

# Physique au LHC

G. Unal  
LAL - Orsay  
École de Gif 2004

# Questions auxquelles le LHC doit répondre:

- Quel est le mécanisme responsable de la brisure de la symétrie électrofaible ?  
( Masses du W et du Z  $\sim 100$  GeV)
- Boson de Higgs du Modèle Standard ?
- Physique nouvelle pour résoudre les “problèmes” du Modèle Standard à l'échelle du TeV ? **Supersymétrie ou/et autre chose ?**

# Sujets non abordés dans ce cours:

- Physique des saveurs lourdes: suite du programme de violation de CP dans les B pour (sur)contraindre la matrice CKM (peut être aussi une fenêtre vers la physique au delà du Modèle Standard)  
Expérience LHCb
- Physique des ions lourds: plasma quark-gluon, suite du programme du SPS et de RHIC  
Expérience ALICE
- Etudes de QCD perturbative en tant que telle.  
Les effets QCD sont par contre souvent importants dans la compréhension de la physique électrofaible dans un collisionneur hadronique

# Contenu

## 1. Introduction

- La physique au TeV, état des lieux après Tevatron sur le Higgs
- Le LHC
- Phénoménologie des collisions proton – proton
- Les défis expérimentaux, les expériences ATLAS et CMS

## 2. Physique “standard”: W, Z, top

## 3. Le boson de Higgs du Modèle Standard

- Production et désintégration
- Description détaillée de quelques canaux
- Détermination des propriétés du boson de Higgs

## 4. La supersymétrie au LHC

- Le secteur de Higgs
- Recherche directe des particules supersymétriques
- Comment déterminer les paramètres de base du Modèle ?

## 5. Quelques autres possibilités de physique au delà du Modèle Standard

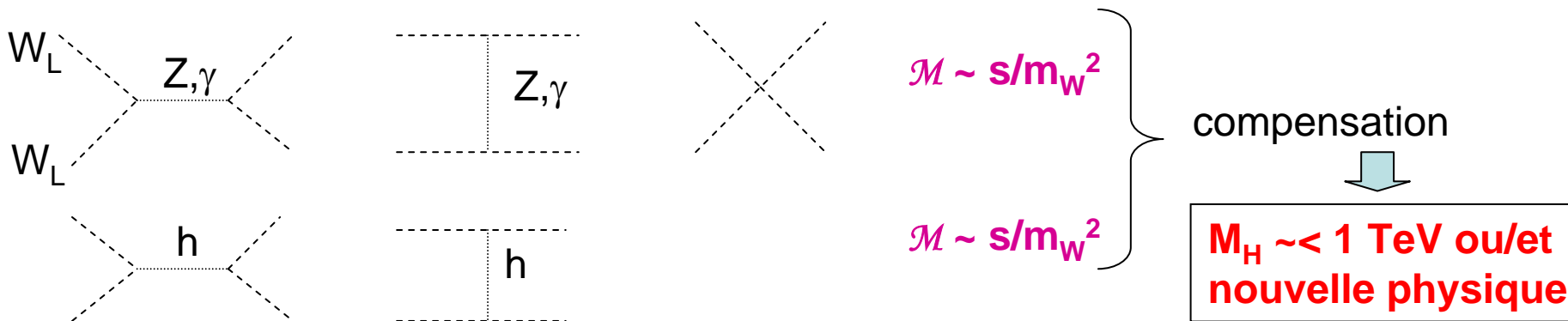
- Pas de Higgs léger
- “Petit Higgs”
- Dimensions supplémentaires

# Physique au TeV

- Rappel sur le Modèle Standard et ses limitations (voir cours de J.Ellis)
- Contraintes sur le boson de Higgs (voir cours de D.Treille)
- Que dira le Tevatron d'ici quelques années ?

# Le Modèle Standard et ses limitations

- Le Modèle Standard décrit avec succès les particules élémentaires observées et leurs interactions (electromagnetique, faible et forte). Le top, 6eme quark prédit par la théorie, a été observé en 1994 au Tevatron
- Les interactions faibles et electromagnetiques sont (partiellement) unifiées dans groupe de jauge  $SU(2)*U(1)$
- Cette symétrie est brisée pour expliquer la faiblesse des interactions fortes => masses pour les bosons intermédiaires  $W^{+-}$  et Z (alors que le photon reste de masse nulle)
- $M_W > 0 \Rightarrow$  existence de  $W_L$  (longitudinaux)
- Problème avec une théorie avec bosons massifs: Diffusion  $W_L W_L$  violerait l'unitarité vers  $E \sim 1$  TeV
- Dans le Modèle Standard, la masse des bosons de jauge vient du mécanisme de Higgs: interaction W et Z avec champ scalaire qui acquiert une vev, 1 champ scalaire physique reste observable, le boson de Higgs. C'est la seule particule du Modèle Standard qui a éludée l'observation

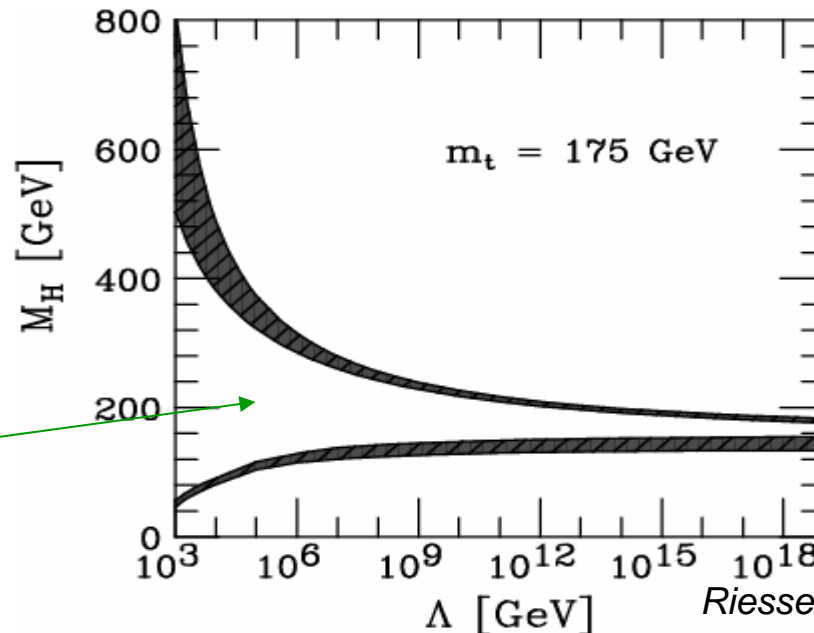


## Petit rappel sur le Higgs dans le Modèle Standard

- $\phi$ =scalaire doublet sous SU(2)
- $V(\phi) = \lambda (\phi^+\phi - v^2/2)^2$
- minimum pour  $|\phi| = v/\sqrt{2}$
- $m_W^2 = g^2 v^2 / 4$  ( $\Rightarrow v = 246$  GeV)
- $m_H^2 = 2 \lambda v^2$
- $\Rightarrow$  1 seule inconnue, la masse du boson de Higgs

