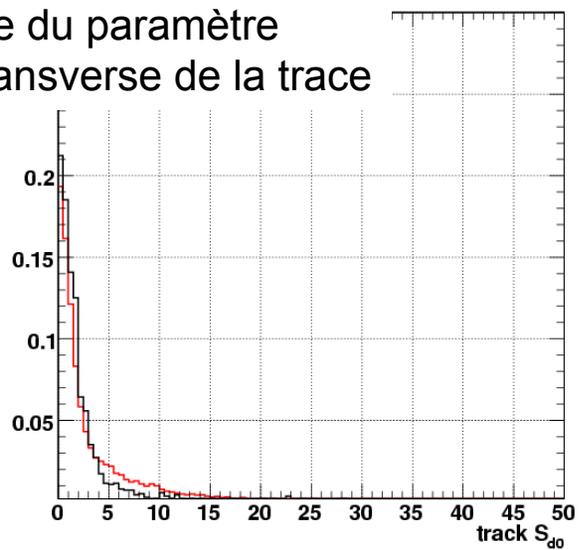
•  $\Sigma E_{\text{amas neutre dans anneau d'isol.}} / (\Sigma E_{\text{amas neutre}} + \Sigma P_{\text{trace}})$



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



• signficance du paramètre d'impact transverse de la trace



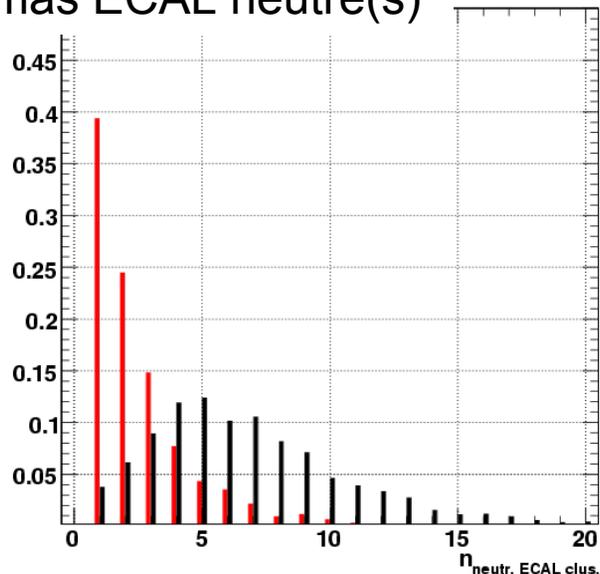
exemple pour  $90 \text{ GeV} < E_{T, \text{jet calo.}} < 120 \text{ GeV}$

— jets hadr. de tau

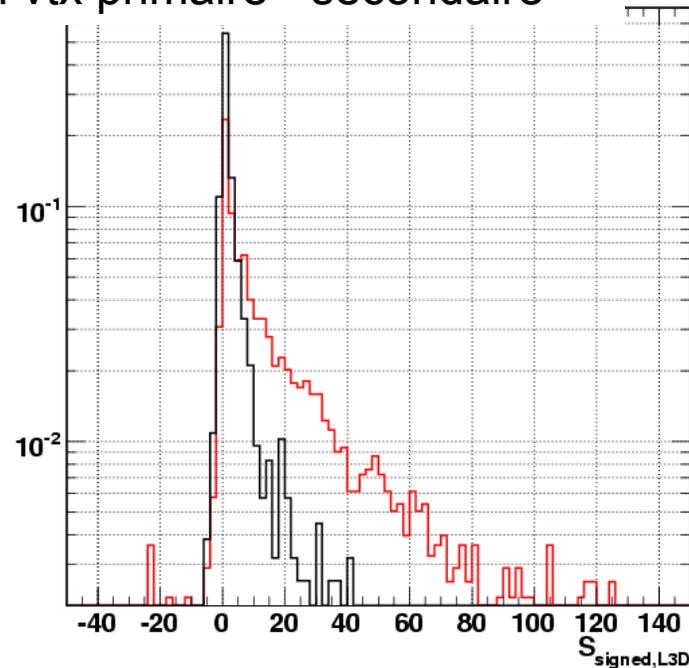
— jets QCD

# cas 3 traces signal

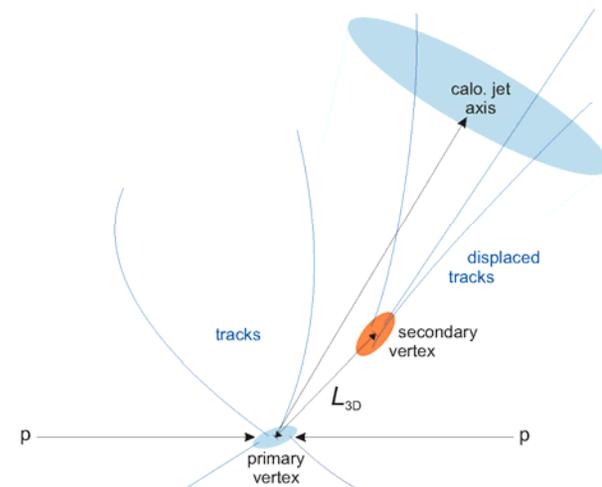
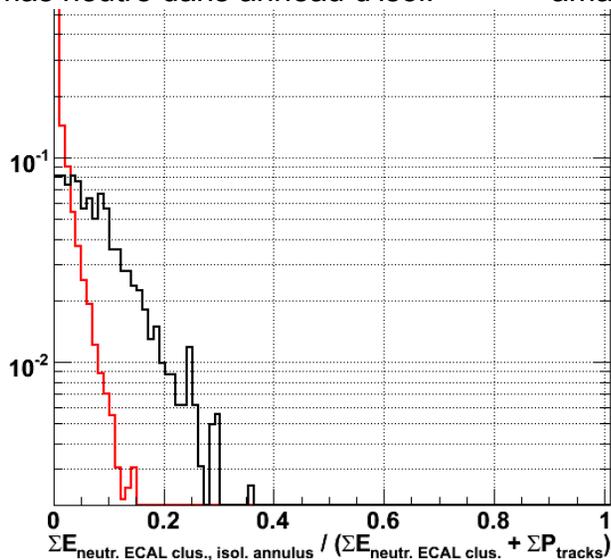
- # amas ECAL neutre(s)



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

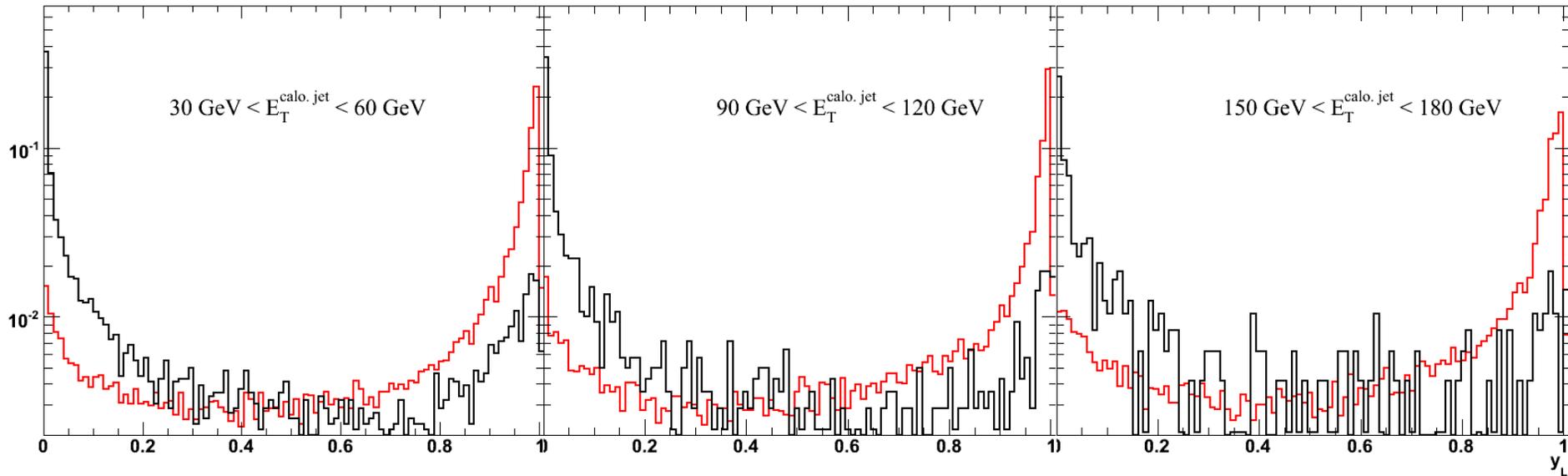


- $\frac{\sum E_{\text{amas neutre dans anneau d'isol.}}}{(\sum E_{\text{amas neutre}} + \sum P_{\text{trace}})}$



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

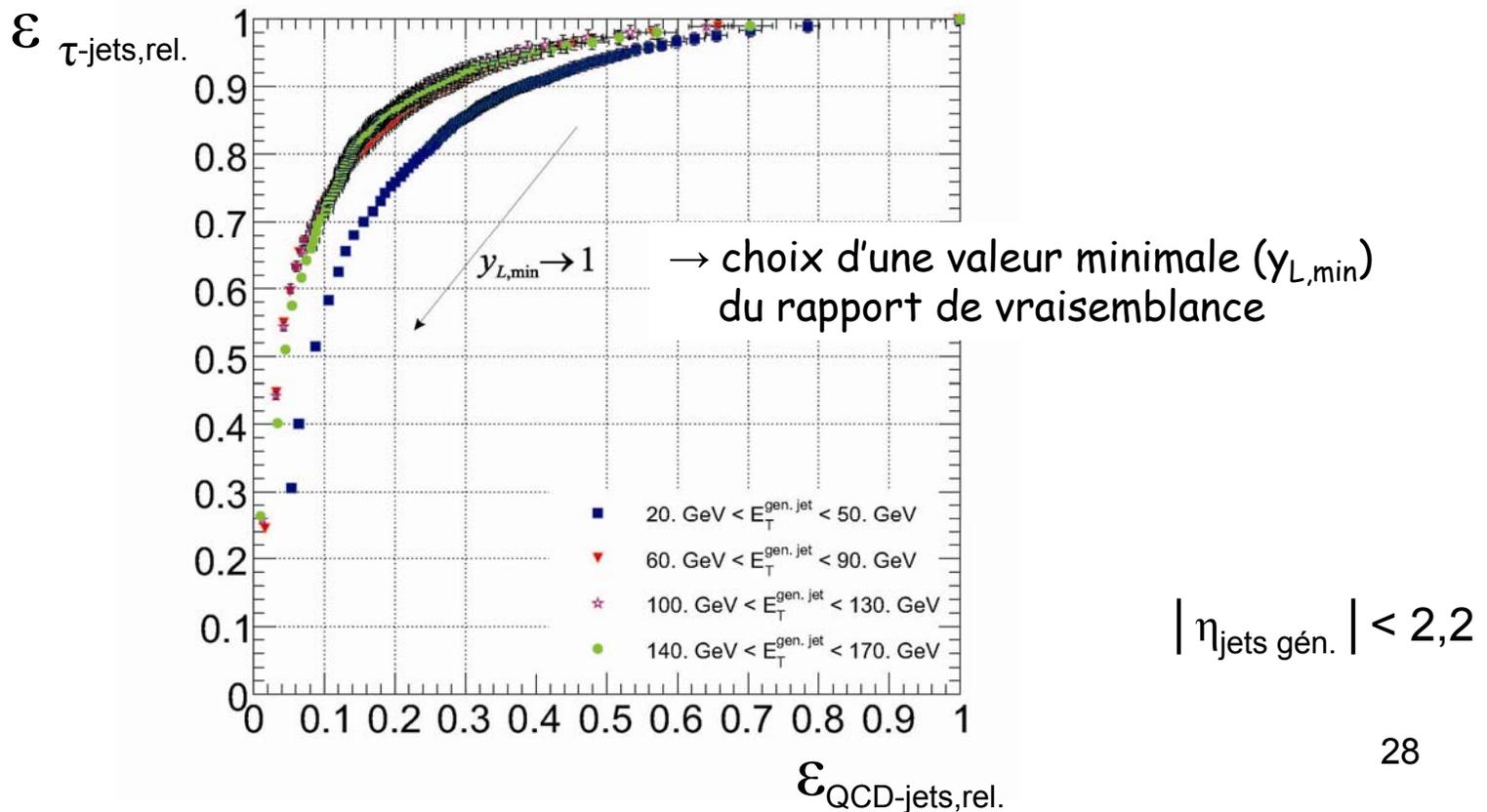
- sélection des candidats par une valeur minimale de  $y_L$

# 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

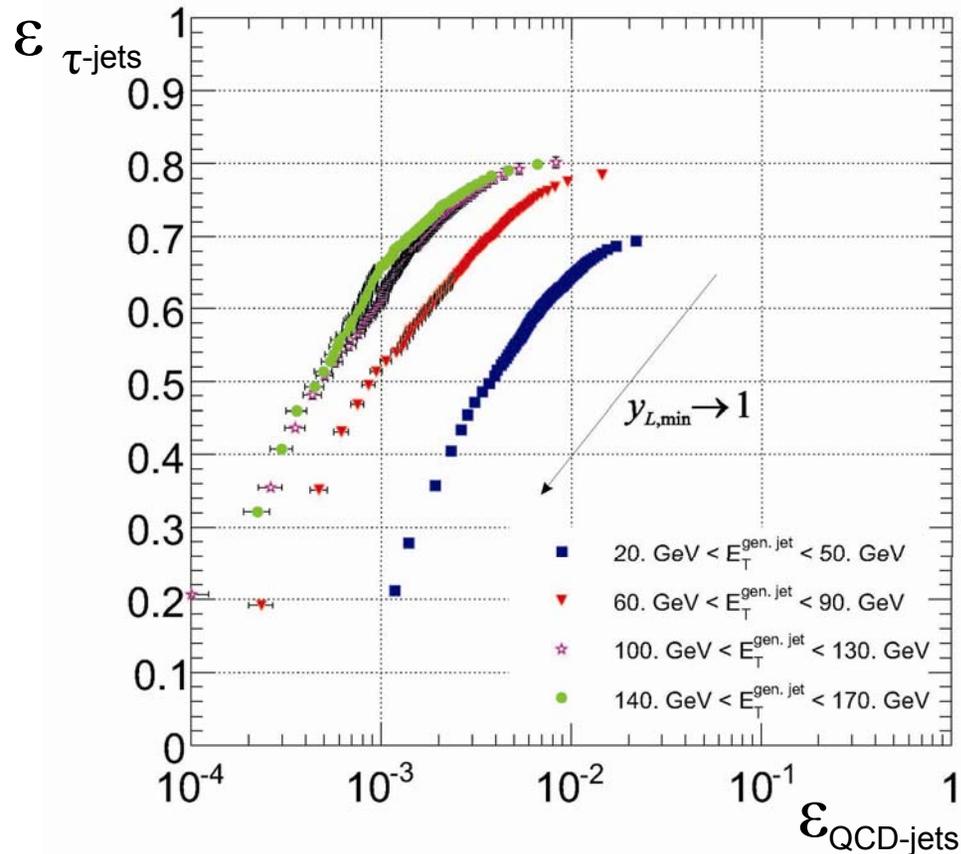
$\varepsilon_{\text{QCD-jets,rel.}}$ , idem pour les jets QCD