# Contraintes sur le boson de Higgs du Modèle Standard

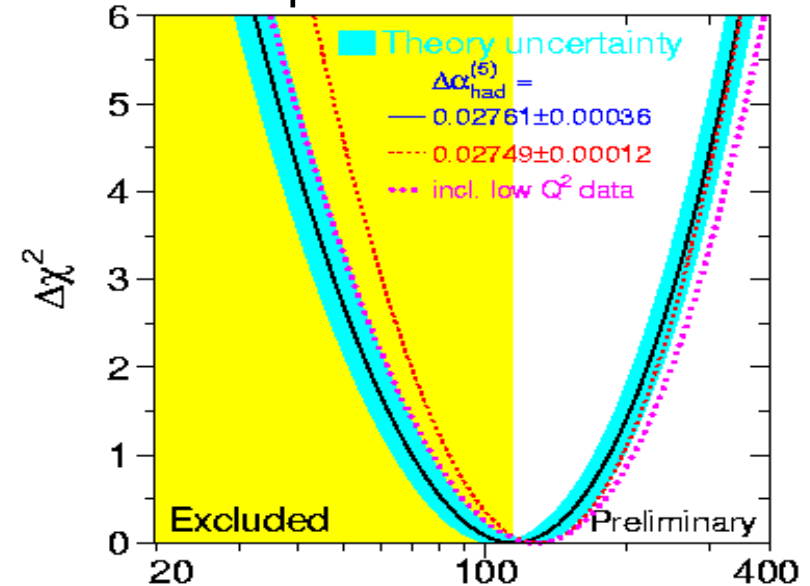
- **Contraintes théoriques:**
  - couplage  $\lambda$  varie avec l'échelle d'énergie
  - stabilité du vide: correction à  $\lambda$  du top  $<0 \Rightarrow$  vide devient instable si  $\lambda$  trop petit  $\Rightarrow$  limite inférieure sur  $m_h$
  - trivialité:  $\lambda$  augmente avec échelle énergie. Si on veut que la théorie reste perturbative jusqu'à une certaine valeur d'échelle  $\Lambda$ ,  $\lambda$  ne doit pas être trop grand à basse énergie  $\Rightarrow$  limite supérieure sur  $m_h$





- Corrections radiatives:

- h intervient dans des corrections radiatives à des observables telles que la masse du W,Z
- contrainte sur  $m_h$  à partir des mesures de précision (LEP, Tevatron, basse énergie)



- $m_h = 114^{+69}_{-45}$  GeV (pour  $m_{top} = 178 \pm 4.3$  GeV)  $m_H$  [GeV]

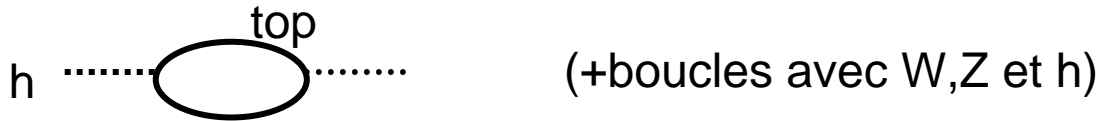
Lep Ewwg 04

- $m_h < 237$  GeV (95 % CL)

- Recherches directes (LEP):  $m_h > 114.4$  GeV

# Limitation du Modèle Standard

- Corrections radiatives à la masse du Higgs:

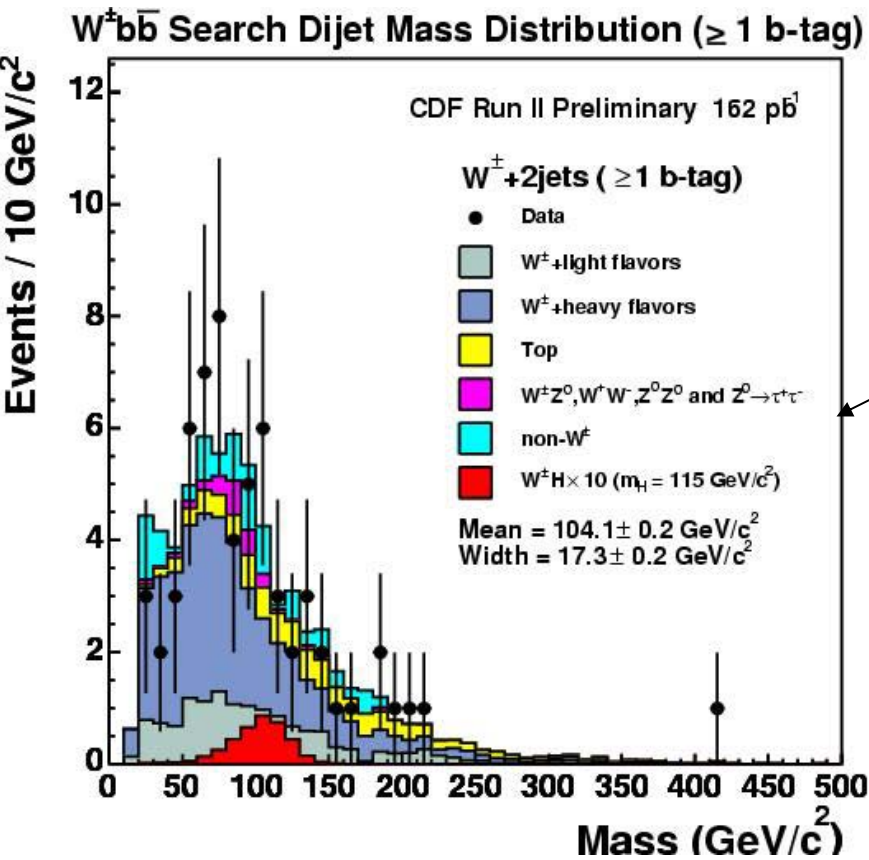


- $\delta m_h^2 \sim - m_{\text{top}}^2 / (4\pi^2 v^2) \Lambda^2$  ( $\Lambda$  = échelle de nouvelle physique)
- Pour  $\Lambda \sim$  échelle GUT ou Planck,  $m_h \sim 100$  GeV nécessite un ajustement très fin entre masse nue et corrections radiatives
- Solution « traditionnelle »: Supersymétrie à échelle de  $\sim 1$  TeV: compensation entre les boucles de particules et de sparticules.
- Ou autre source de nouvelle physique  
 $\Rightarrow \Lambda \ll M_{\text{Planck}}$

# Que dira le Tevatron ?

- Collisions proton-antiproton à  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$
  - Peut chercher Higgs dans canaux:
    - $Wh, W \rightarrow \text{lepton}, h \rightarrow b \bar{b}$
    - $Zh, Z \rightarrow \text{neutrinos}, h \rightarrow b \bar{b}$
    - $h \rightarrow W W^*$
- }  $m_h < 130 \text{ GeV}$   
}  $m_h > 130 \text{ GeV}$
- Section efficace faible  $\Rightarrow$  nécessite importante luminosité intégrée
    - $\sim 500 \text{ pb}^{-1}$  actuellement ( $L_{\text{max}} \sim 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )
    - espère  $\sim 1 \text{ fb}^{-1}$  en 2005
    - entre 4 et 9  $\text{fb}^{-1}$  en 2009
  - Rapport signal/bruit petit, reconstruction de la masse pas très précise  $\Rightarrow$  nécessite bonne maîtrise du bruit de fond

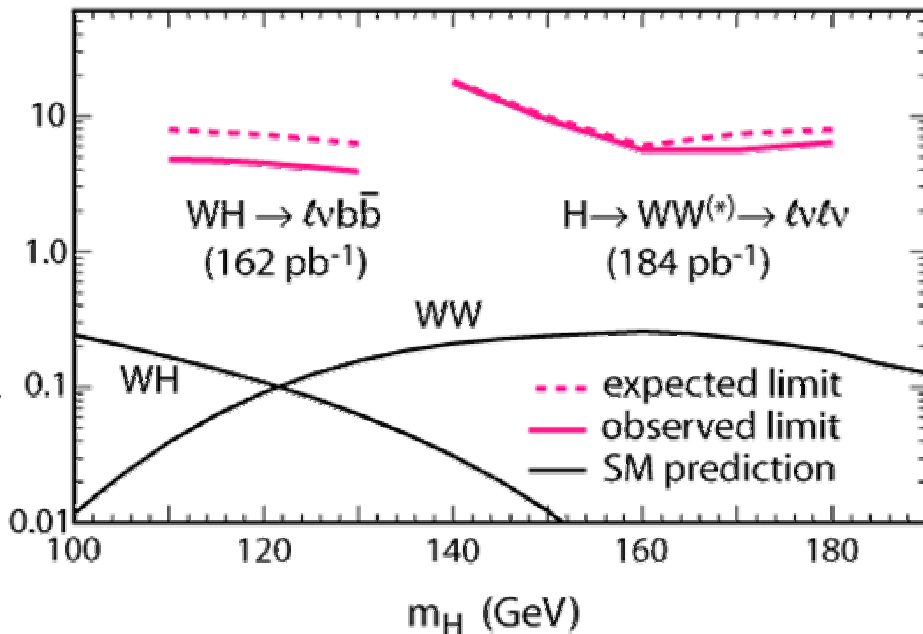
## Résultats récents Tevatron run 2 (exemple CDF, limites aussi de D0)