performance après sélection par les traces



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

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

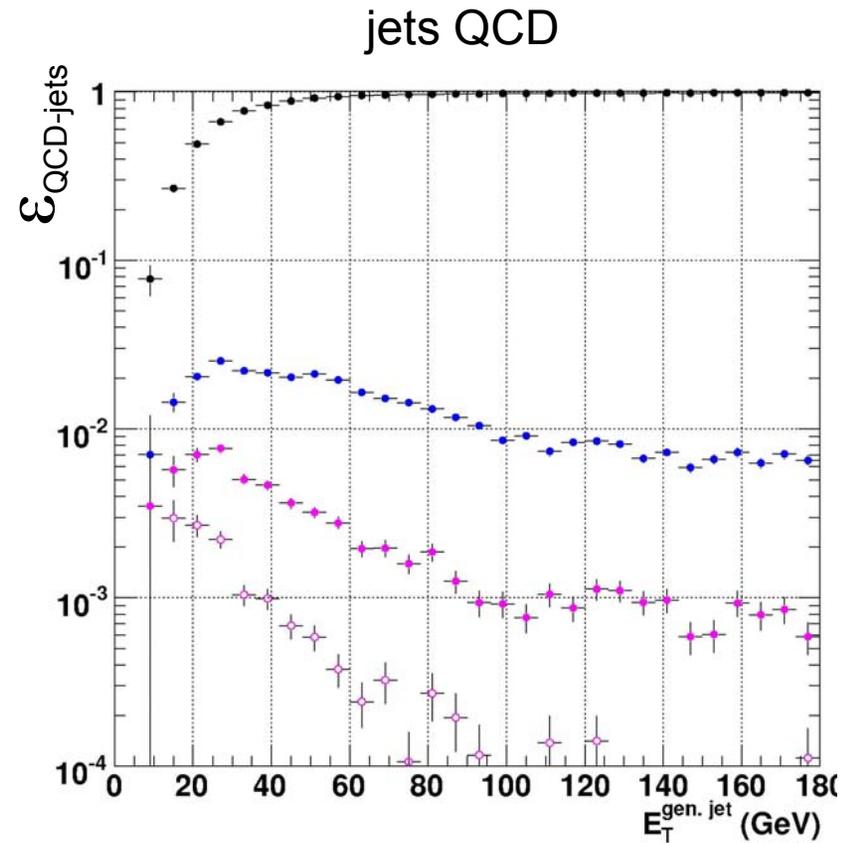
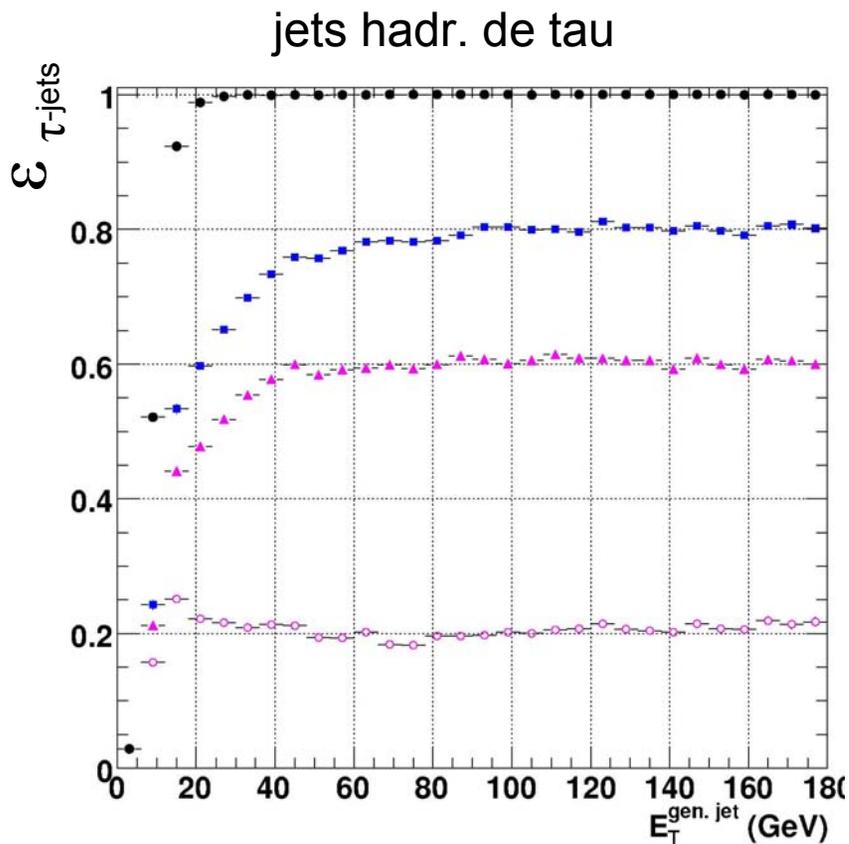


$$|\eta_{\text{jets gén.}}| < 2,2$$

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

$$|\eta_{\text{jets gén.}}| < 2,2$$

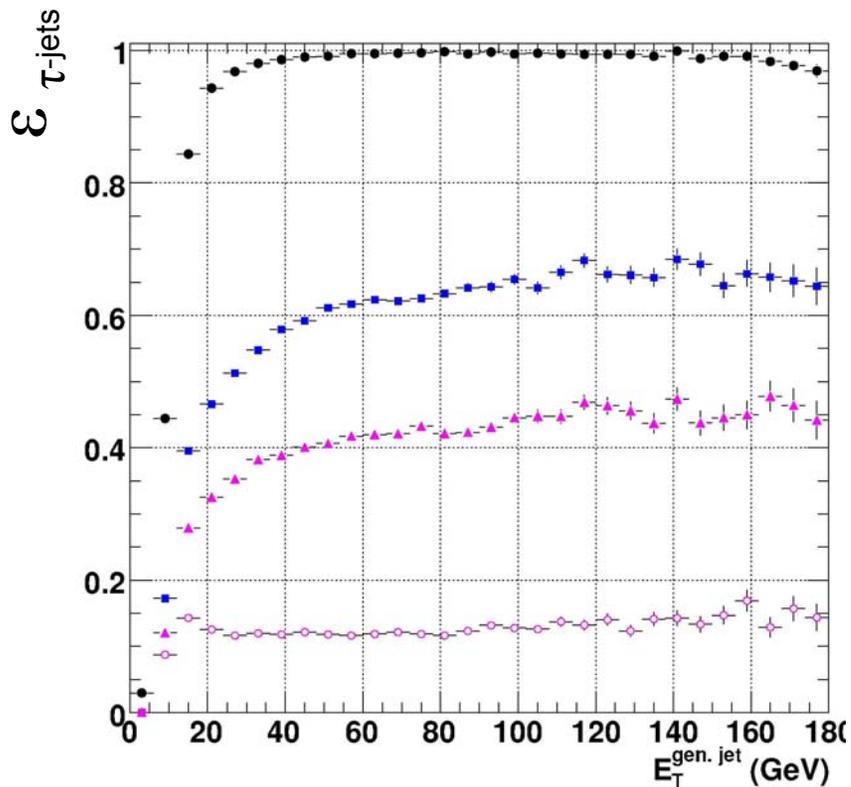
- Efficacités cumulées :
- reco. du jet calo.,
  - sélection par les traces,
  - sélection par l'absence d'activité ECAL neutre ( $\circ$ )  
sinon par le rapport de vraisemblance ( $y_{L, \text{min}} = 0,8$ )



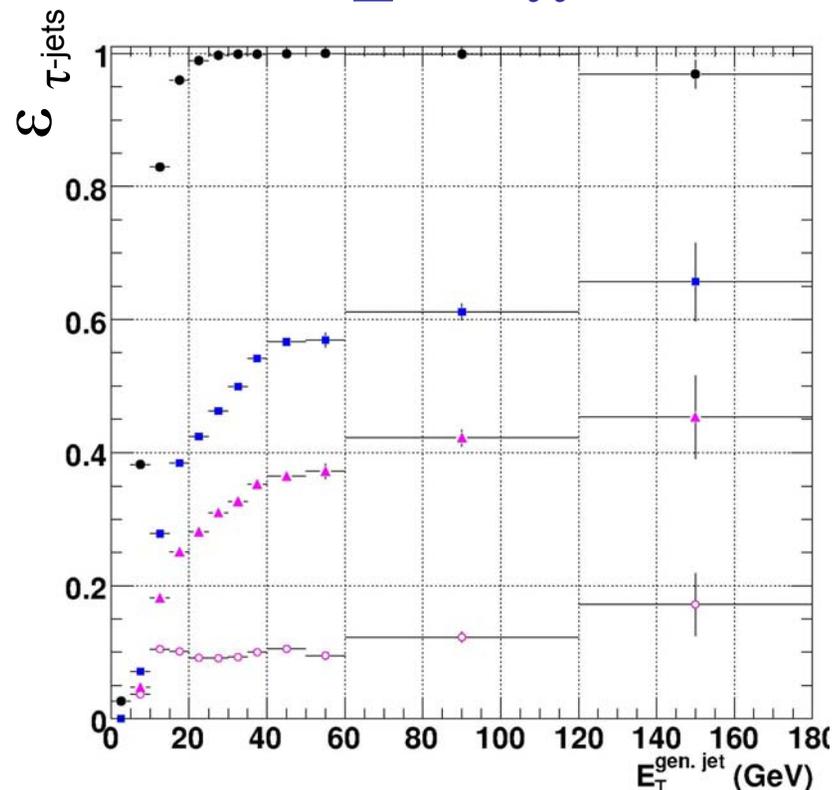
- Efficacités cumulées :
- reco. du jet calo.,
  - sélection par les traces,
  - sélection par l'absence d'activité ECAL neutre ( $\circ$ )  
sinon par le rapport de vraisemblance ( $y_{L,\text{min}}=0,8$ )