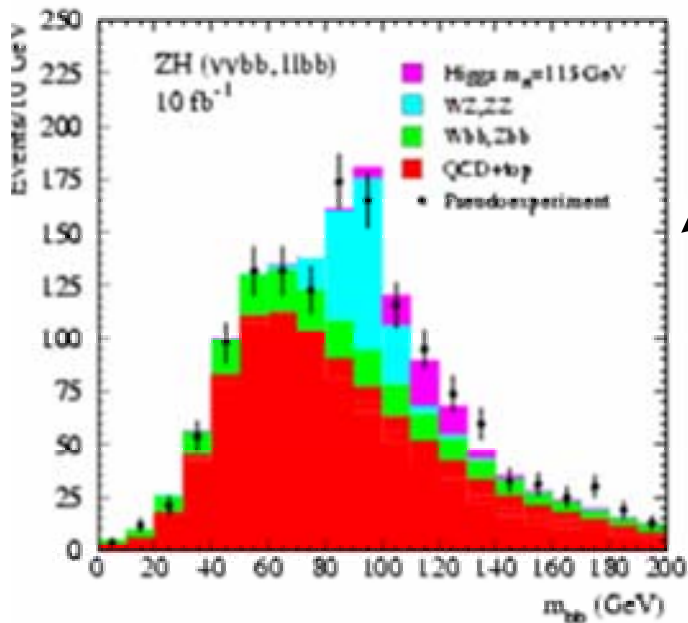
Recherche de pic dans masse b-bbar pour le canal WH

Limite sur section efficace:  $\sim 30\text{-}50\times$   
au dessus du Modèle Standard pour  
 $\sim 170\text{pb}^{-1}$

CDF Run 2 SM Higgs Search - Preliminary



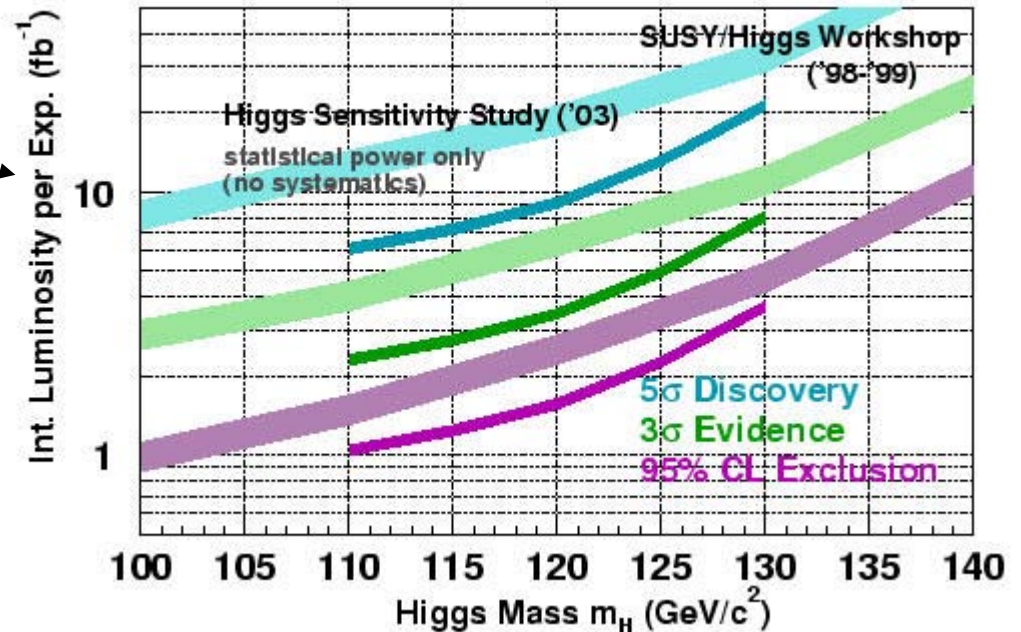
## Projections pour fin du run 2



Exemple canal ZH avec  $10 \text{ fb}^{-1}$

Sensibilité attendue

Pour  $> 5 \text{ fb}^{-1}$ , le Tevatron peut avoir un mot à dire (dépend de la maîtrise du bruit de fond)



# Le LHC

- Pourquoi un collisionneur proton–proton ?
- L'énergie
- La luminosité et ses limites
- Scénario envisagé pour le démarrage
- Problème du nuage d'électrons
- Jusqu'où peut-on pousser la luminosité ?

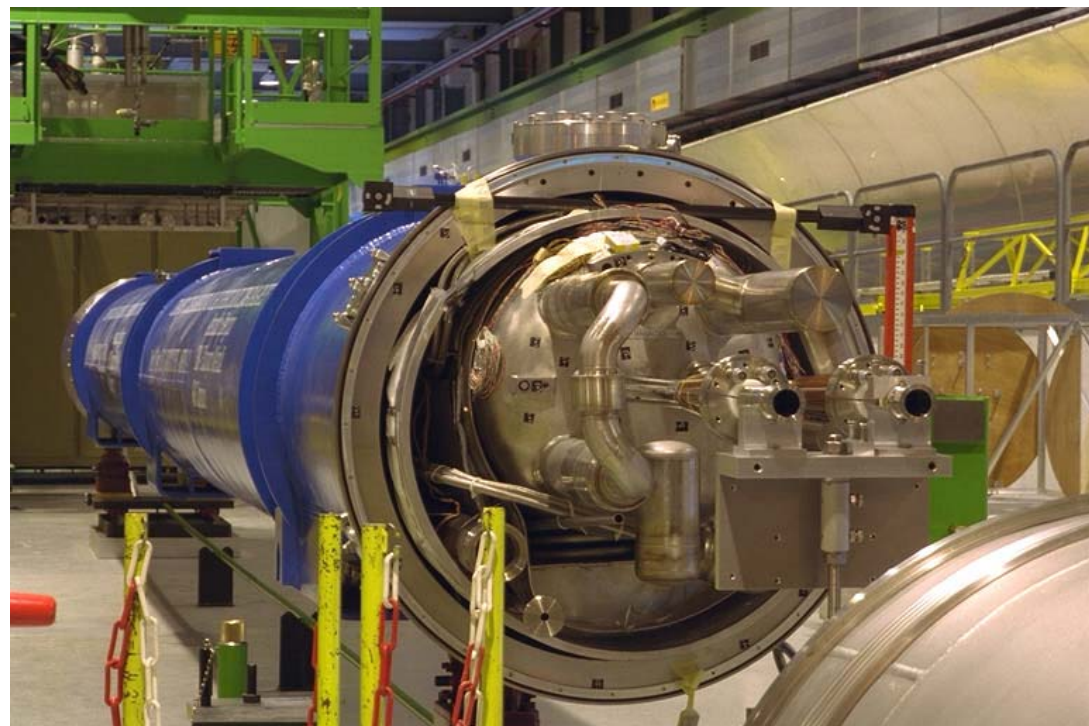
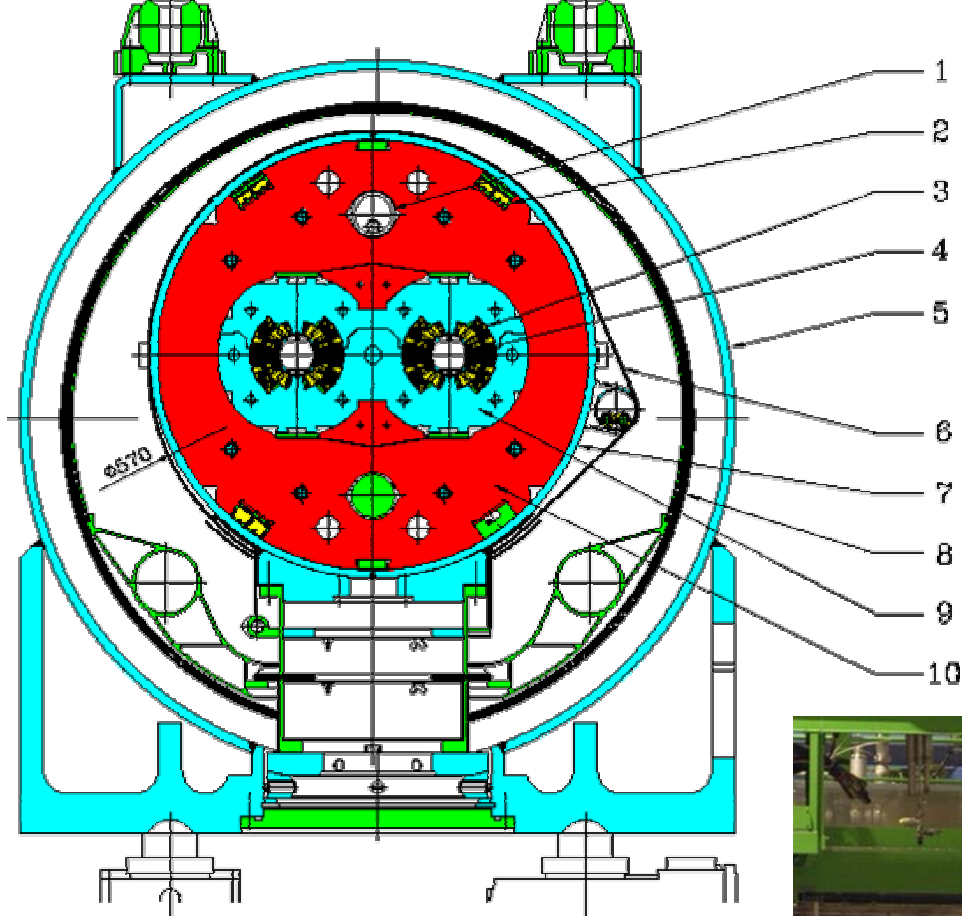
# Interet d'un collisionneur proton-proton

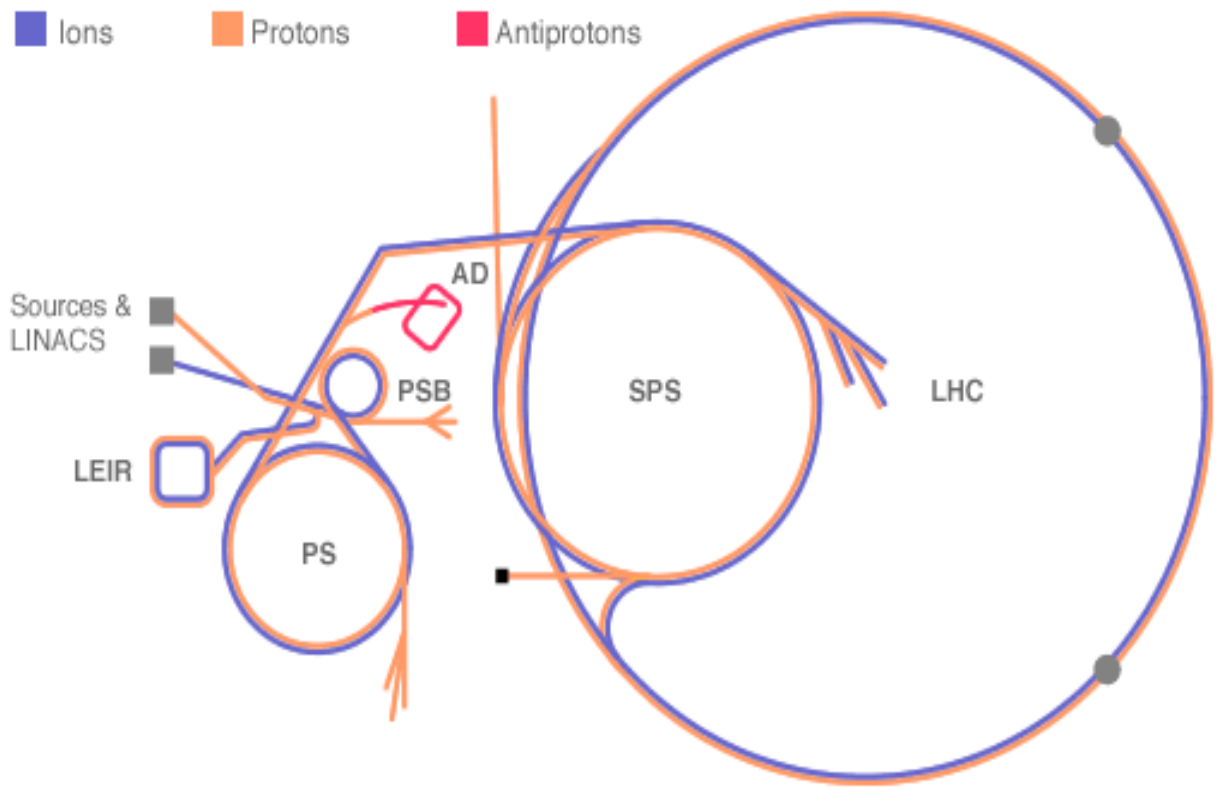
- **Rayonnement synchrotron**  $\sim \gamma^4 \Rightarrow$  collisionneur circulaire à électrons limité en pratique à  $\sim 100$  GeV (LEP2)
- **Masse proton = 2000\*Masse électron**  $\Rightarrow$  rayonnement synchrotron joue peu sur l'énergie accessible (mais a des effets quand même au LHC)
- **Proton-AntiProton:** permet de faire circuler les 2 faisceaux dans 1 seul tube a vide. **Limitation en luminosité: taux de production des antiprotons (Tevatron run1: 20 antiprotons produit pour  $10^6$  protons sur cible)**
- **$\sigma$ (ponctuelle)  $\sim 1/s \Rightarrow$  besoin de hautes luminosités pour explorer les domaines de masse plus élevés  $\Rightarrow$  collisions Proton-Proton** (différence Proton-AntiProton vs Proton-Proton sur les sections efficaces des processus intéressants devient plus petite à haute énergie)
- **Proton-Proton vs Electron-Positron:**
  - objets initiaux sont composites  $\Rightarrow$  moins de contraintes cinématiques
  - rapport signal « intéressant » / section efficace totale plus petit
  - explore tout une gamme d'énergie effective dans le centre de masse sans changer l'énergie proton-proton

# Énergie de collision

- Énergie de collision dans collisionneur hadronique est limitée par champ magnétique des dipôles
- Taille fixée par tunnel de LEP
- Aimant supra conducteurs =>  $B = 8.3 \text{ T}$  (pour comparaison:  $B=4.5 \text{ T}$  au Tevatron,  $4.7 \text{ T}$  à Hera)
- 1232 dipôles de 14.3m utiles (17.6km sur les 26.7km de circonférence)
- Énergie possible = 7 TeV par faisceau
- Dipoles « 2 en 1 » = 2 tubes à vide pour les 2 faisceaux dans une seule masse
- Pour obtenir  $B=8.3 \text{ T}$ , utilise Niobium-Titane à  $T = 1.9 \text{ K}$