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

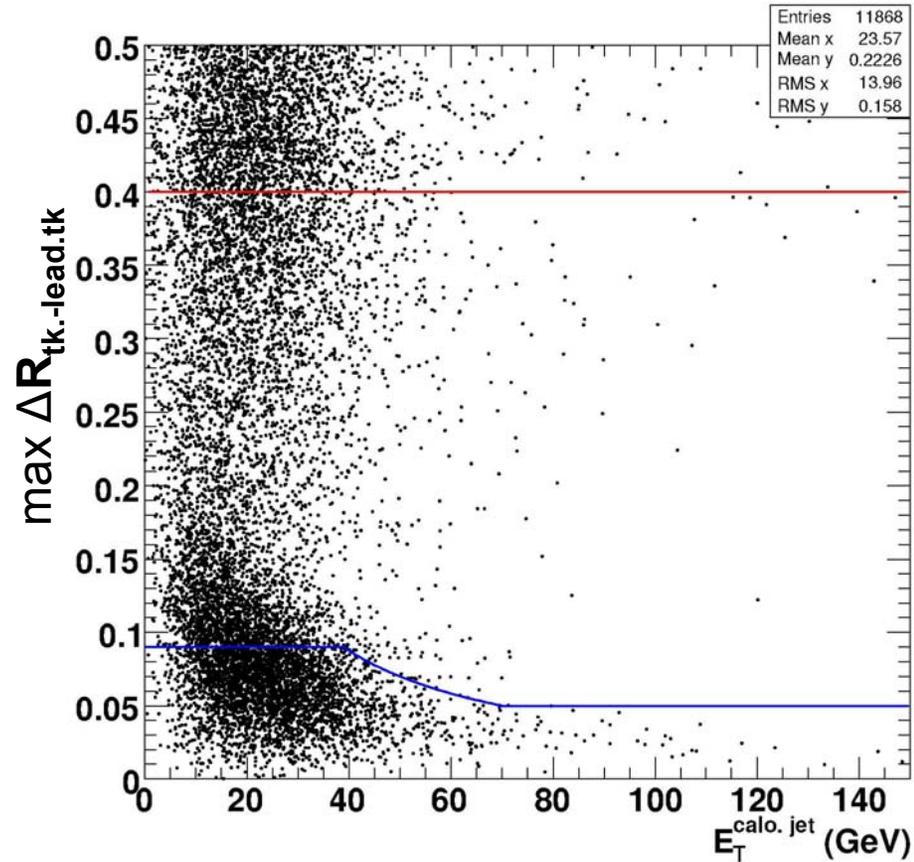
$h^0 \rightarrow \tau\tau$



$Z^0 \rightarrow \tau\tau$



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



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

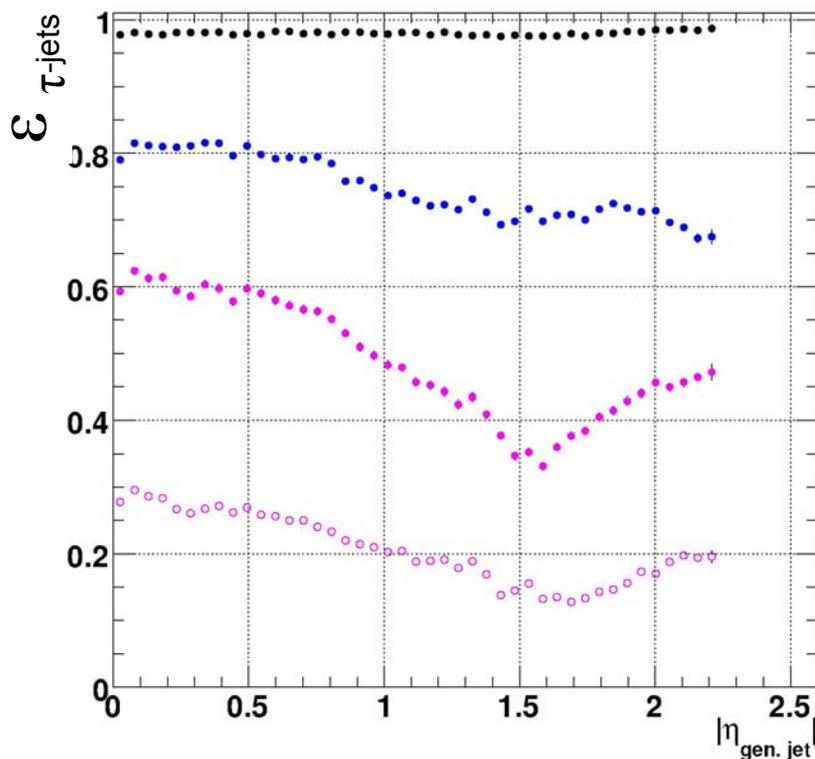
—  $\Delta R_{\text{isolation}} = 0,4$

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

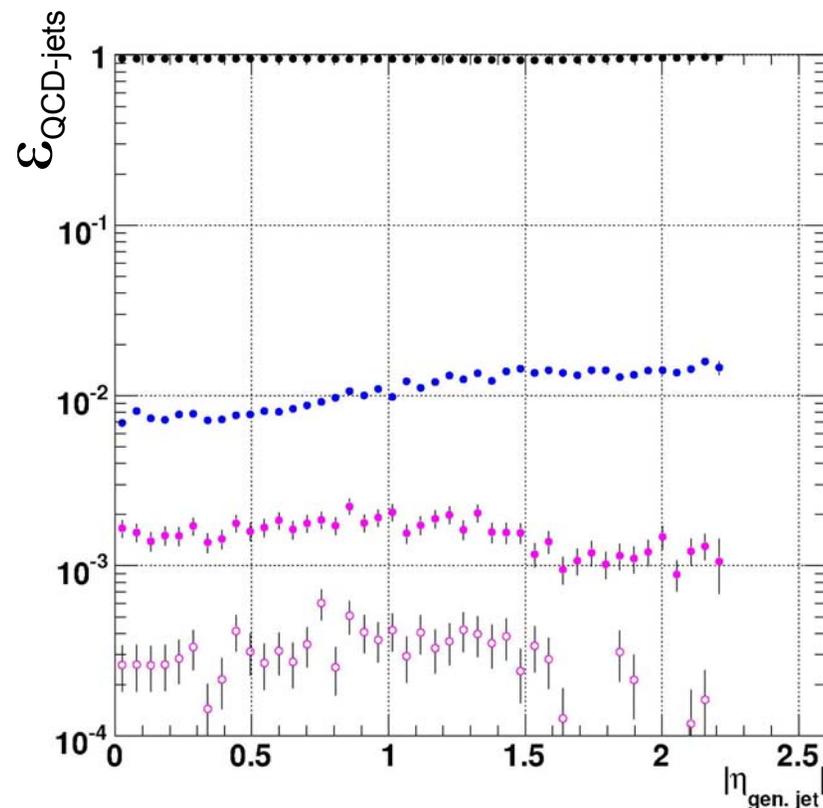
$|\eta_{\text{jets gén.}}| < 2,2$

- 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

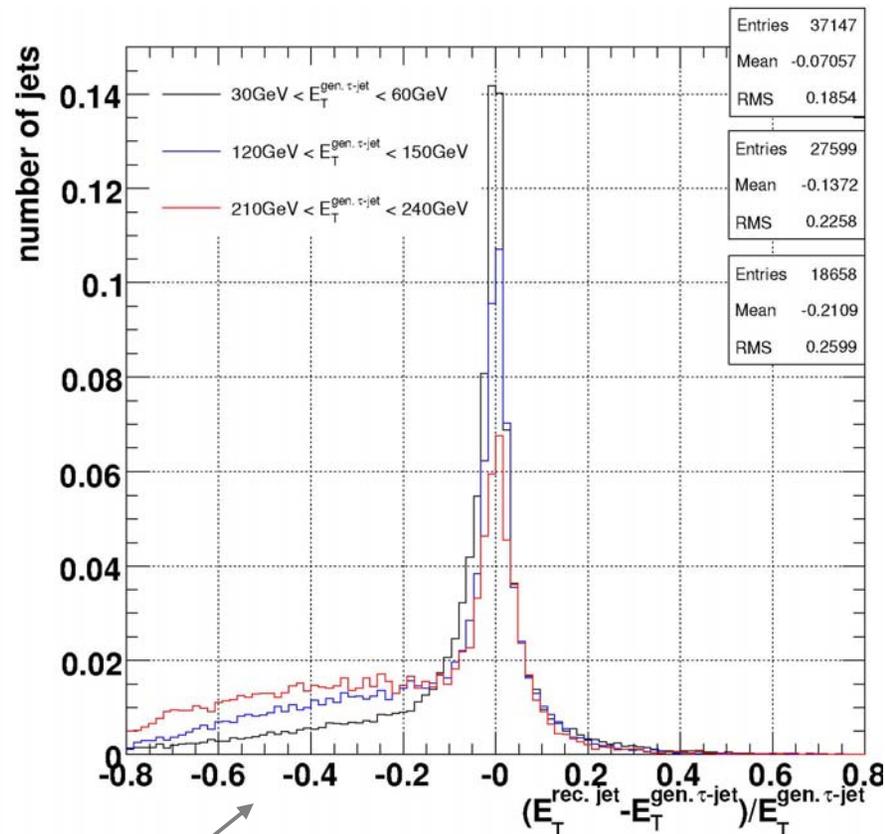
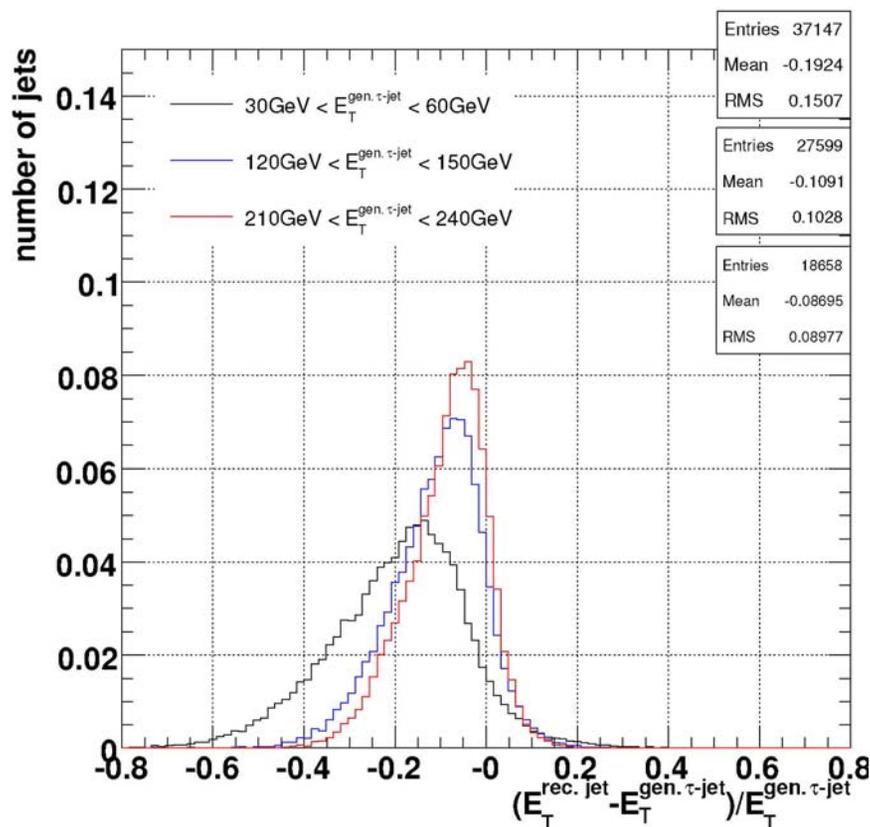
cas : jets calo. identifiés à  $\tau \rightarrow$  hadron(s) gén. au sein d'événements  $2 \tau$  dos-à-dos

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' $E_T \rightarrow$  résolue par la méthode "Particle Flow" dans CMS

# Reconstruction et Identification des jets hadroniques de leptons $\tau$

- développement d'une méthode de reconstruction des  $\gamma / \pi^0$  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

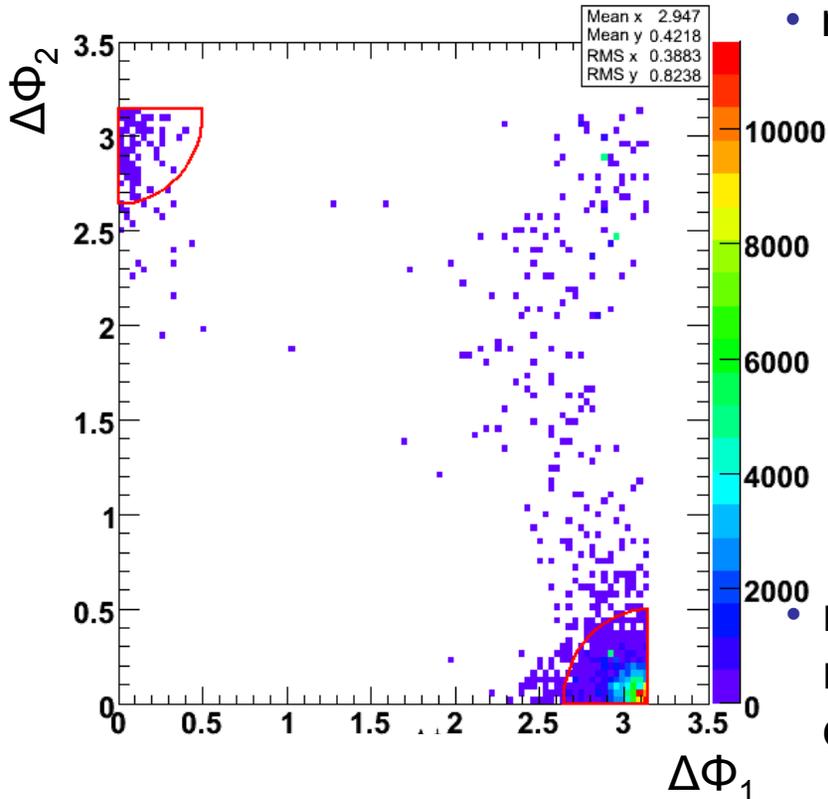
- l' $E_T$  des jets, de leur  $|\eta|$  (quantité de matière traversée),
- de l'environnement physique.

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

événements QCD à deux jets hadroniques :

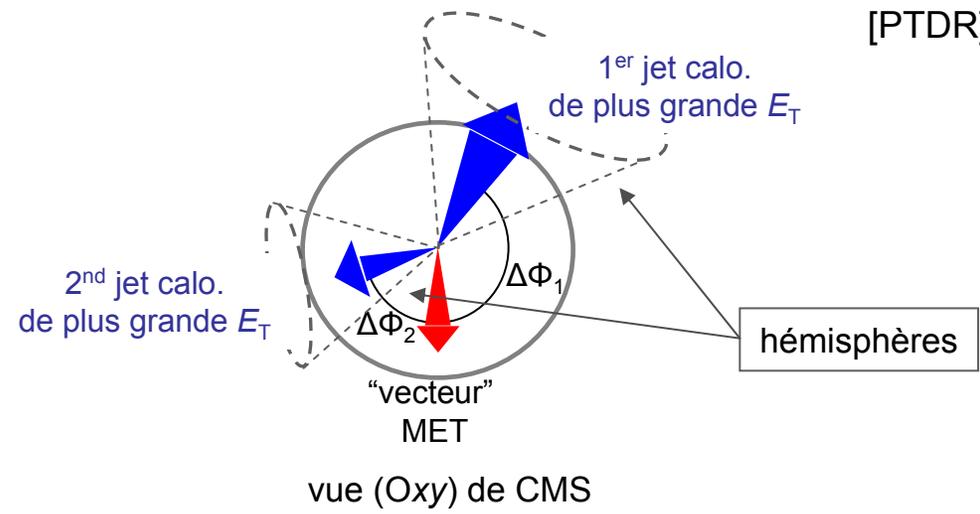
- grande section efficace,
- contiennent une faible MET générée,
- peuvent contenir une MET reconstruite à partir des calorimètres importante  
 → le plus souvent : jet mal mesuré, vecteur de MET de mêmes direction et sens que le second jet calorimétrique de plus grande énergie transverse

## 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

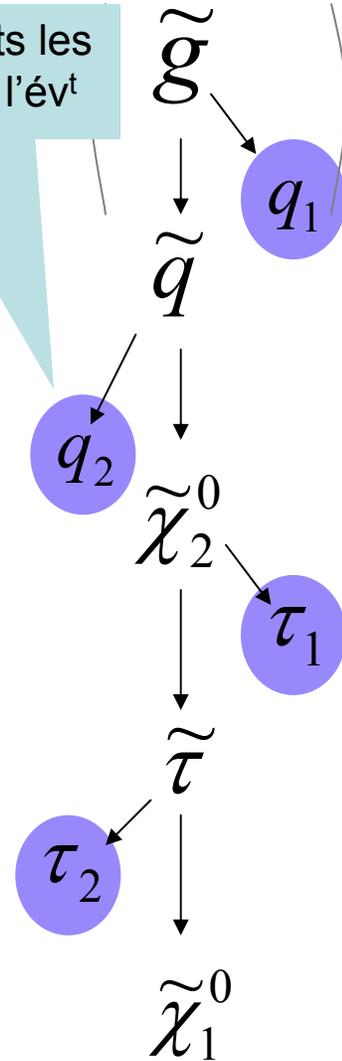
donne l'un des 2 jets les + énergétiques de l'év<sup>t</sup>

pour le type  $\tilde{g}$  particule initiale:

ensemble de jets, chacun des jets identifié à une particule de la cascade	proportion des év <sup>ts</sup> -avec cascade- où l'on retrouve les jets de l'ensemble dans même hémisphère
jets ( $\tau_1, \tau_2$ )	$\approx 80\%$
jets ( $q_1, \tau_1, \tau_2$ )	$\approx 66\%$
jets ( $q_2, \tau_1, \tau_2$ )	$\approx 43\%$
jets ( $q_1, q_2, \tau_1, \tau_2$ )	$\approx 39\%$

pour le type  $\tilde{q}$  particule initiale:

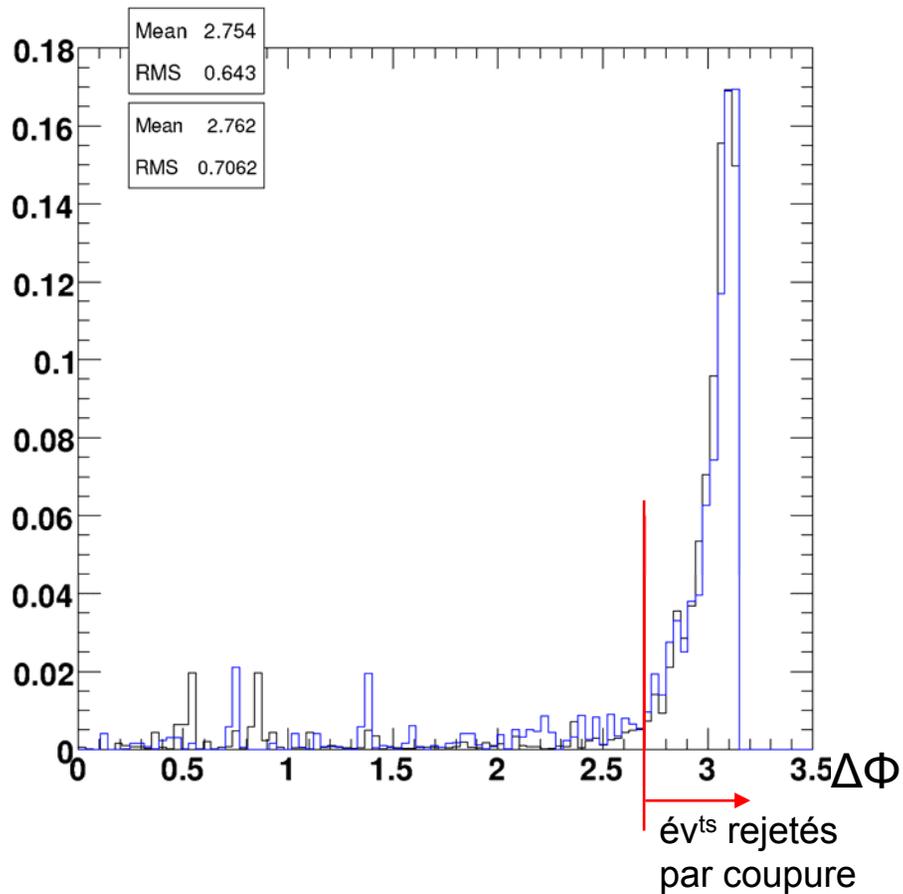
ensemble de jets, chacun des jets identifié à une particule de la cascade	proportion des év <sup>ts</sup> -avec cascade- où l'on retrouve les jets de l'ensemble dans même hémisphère
jets ( $\tau_1, \tau_2$ )	$\approx 82\%$
jets ( $q_2, \tau_1, \tau_2$ )	$\approx 36\%$