# Luminosité (Taux evts= $L^*\sigma$ )

$$L = (f.B) \frac{n_1 n_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} = (f.B) \frac{\gamma n_1 n_2}{4 \beta^* \varepsilon_N}$$

$$10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

- $(f.B)$  = fréquence de révolution\*Nb de paquets 11kHz\*2808
- $n_1, n_2$  = nombre de particules/ paquet  $10^{11}$
- $\gamma$  = boost de Lorentz 7400
- $\sigma_x, \sigma_y$  = taille transverse au point d'interaction 16  $\mu\text{m}$
- émittance  $\varepsilon = \pi \sigma \sigma'$  (dispersion x,y\*dispersion x',y')
- émittance normalisée  $\varepsilon_N = \gamma \varepsilon$  invariant de Lorentz, conservée lors de la phase d'accélération 3.75  $\pi \mu\text{m}$
- $\sigma/\sigma' = \beta$  donné par l'optique de la machine =  $\beta^*$  au point d'interaction 50cm
- $n/\varepsilon_N$  est limité par effet faisceau-faisceau => déflexion par le champ électrique crée par un paquet => instabilités (résonances dans l'optique de la machine => perte des protons)

Note1: petit angle de croisement  $\sim 140 \mu\text{rad}$ /faisceau

Note2: énergie totale stockée  $\sim 350 \text{MJ}$  à luminosité nominale

# Scénario envisagé pour le démarrage du LHC

(pour les collisions proton-proton)

- ~ début 2007: refroidissement de l'accélérateur
- « commissioning » avec 1 faisceau (quelques mois ?)
- Première collisions ~ mi 2007
  - 43+43 paquets  $L \sim 5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
  - 936+936 paquets ( $\Delta t=75\text{ns}$ )  $L \sim 5 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
- 2808+2808 paquets ( $\Delta t=25 \text{ ns}$ )  $L > \sim 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$   
0.4  $10^{11}$  protons par paquet  
=>  $\sim 10 \text{ fb}^{-1} / \text{an}$  pendant  $\sim 3$  ans
- Montée à  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  =>  $100 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$
- Luminosité totale après quelques années a  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \sim 300 \text{ fb}^{-1}/\text{expérience}$

} Quelques mois ?  
~  $1 \text{ fb}^{-1}$  ?

*Pas mal d'incertitude sur le détail du scénario...*

# Problème du nuage d'électrons

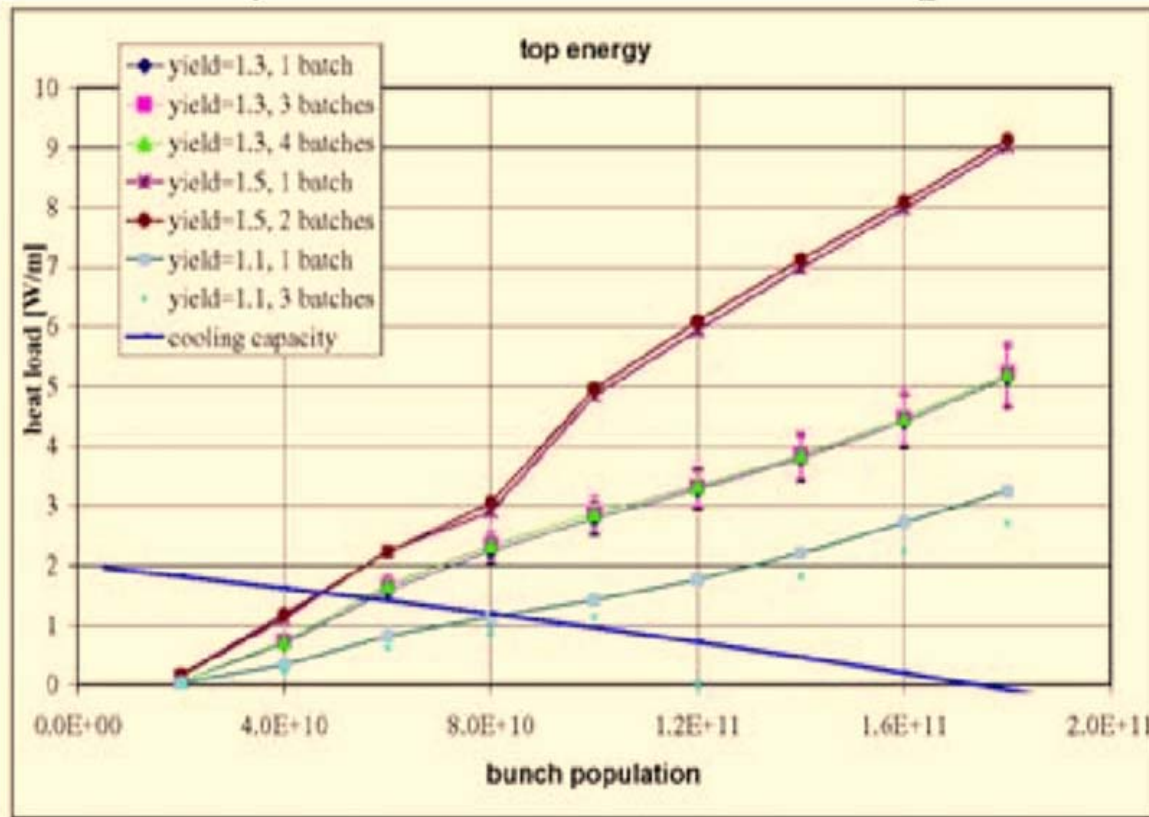
- Radiation synchrotron des protons => création de photo-électrons sur le tube à vide
- Ces électrons peuvent être accélérés par le champ électrique du paquet suivant -> nouveaux électrons secondaires sur le tube à vide
- Peut conduire à un « nuage d'électrons »=> instabilité du faisceau, charge pour le système de cryogénie (absorption de la chaleur sur le tube à vide des arcs  $T \sim 4K$  => quench si  $>$  limite)
- Dépend de:
  - **L'intensité des faisceaux**
  - **Le temps entre les paquets**
  - **Les caractéristiques du tube à vide** (réflectivité, émission d'électrons secondaires)
  - **Temps**
- Observé dans le SPS pour  $3 \cdot 10^{10}$  p/paquet,  $\Delta t = 25$  ns.  
Après 10 jours ->  $10^{11}$  p/paquet (conditions différentes de LHC)
- Parties chaudes du LHC (~10% du total): tube à vide revêtu d'un nouveau matériau pour réduire les émissions secondaires
- Parties froides : forme spéciale du tube à vide pour réduire la réflectivité du tube à vide
- **Pas mal d'incertitudes sur le temps nécessaire pour obtenir les conditions requises pour  $10^{11}$  protons/paquet**

## Effet sur le refroidissement: (simulation)

$$Y = \max(\text{second. e/primary e})$$

(Energie ~ 250 eV)

Y=1.1 après  
conditionnement ?