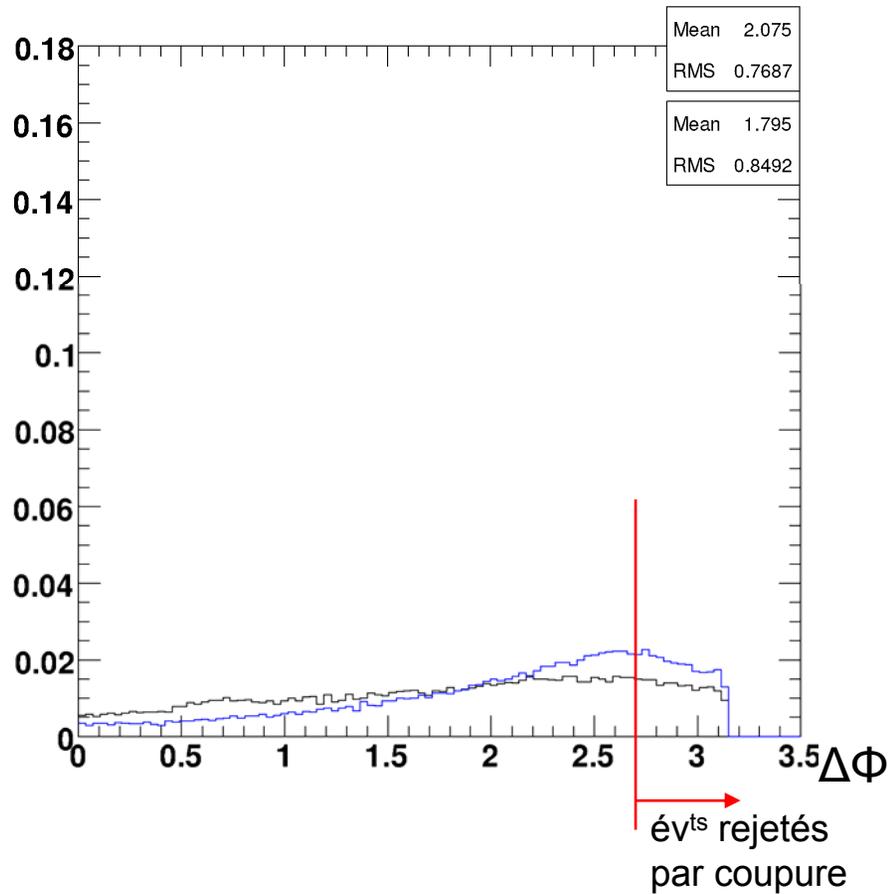
  $\Delta\Phi_{\text{hémis}}$   
  $\Delta\Phi_{2 \text{ jets calo. de + grandes ET}}$

après coupure MET reconstruite > 200 GeV

QCD



mSUGRA/LM2



# Comparaison des performances

Coupures 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 $\wedge$ ...		
		coupure A	coupure B	coupure 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<sup>ts</sup> QCD similaires pour les diff. méthodes,
- meilleure efficacité de sélection des év<sup>ts</sup> mSUGRA par la méthode A.

# Mise en évidence de processus physiques au-delà du Modèle Standard par lesquels des leptons $\tau$ 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

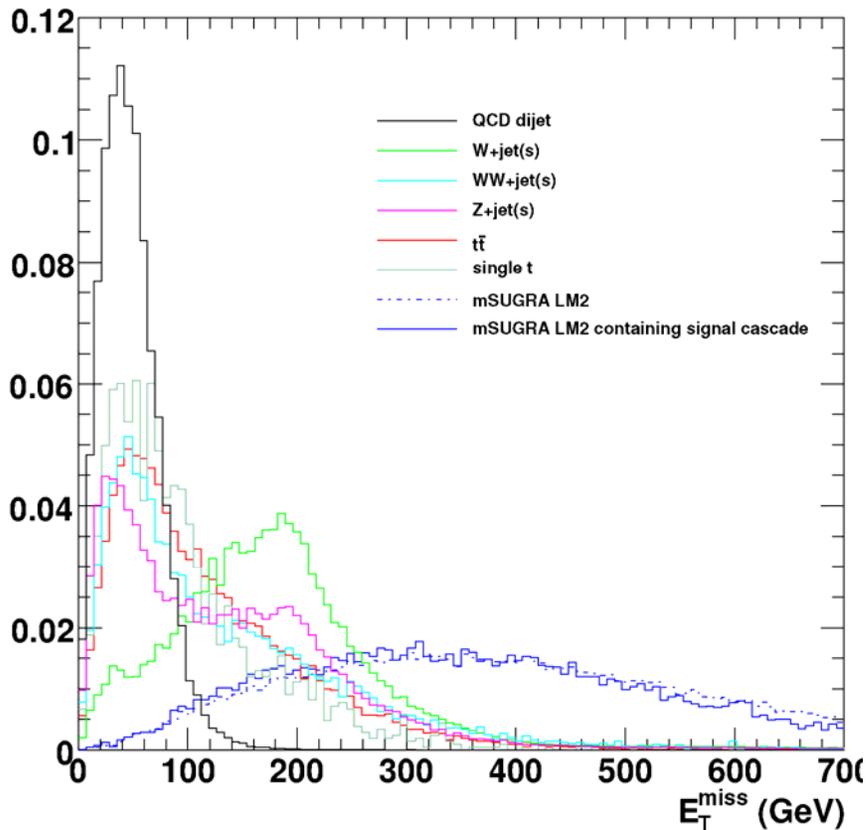
- |                                                                                                                                                                                                                                                                                                         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

# Variables discriminantes

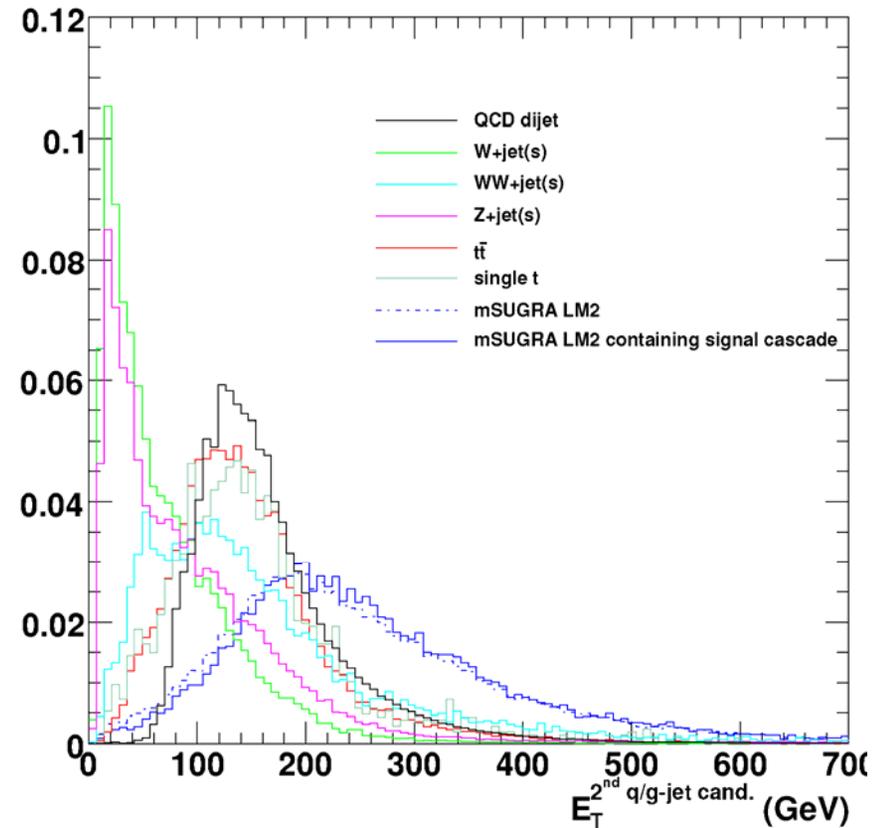
- Variables cinématiques

distributions normalisées à 1.

MET (à partir des calo. jets)



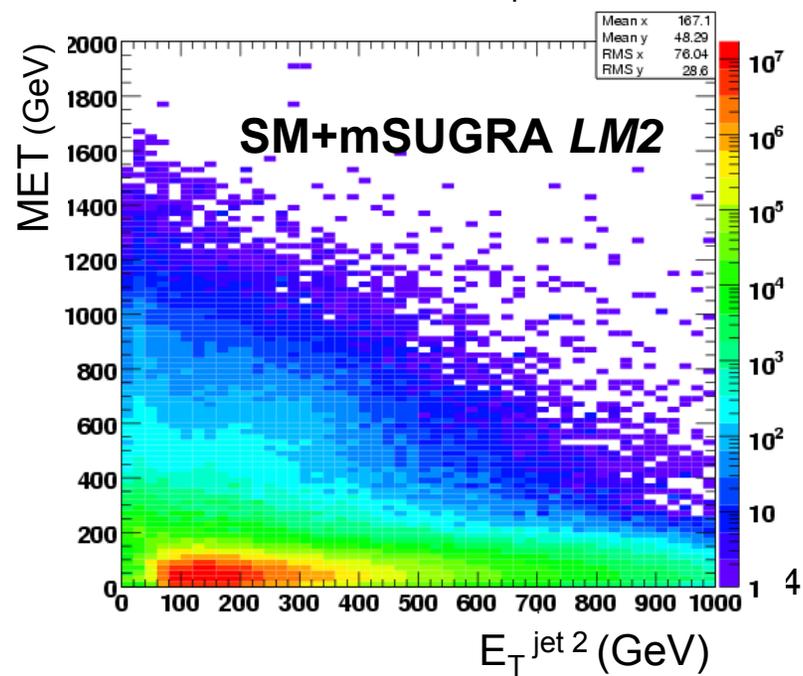
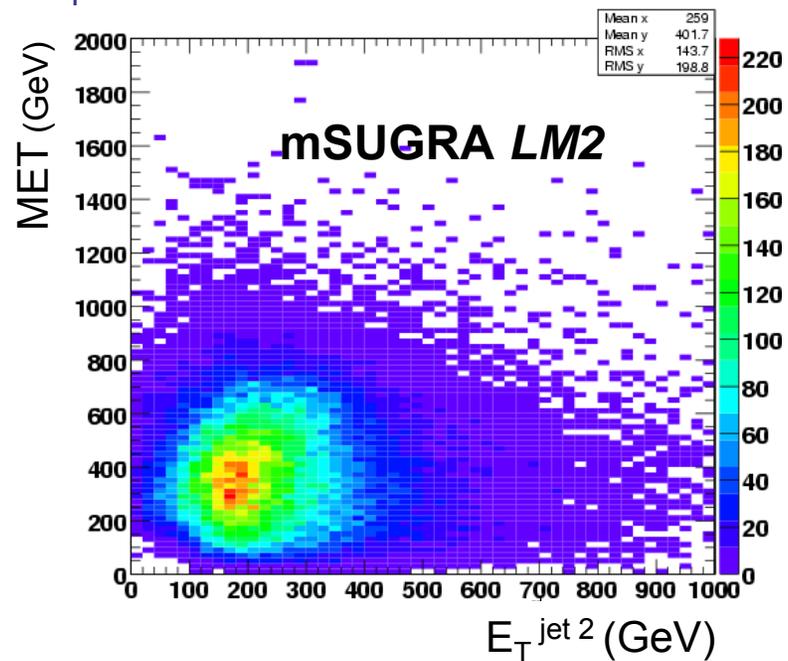
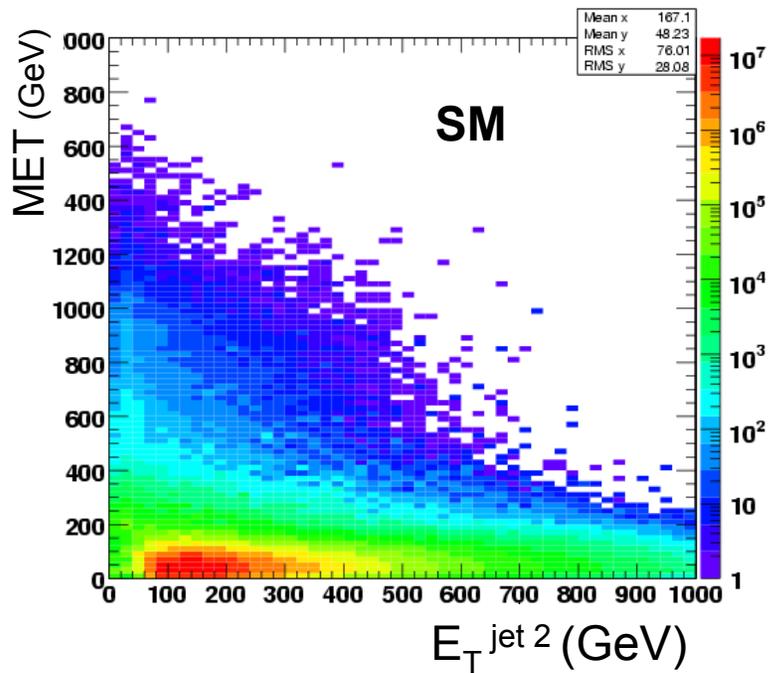
2<sup>ème</sup> jet calo de plus grande  $E_T^*$   
( $E_T^{\text{jet } 2}$ )



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

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

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

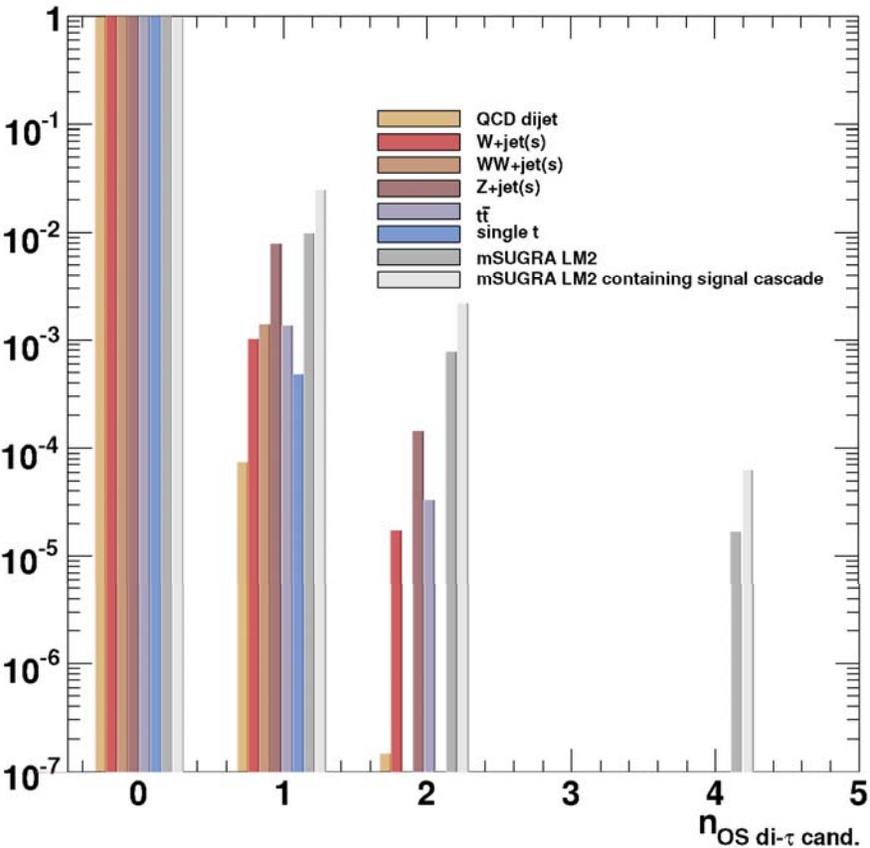


- Variables associées au lepton tau

distributions normalisées à 1 pour chaque processus séparément.