A priori, effet sur émittance OK jusqu'à ~ proche de intensité nominale pour  $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Nombreuses études en cours actuellement (simulation, études avec le SPS)

# Jusqu'où peut-on pousser la luminosité?

- facteur 2.5 en poussant à la limite l'effet faisceau-faisceau (1.5x nombre de protons/paquet).
  - facteur 2 en jouant sur  $\beta^*$ : nécessite de nouveaux quadrupoles à plus grande ouverture
  - facteur 2 sur le nombre de paquets: nécessite expérience sur la maîtrise de l'énergie totale stockée et sur la question du nuage d'électrons => **semble assez problématique**
- ⇒ Scénario « SLHC » avec luminosité de  $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$   
(modifications hardware ~ limitées) (hep-ph/0204087)

Plusieurs scénarii différents pour le détail de ces améliorations  
(angle de croisement, taille des paquets, pas de solution « miracle »)

Note: augmentation significative de l'énergie nécessiterait remplacement des dipôles supraconducteurs

(14 -> 15 TeV pourrait être possible sans changer les dipôles)

## Limites:

- **effet faisceau-faisceau** (gagne si seulement 2 zones d'interaction)
- **courant total** (protection de la machine, dump des faisceaux, cryogénie)
- **nuage d'électrons** =  $f(N_{\text{protons}}, \Delta t)$

Possibilité de jouer sur angle de croisement/Taille des paquets pour rester dans les limites de l'effet faisceau-faisceau:

Solution  
« traditionnelle »:  
augmenter  $f_{\text{rep}}$   
=> **Diminue  $\Delta t$**

$$L = \frac{N_b^2 f_{\text{rep}}}{4 \pi \sigma_*^2} F$$

$$\Delta Q_{bb} \propto \frac{N_b r_p}{2 \pi \epsilon_N} F$$

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\theta \sigma_z}{\sigma_*}\right)^2}}$$

Alternative:  
Augmenter  $N_b$  et baisser  $F$

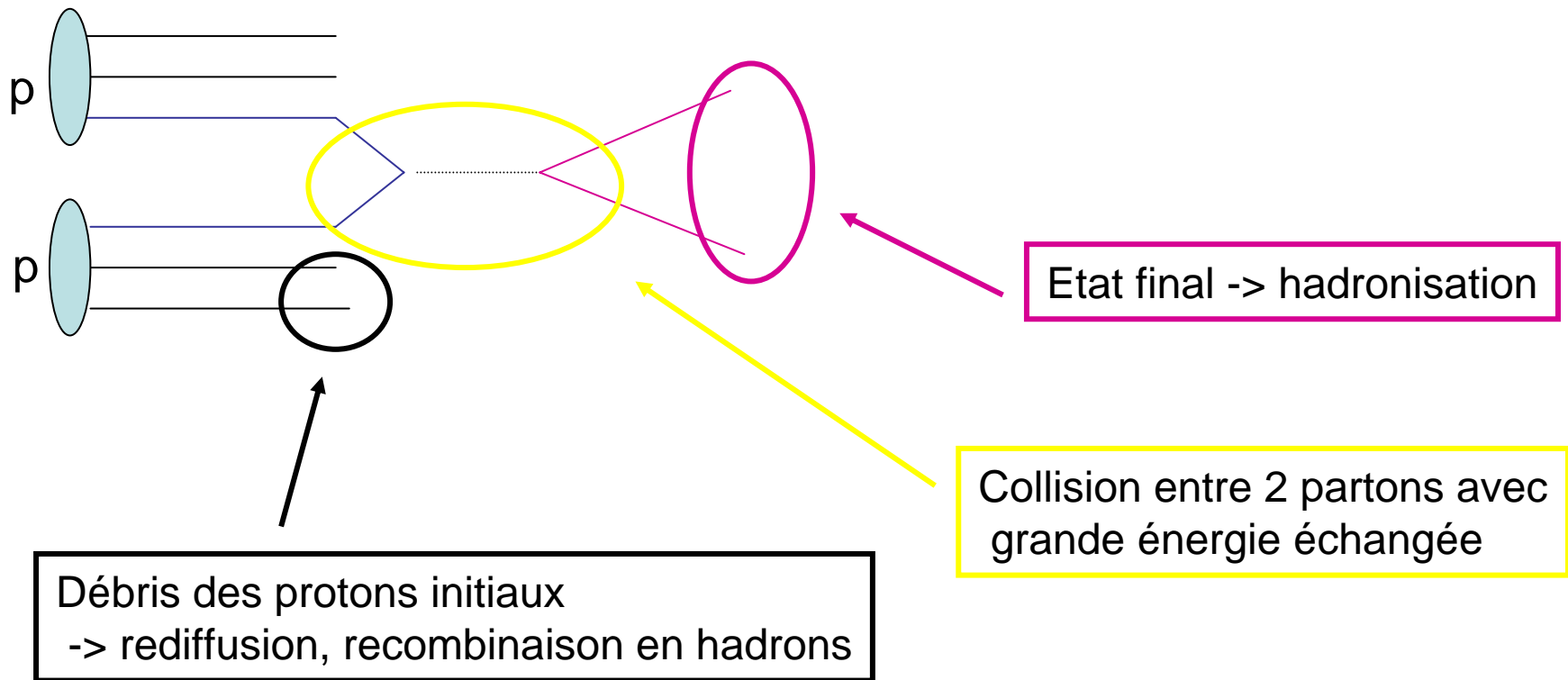
	$\Delta t(\text{ns})$	$N_b/10^{11}$	$\beta$ (cm)	$\Theta(\mu\text{rad})$	$\sigma_z(\text{cm})$	$I(\text{A})$	Lumi
nominal	25	1.15	0.55	285	7.55	0.58	$1 \cdot 10^{34}$
« SLHC »	12.5	1.7	0.25	445	3.78	1.72	$9 \cdot 10^{34}$
	75	6	0.25	430	20	1.0	$6.3 \cdot 10^{34}$



# Phénoménologie des collisions p-p

- Que se passe-t'il lors d'une collision p-p ?
- Calcul de section efficace, fonctions de structure
- Ordre de grandeur des principaux processus au LHC
- Événement à biais minimum, événement sous-jacent, effet d'empilement

# Exemple d'une collision proton-proton « dure »



Les quarks et gluons de grande énergie donnent naissance à des jets= ensemble de hadrons collimés dont l'énergie totale est ~ égale à l'énergie du quark ou gluon originel

# Calcul de section efficace

$$\sigma(pp \rightarrow f) = \int \sigma(q_1 q_2 \rightarrow f, \hat{s}, q^2) f_{q_1}(x_1, q^2) f_{q_2}(x_2, q^2) dx_1 dx_2$$

Section efficace partons initiaux  $\rightarrow$  partons finaux calculable perturbativement