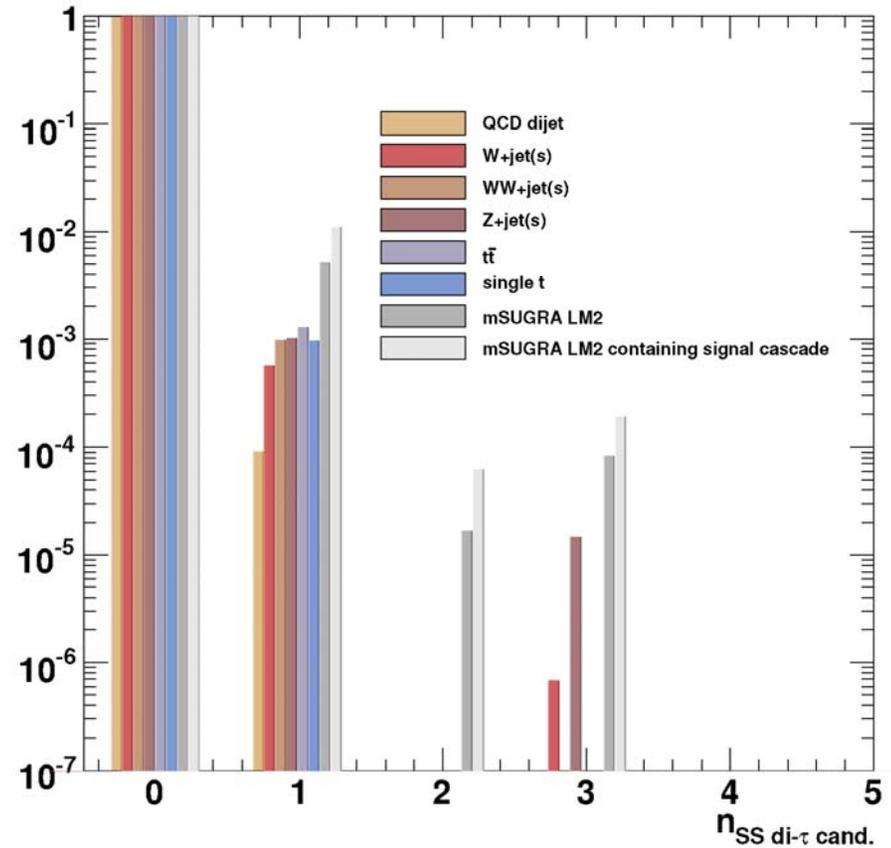
nombre de paires de candidats jets hadr. de tau de charges opposées

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



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

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

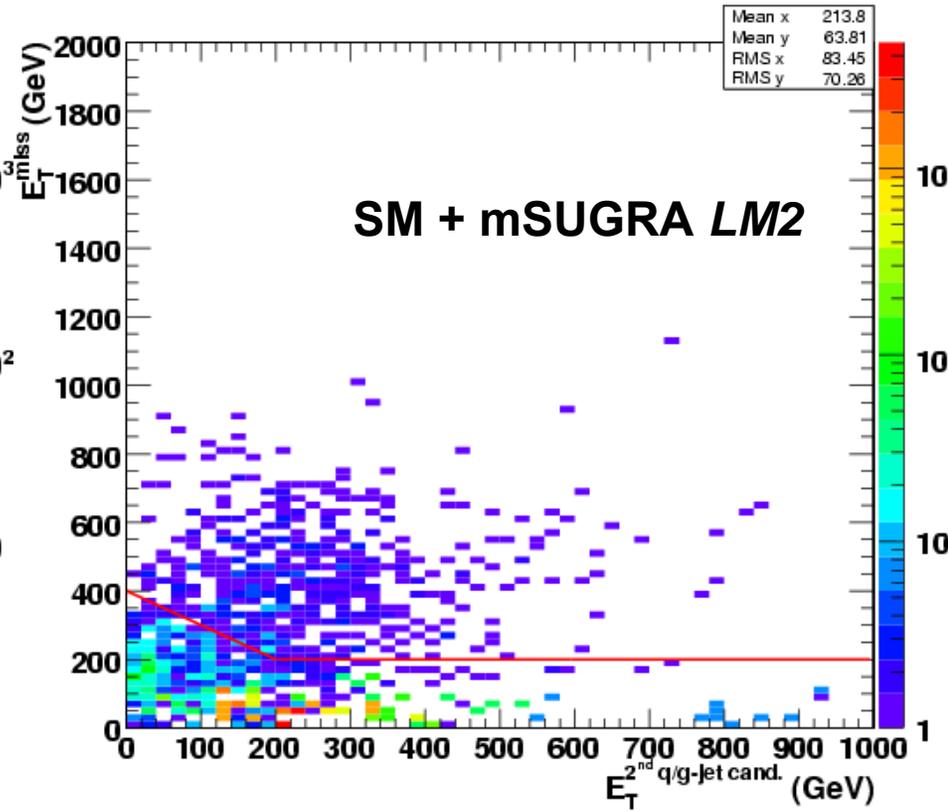
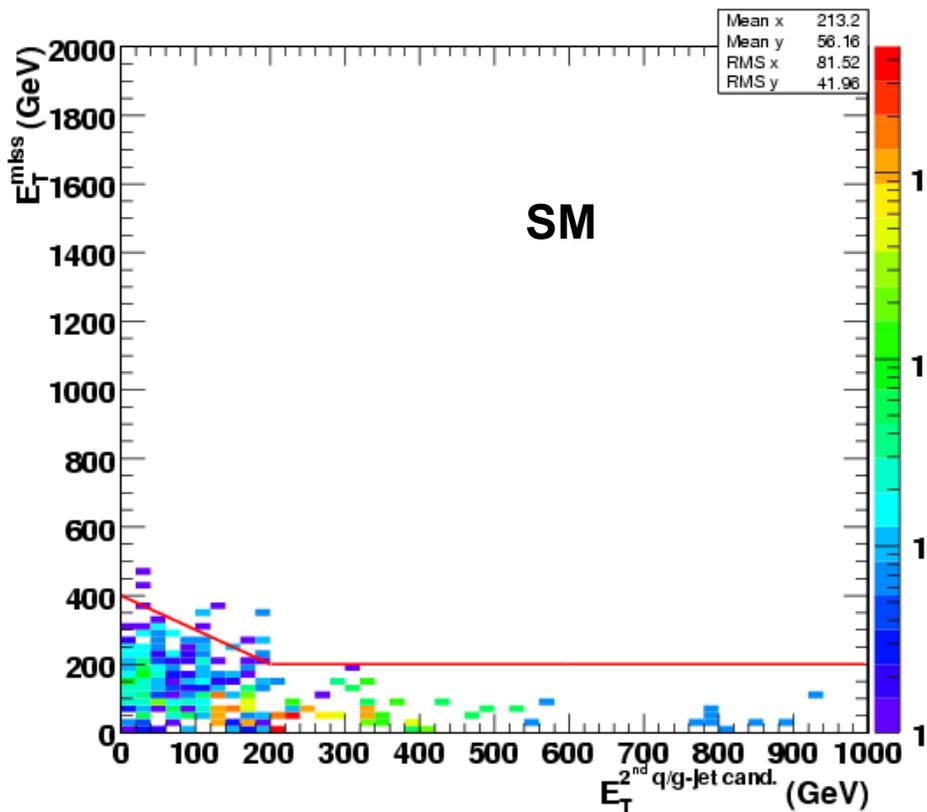


- candidats jets hadroniques de tau à  $E_T > 10 \text{ GeV}$ ,  $|\eta| < 2,6$  et  $y_L > 0,8$
- charge d'un cand. donnée par la somme des charges des traces associées

**1<sup>ère</sup> 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 $\text{ev}^{\text{ts}}$ 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.

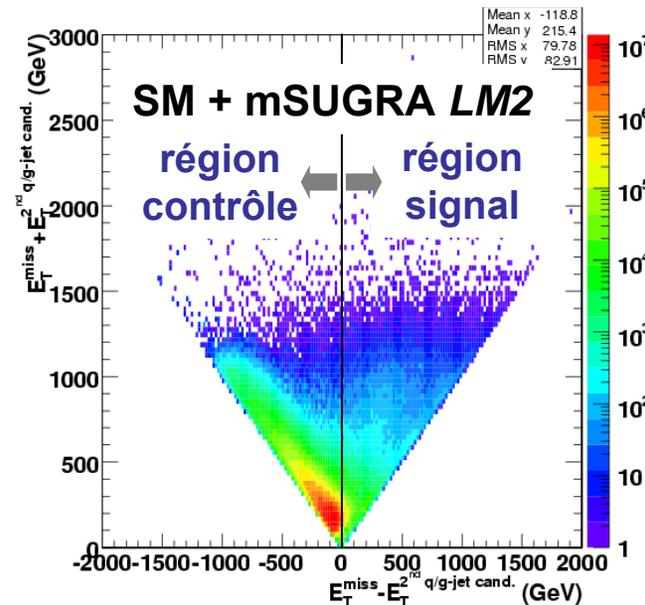
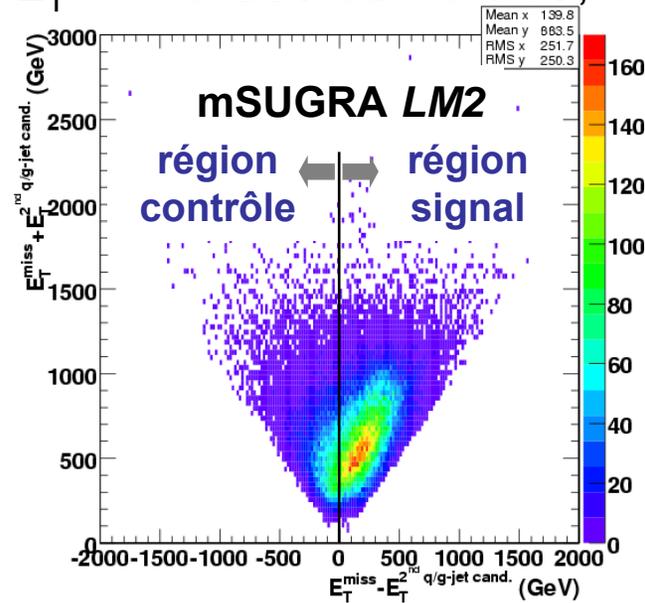
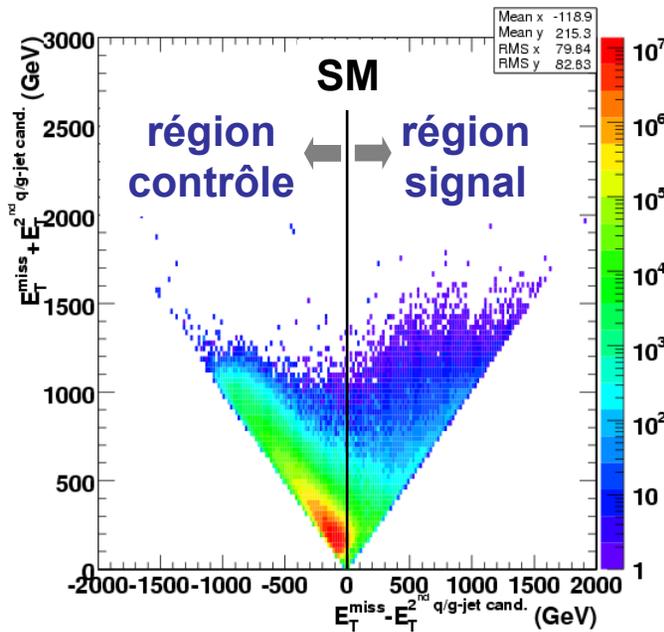
## **2<sup>nde</sup> méthode de mise en évidence :**

- **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<sup>ts</sup> SM, et une région signal, influencée par les év<sup>ts</sup> mSUGRA) utilisant MET -  $E_T^{\text{jet } 2} < 0$  GeV ou  $> 0$  GeV, respectivement



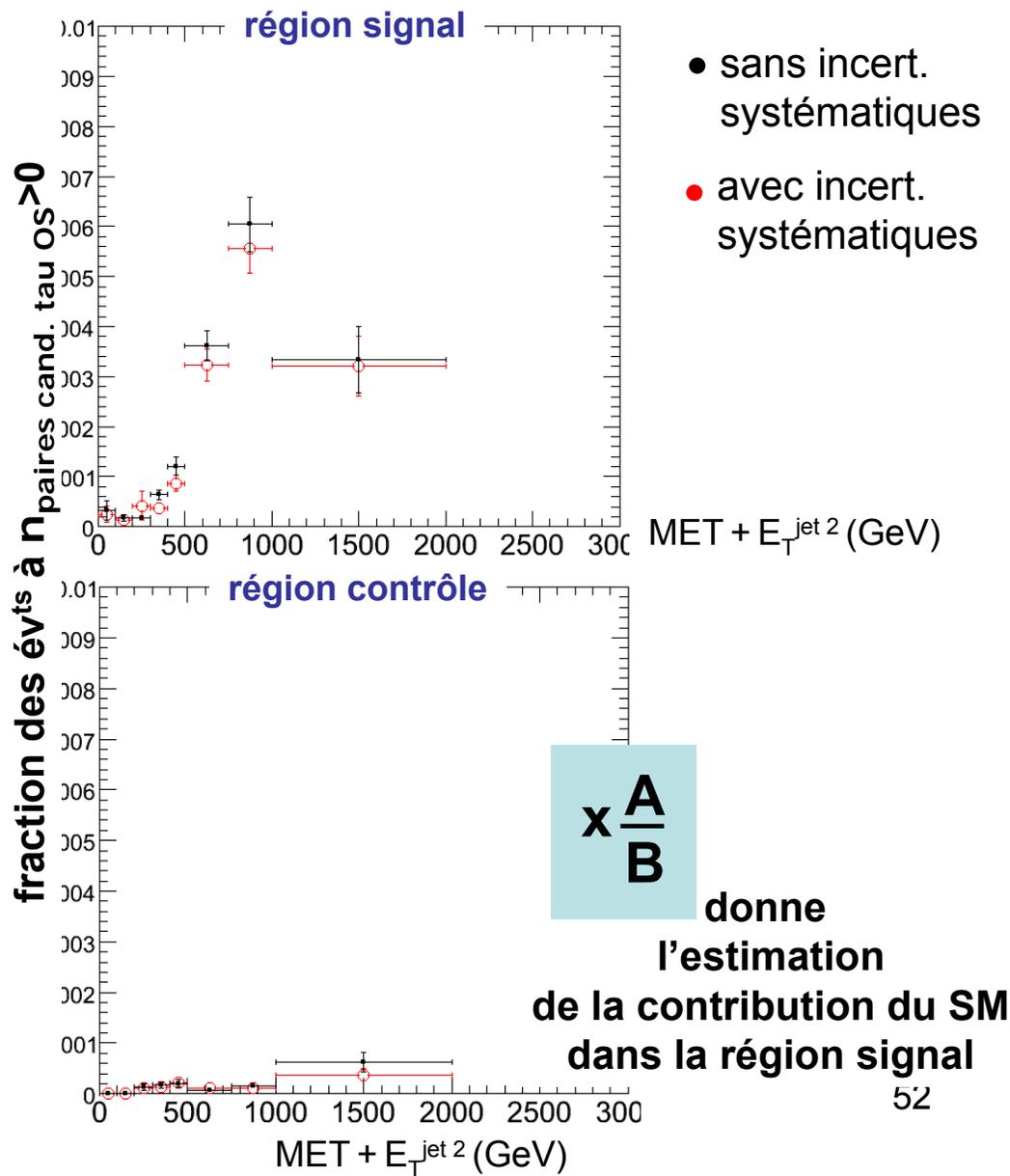
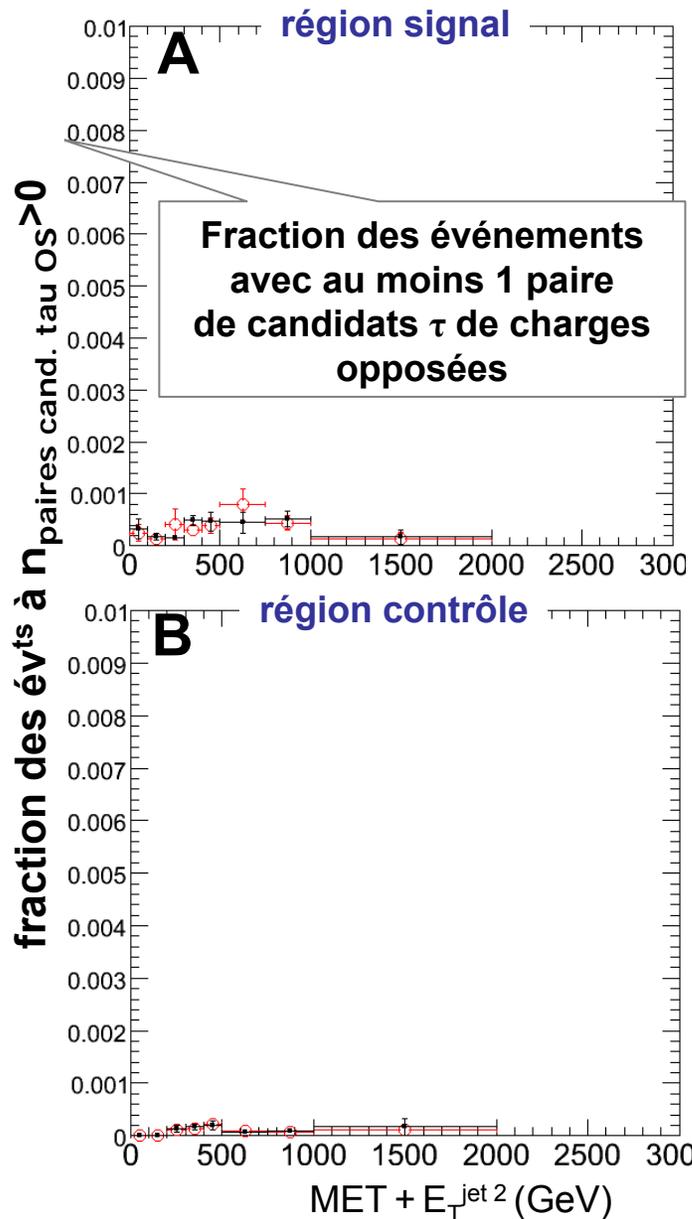
- La contribution du SM dans la région signal est estimée à partir des données dans la région contrôle en utilisant la connaissance (MC) de la répartition des événements SM entre les 2 régions.

# Corrélation de MET + E<sub>T</sub><sup>jet 2</sup> avec n<sub>paires cand. tau OS</sub>

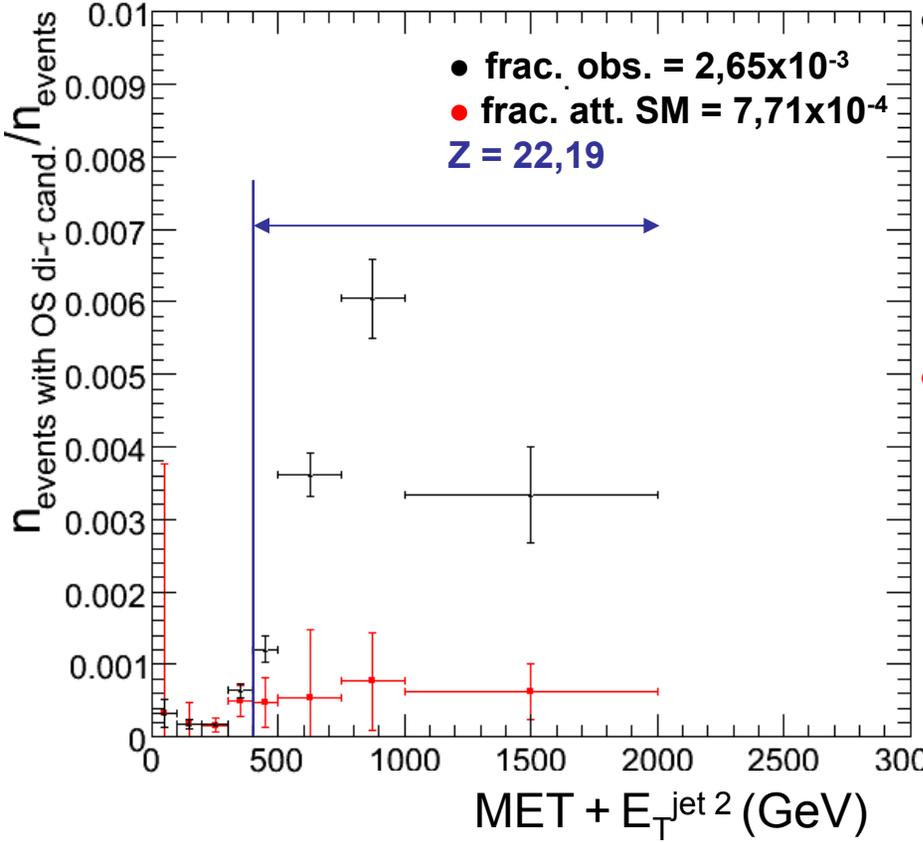
$\int \mathcal{L} dt = 10 \text{fb}^{-1}$

MC SM

données contenant  
SM + mSUGRA LM2



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



• observé

- fraction moyenne pour  $400 \text{GeV} < \text{MET} + E_T^{\text{jet } 2} < 2000 \text{GeV}$  :

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

• attendu (extrapolé de la région contrôle)

- fraction moyenne plus une erreur standard pour  $400 \text{GeV} < \text{MET} + E_T^{\text{jet } 2} < 2000 \text{GeV}$  :

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

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

Sous cette hypothèse,

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

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

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

- la fraction attendue des év<sup>ts</sup> 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 :

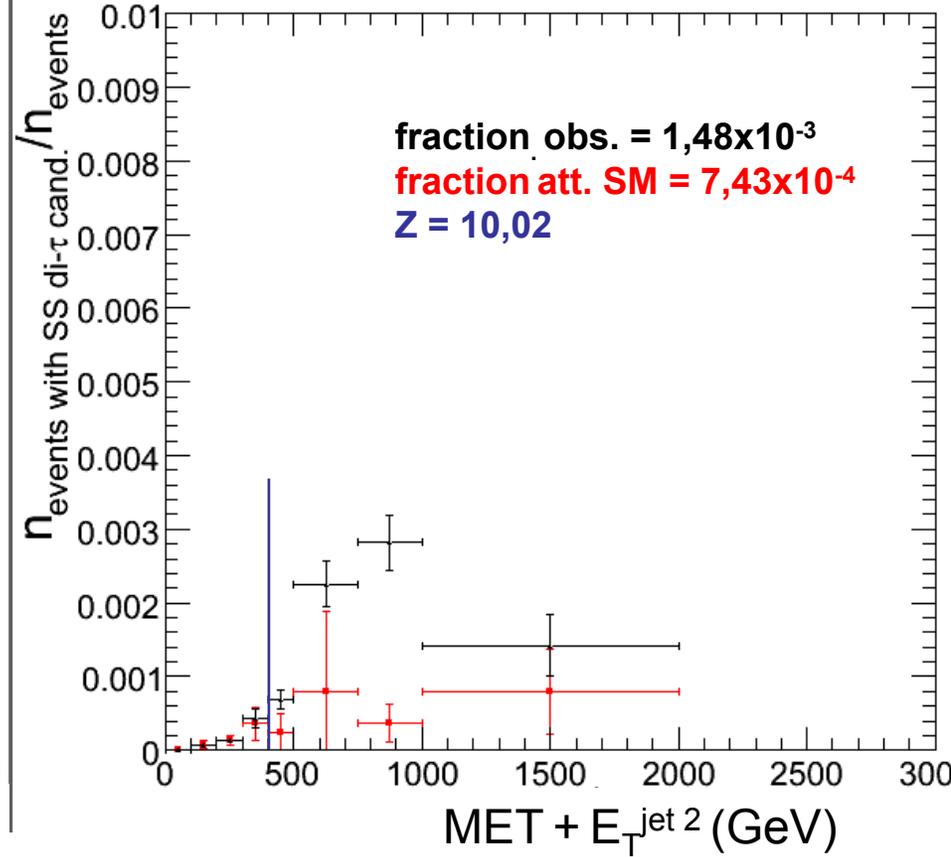
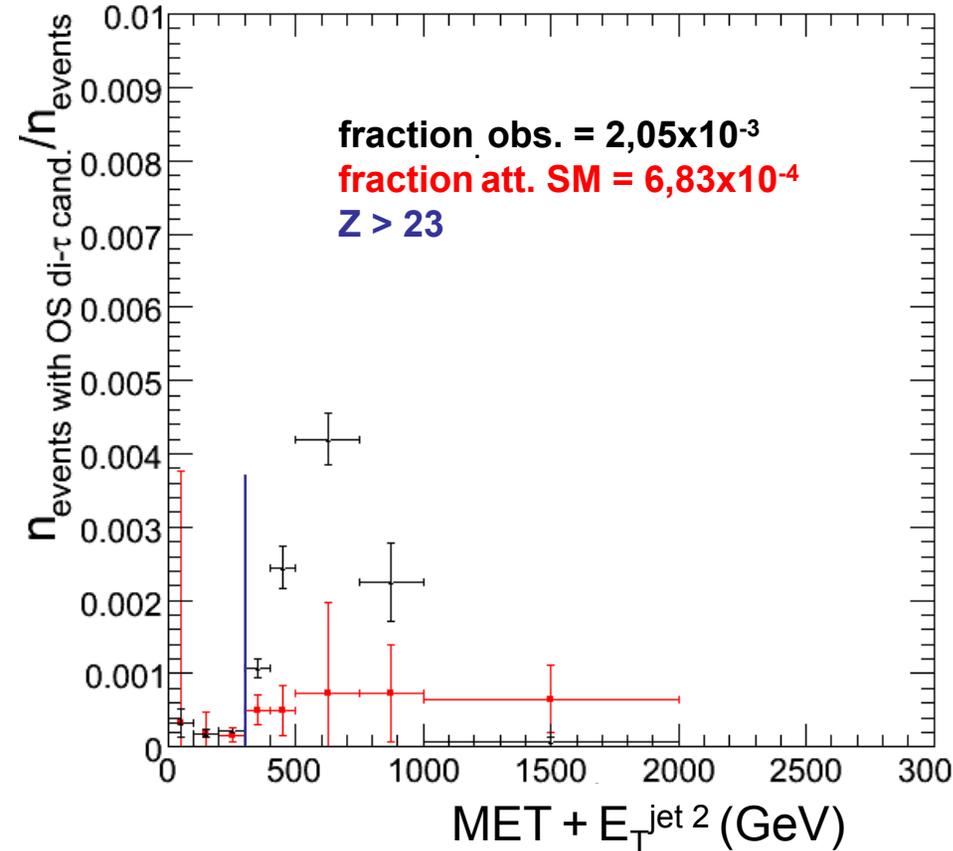
$$Z = \sqrt{2} \text{erf}^{-1}(1 - 2p_{Bi}) ,$$

$$\approx 22,19$$

nombre d'événements avec cand. di- $\tau$   
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<sup>er</sup> niveau basé sur l'isolation par les traces,
  - développement d'une méthode de reconstruction des  $\gamma / \pi^0$  au sein d'un jet de particules,
  - emploi d'un test statistique par rapport de vraisemblance basé sur les candidats  $\gamma / \pi^0$
- 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.

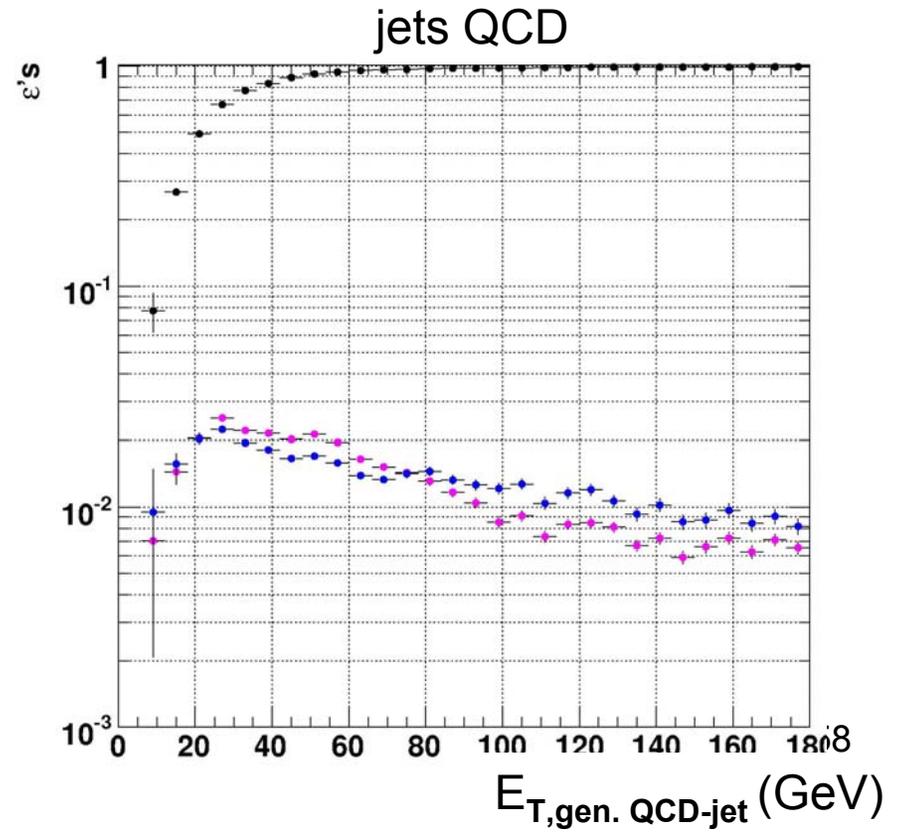
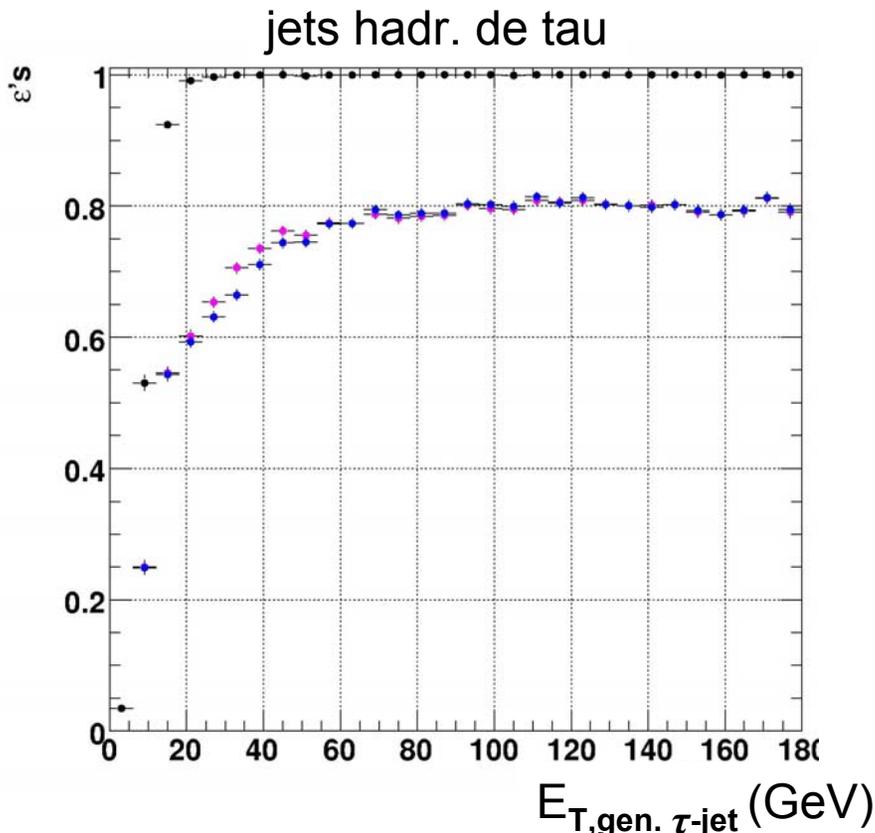
# Réserve