Fonctions de structure

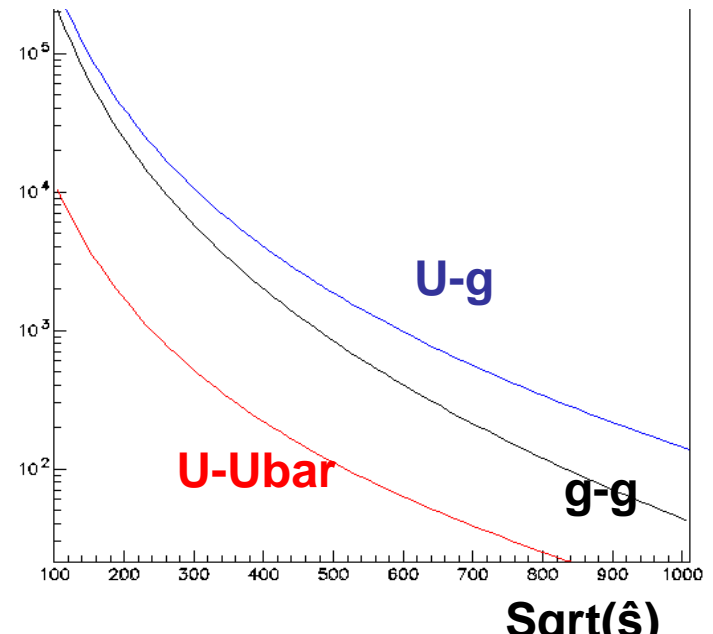
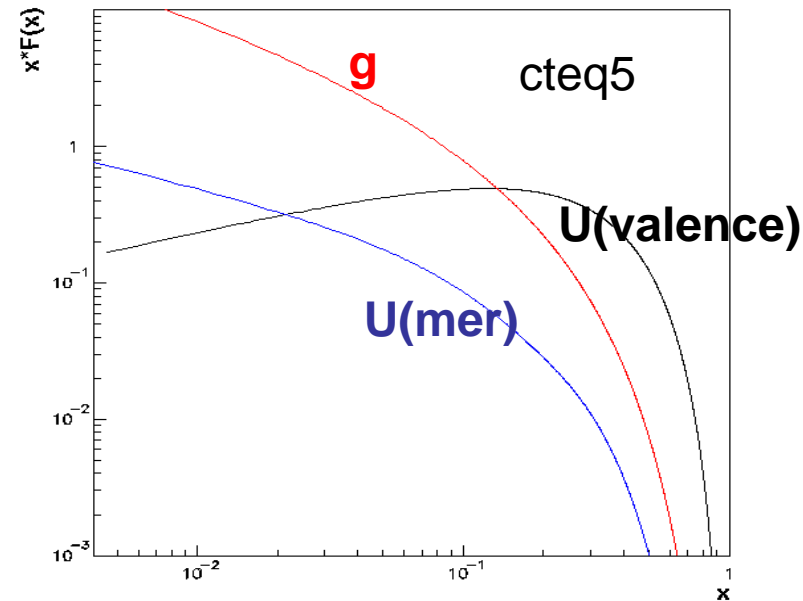
- $\hat{s} = x_1 x_2 s$
- $q^2 = \text{échelle d'énergie du processus}$  (le résultat doit être indépendant de  $q^2$  si le calcul est fait à tous les ordres)
- $q_1, q_2 = \text{partons initiaux}$
- $x_1, x_2 = \text{fraction d'impulsion du proton emportée par le parton } q_1, q_2$

# Fonction de structure

- $F(x,q)dx$  = probabilité de trouver un parton avec un fraction d'impulsion entre  $x$  et  $x+dx$
- Mesuré dans les expériences de diffusion inélastique (cibles fixes+Hera) (+quelques contraintes de  $p$ - $pbar$ )
- Evolution en fonction de  $q$  donnée par les équations d'Altarelli-Parisi (QCD perturbative)

• Pour  $\hat{s} \sim$  centaine(s) de GeV, les collisions quark-gluon et gluon-gluon sont favorisées par rapport à quark-antiquark

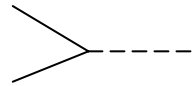
• Incertitude typique sur les processus discutés dans la suite de ce cours  $\sim 5$ - $10\%$



# Corrections d'ordre supérieur

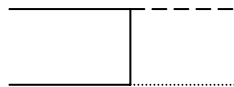
- « LO » (ordre le plus bas): diagramme de plus faible ordre pour un état final donné

– Z+0 j

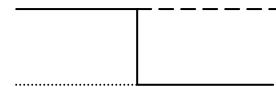


Ordre  $\alpha$

– Z+1 j



g

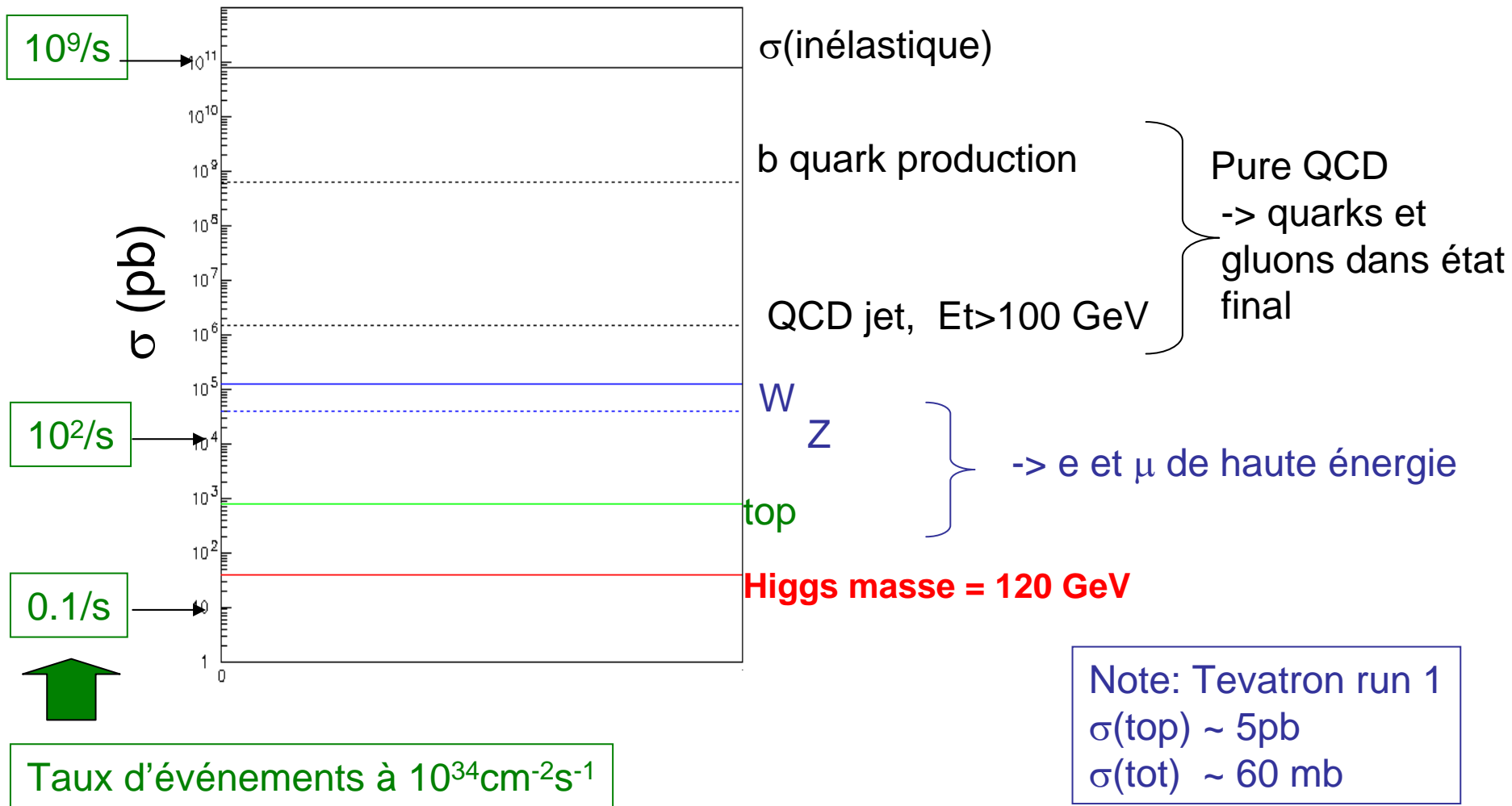


Ordre  $\alpha\alpha_s$

- « NLO » : toutes les corrections d'un ordre de plus en  $\alpha_s$  à la contribution LO: diagrammes en boucle + en arbres avec un vertex de plus => annulation des divergences
  - NLO de Z+0j inclut le diagramme Z+1j + boucles
- Définition LO/NLO dépend de la définition de l'état final
- Calculs LO (diagrammes en arbre) relativement « faciles » (programmes automatiques tels que CompHEP, MadGraph, ...)
- Calculs NLO plus difficiles. La plupart des principaux processus « simples » ont une section efficace calculée à NLO (NNLO dans quelques exemples). Certains processus plus compliqués ont aussi été calculés à NLO: Pas mal de progrès ces dernières années.
- Certains processus sont maintenant simulés dans des générateurs MC "NLO" qui combinent le calcul purement perturbatif avec l'approche des gerbes partoniques (permet de traiter l'effet du rayonnement de gluons mous)

- Une partie des corrections d'ordre supérieur est absorbée dans les fonctions de structure: Il faut utiliser une évolution NLO des fonctions de structure cohérente avec le calcul de l'élément de matrice
- La dépendance de  $\sigma(\text{NLO})$  avec le choix de l'échelle de renormalisation doit être plus faible que la variation de  $\sigma(\text{LO})$  si le calcul perturbatif se comporte bien
- Facteur  $K = \sigma(\text{NLO})/\sigma(\text{LO})$ :
  - A utiliser avec prudence:  $K$  dépend du choix de  $q^2$
  - La cinématique NLO n'est pas la même que la cinématique LO (1 gluon ou quark en plus peut exister dans l'état final): Le « facteur  $K$  » peut dépendre de la région de l'espace de phase considérée, de coupures cinématiques, etc...