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

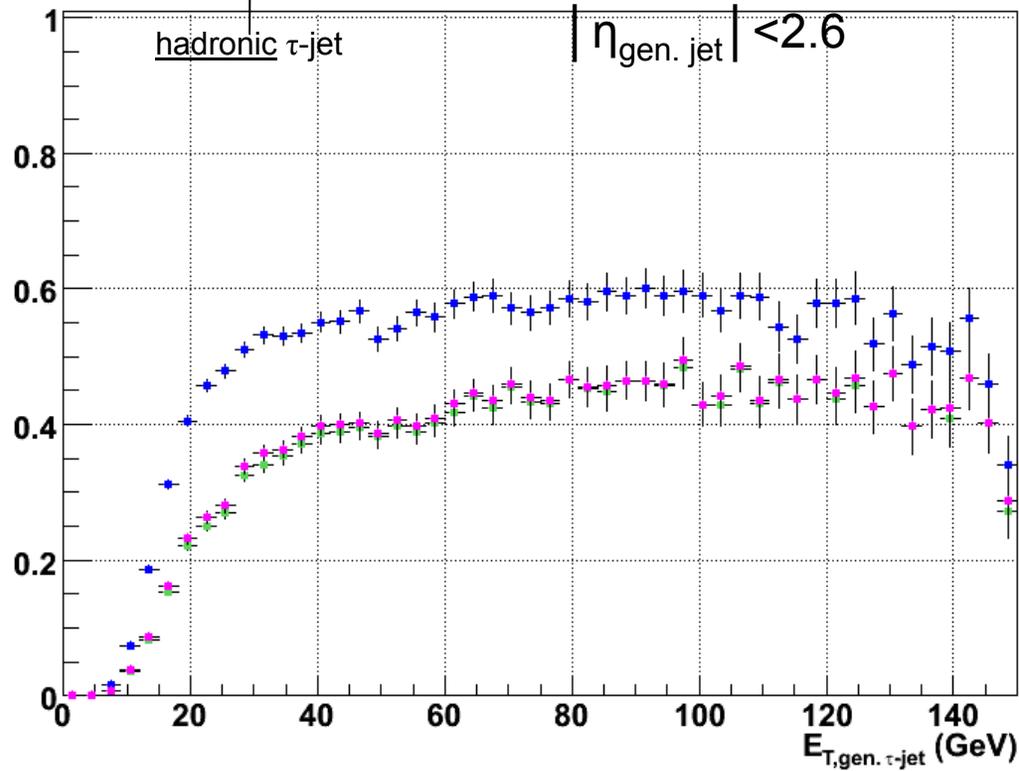
$$\varepsilon_{\tau\text{-jets}} = \frac{\text{\# jets calo. identifiés à jets hadr. de } \tau \text{ gén. et qui vérifient les critères}}{\text{jets hadr. de } \tau \text{ gén.}}$$

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

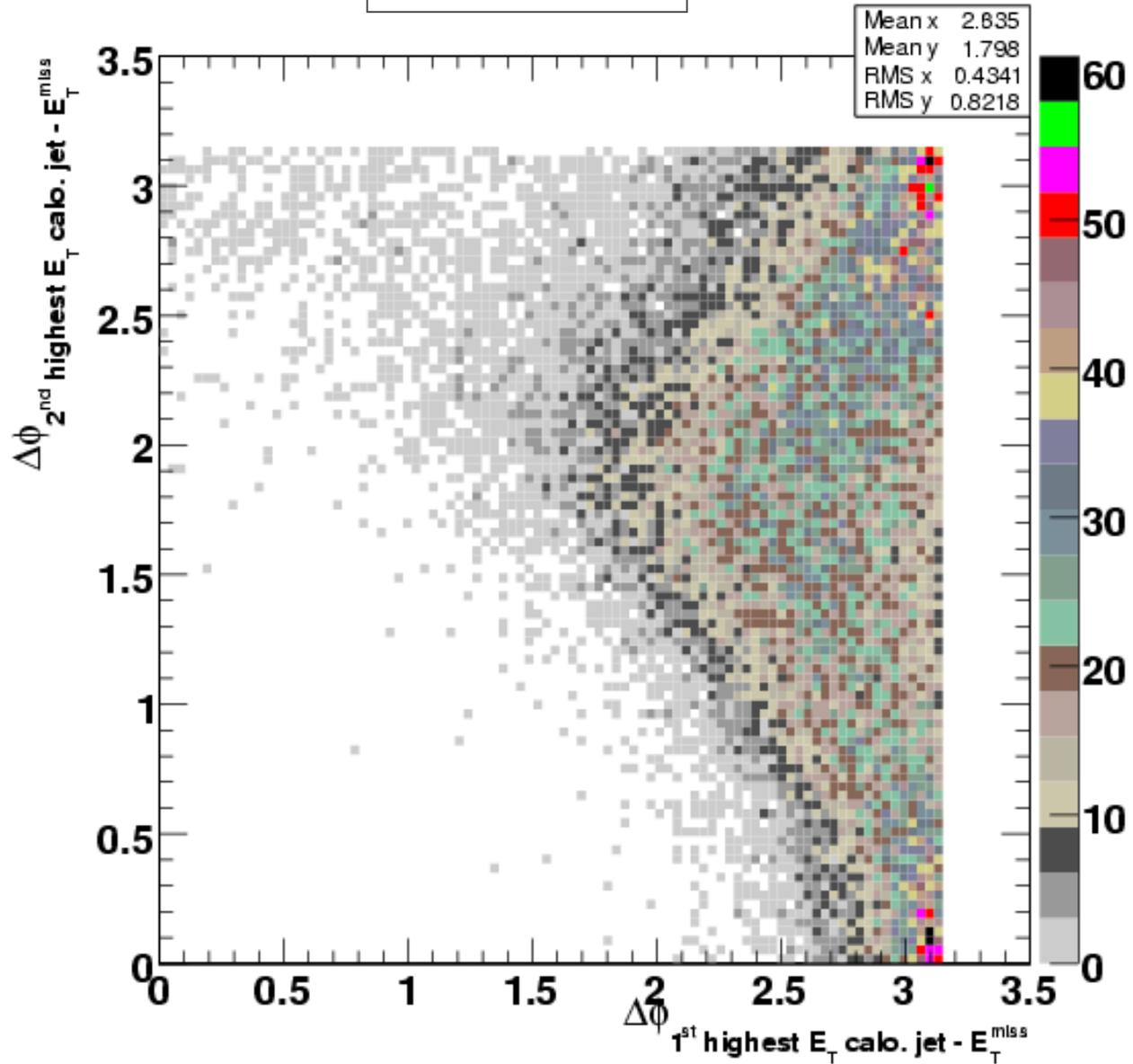


$\epsilon_{id}$   $\tau$ -jets vs  $E_{T,gen. \tau-jet}$  in mSUGRA LM2 events



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

# mSUGRA LM2

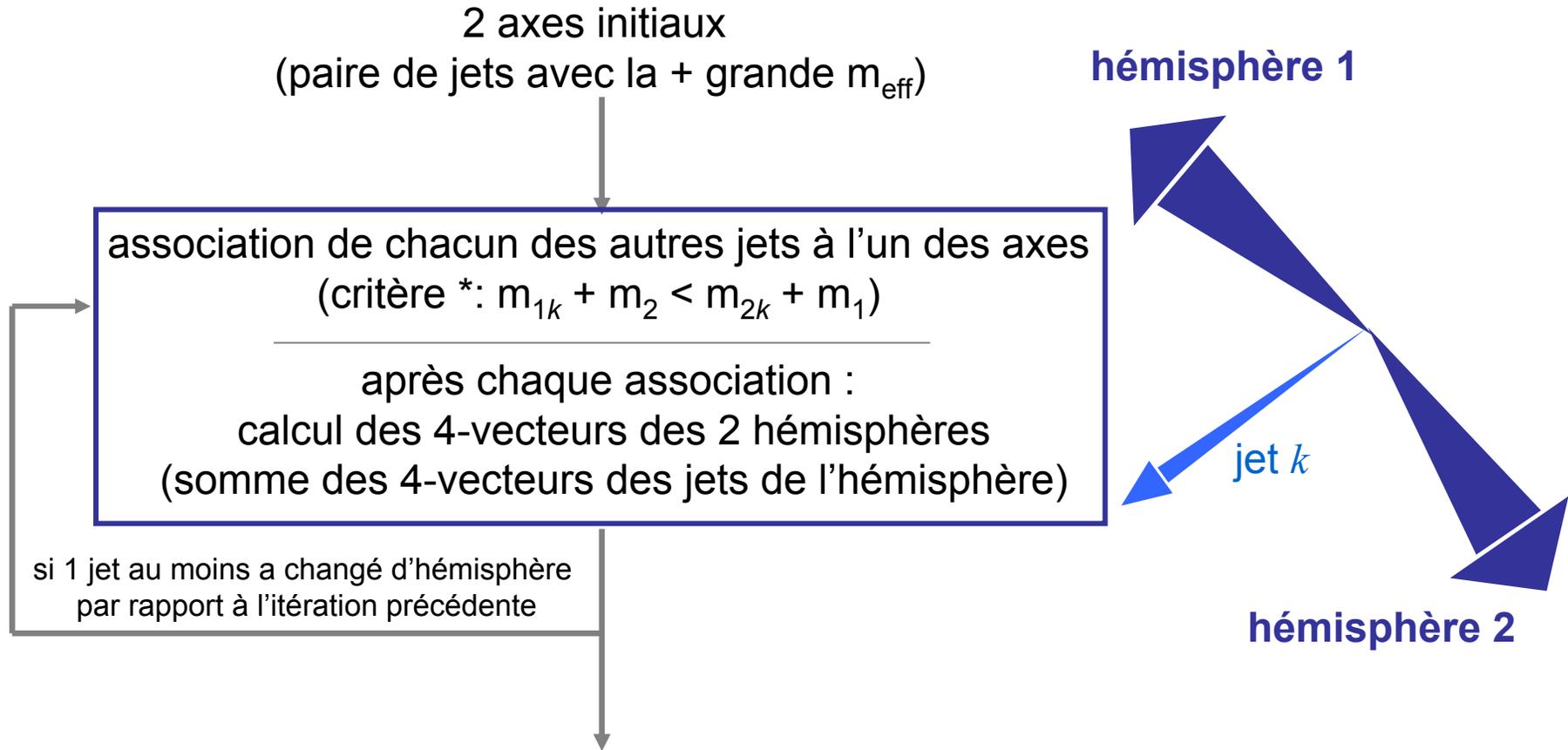


après coupure MET reconstruite > 200 GeV

# Méthode de reconstruction des hémisphères [PapeMoortgat]

- Choix des objets initiaux : jets calorimétriques

\* modifié



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.

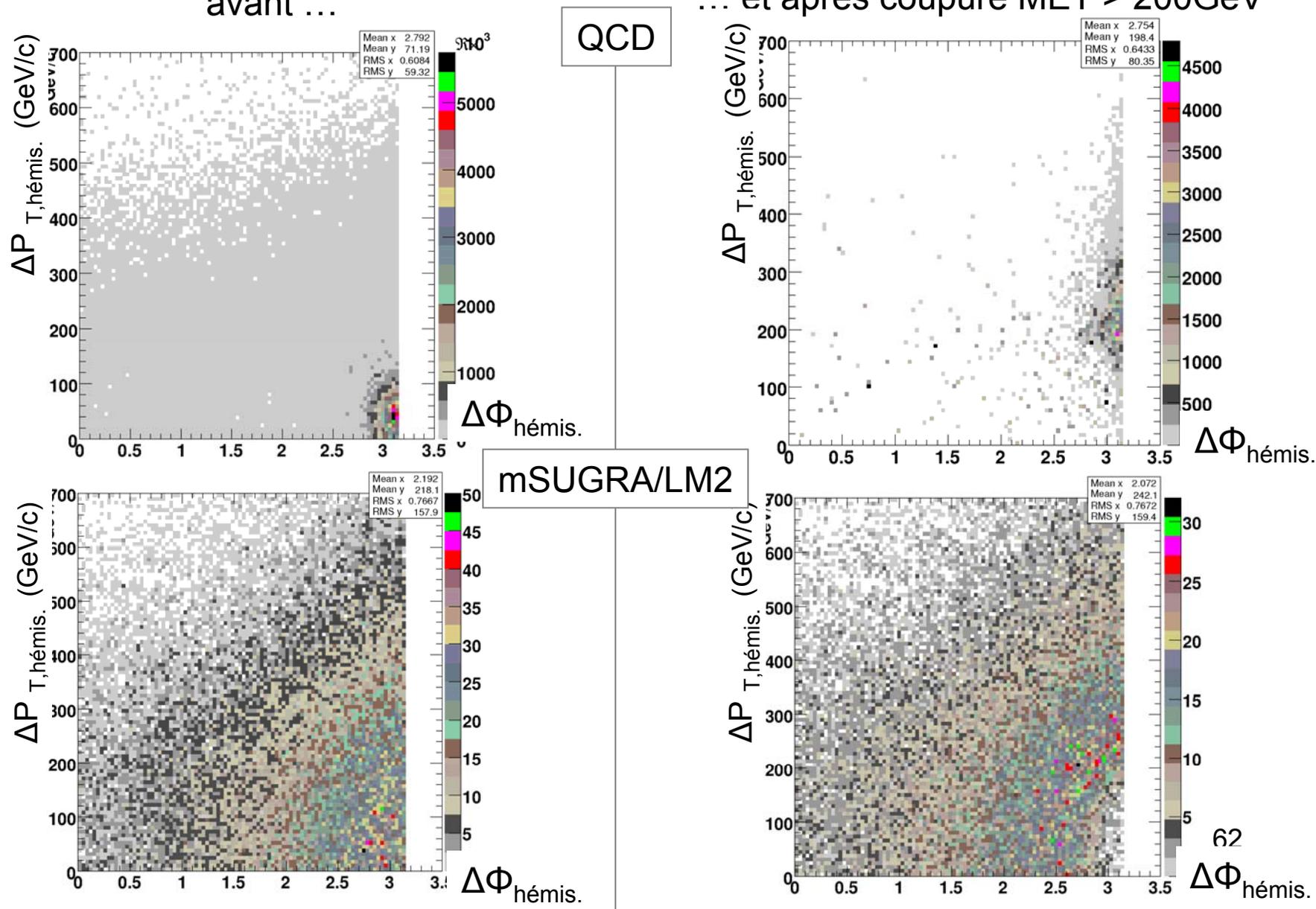
# 2<sup>nd</sup> emploi des hémisphères reconstruits

## 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



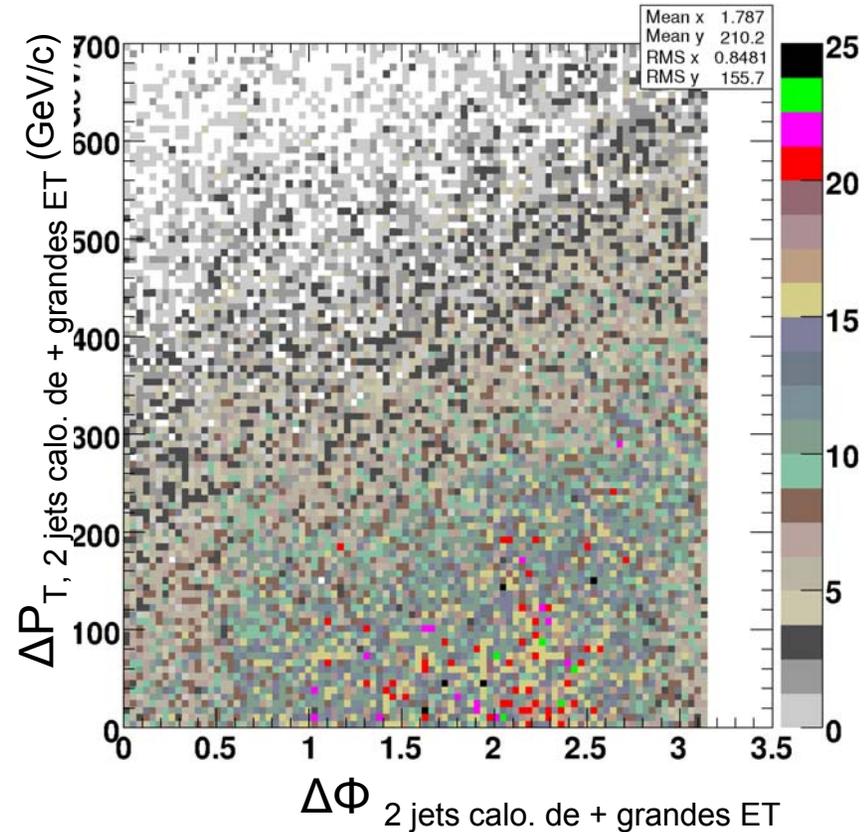
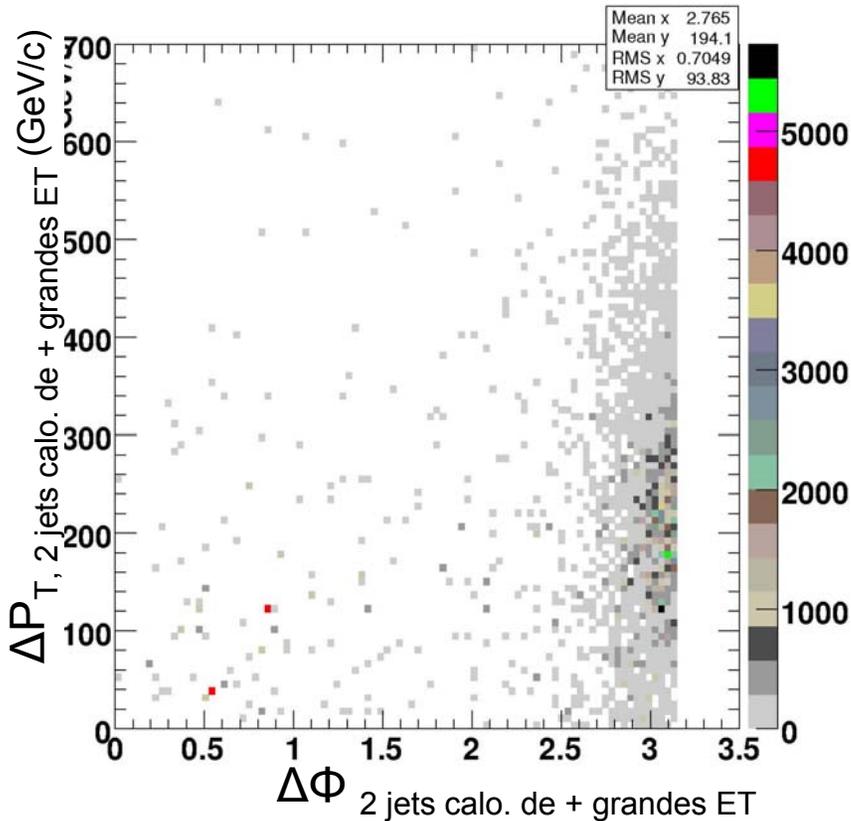
comportement des variables considérées similaire  
à celui des variables  $\Delta\Phi_{2 \text{ jets calo. de + grandes ET}}$  et  $\Delta P_{T, 2 \text{ jets calo. de + grandes ET}}$

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

après coupure MET > 200GeV

QCD

mSUGRA/LM2

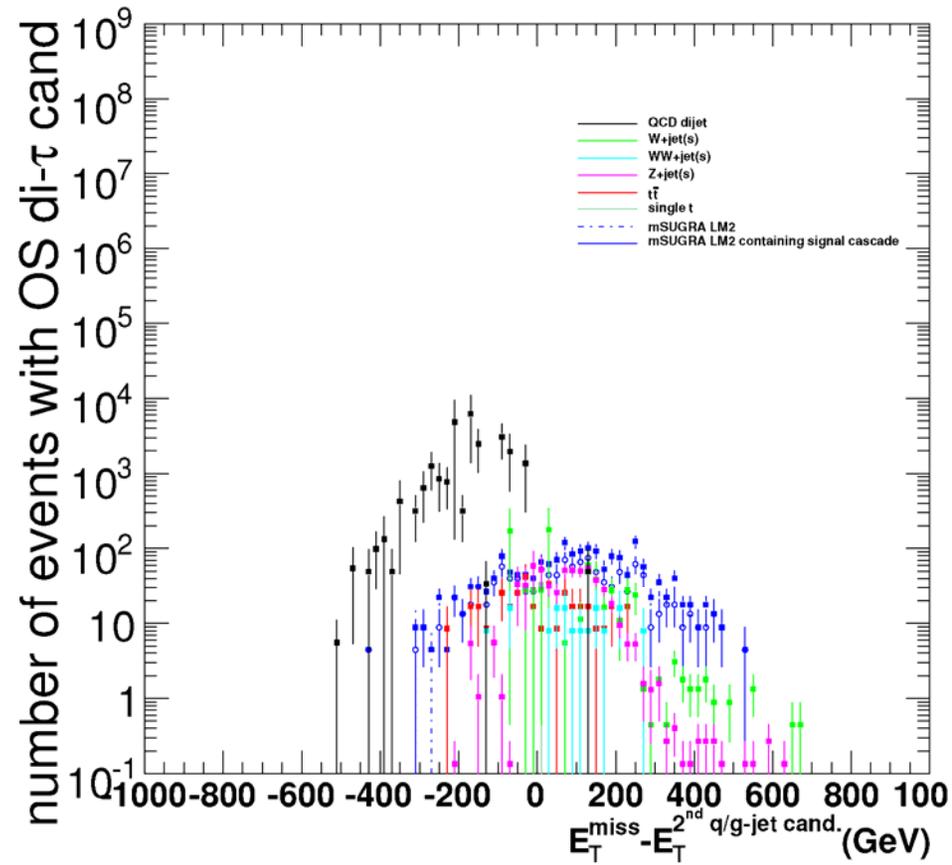
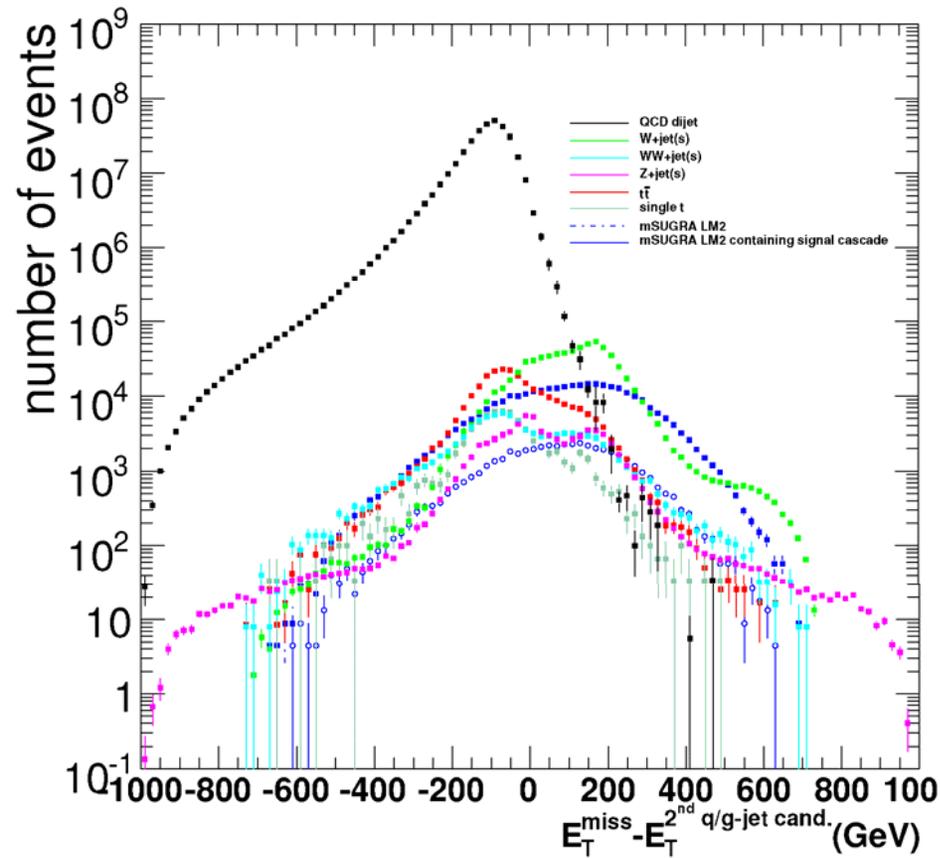


# Effets des coupures pour les différents processus

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 $\text{ev}^{\text{ts}}$ 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



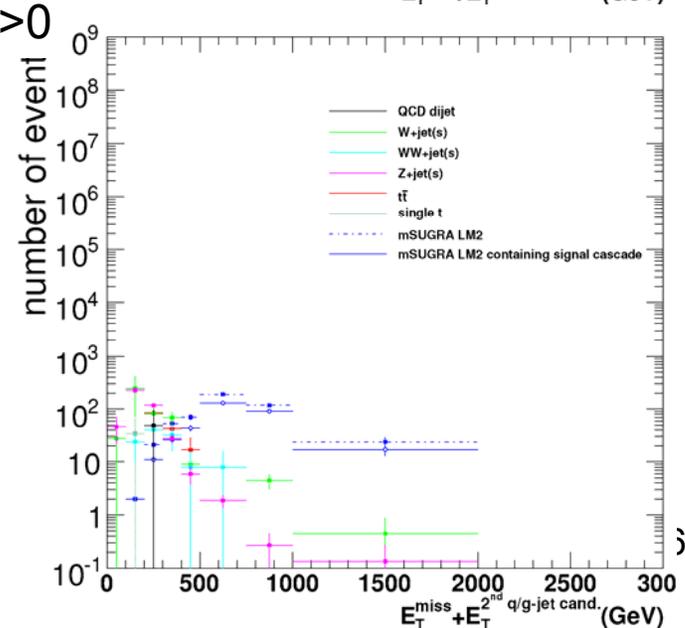
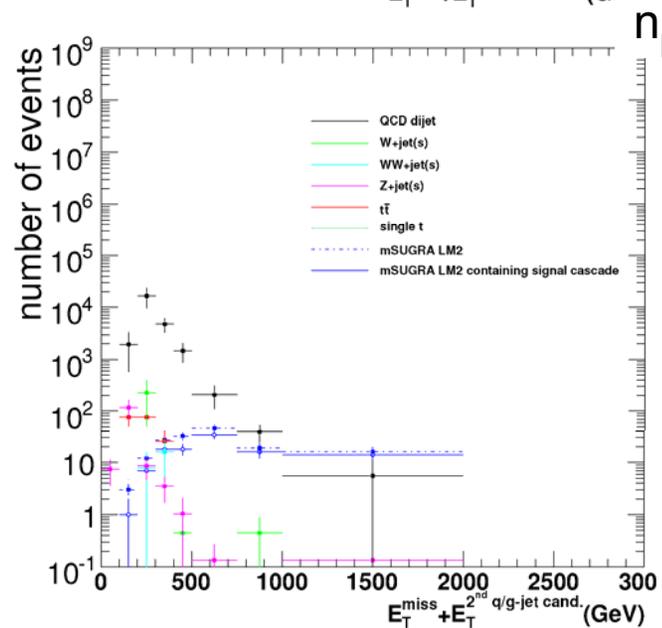
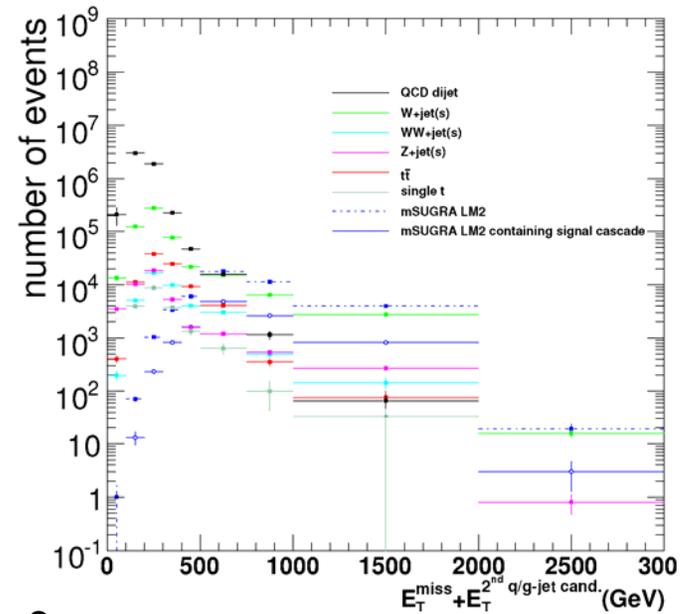
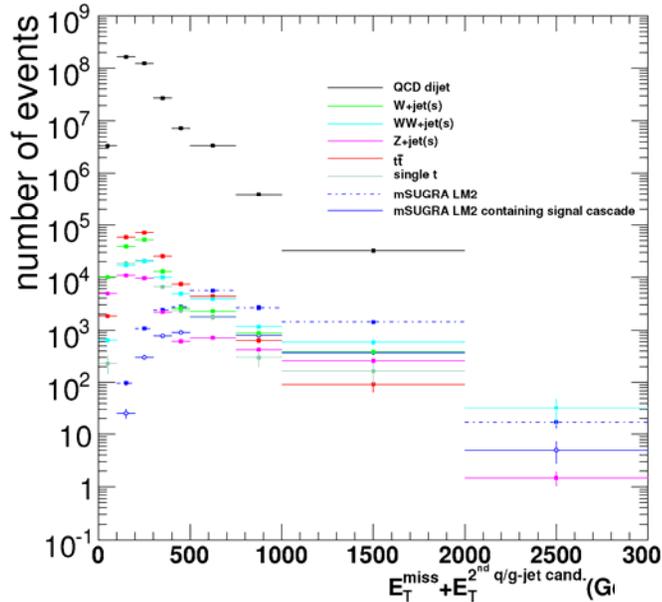
# Répartition des événements dans les deux régions

**MET + E<sub>T</sub><sup>2nd q/g-jet cand.</sup>**

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

MET - E<sub>T</sub><sup>2nd q/g-jet</sup> < 0

MET - E<sub>T</sub><sup>2nd q/g-jet</sup> > 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](#)