# Ordre de grandeur des principaux processus



# Variable cinématiques couramment utilisées

- **Énergie transverse** = Impulsion transverse (plan orthogonal à l'axe des faisceaux=axe z)
- Conservation de l'impulsion => impulsion transverse = 0 => permet de déduire l'impulsion transverse totale des particules non détectées (neutrinos) comme l'opposé de l'impulsion transverse totale observée (**Energie transverse manquante « Emiss »**)

(pas possible pour pz car particules à petits angles non détectées emportent des grands pz, mais des petites impulsions transverses)

- Rapidité

$$y = \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}$$

- Pseudorapidité

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$$

( $\theta$  = angle polaire/axe z)

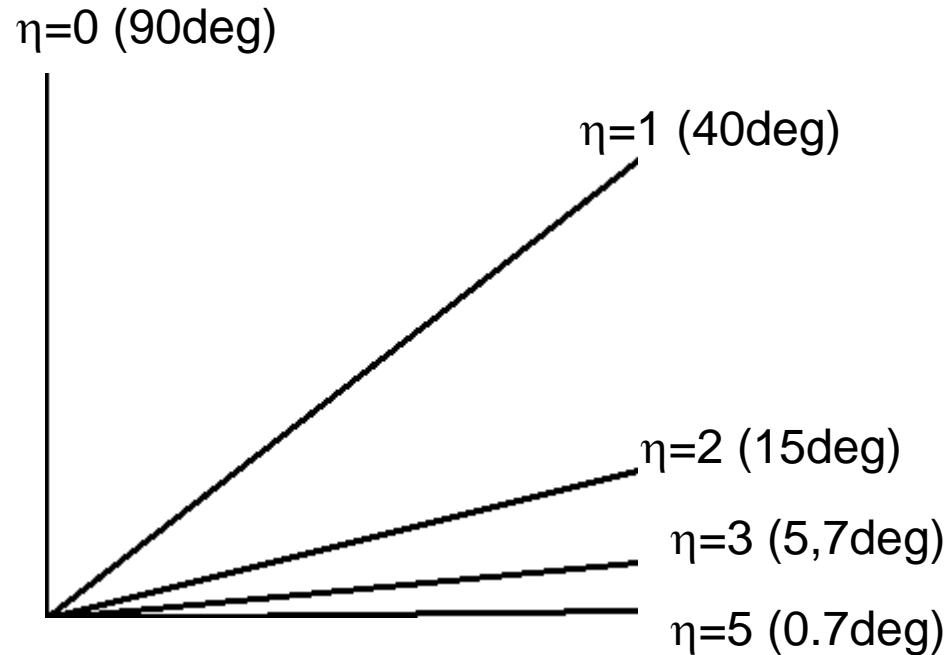
- Impulsion transverse et  $\Delta y$  sont invariants par boost le long de l'axe z  $\Leftrightarrow$  boost (inconnu a priori) du centre de masse des partons par rapport au centre de masse proton-proton

Identiques si  $m \ll E$



Processus « mous » ou pas « très dur » :  $d\sigma/dPt \sim \text{constante}$  en fonction de  $\eta$   
 $dN/d\eta \sim \text{plat}$

Processus « très dur » (grand  $\hat{s}$ ) : grands  $Pt$  dans region centrale en  $\eta$



Note:  $E = pt * \cosh(\eta)$

# Quelques définitions

- Événement à biais minimum:

interaction inélastique proton-proton, sans processus « dur ». La grande majorité des collisions  $\Rightarrow \sim 7$  particules chargées par unité de rapidité avec  $\langle pt \rangle \sim 500$  MeV, et le même nombre de photons

- Événement sous-jacent:

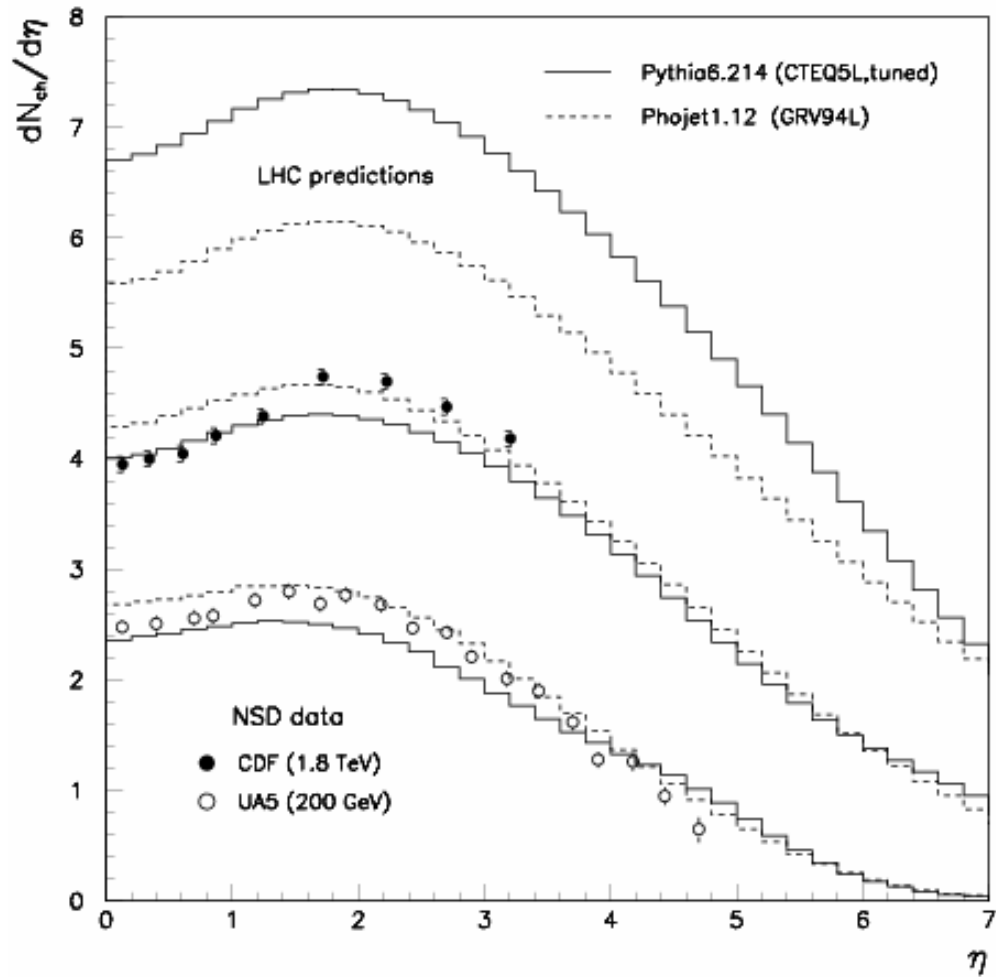
résidu des partons ne prenant pas part au processus dur et se recombinant en hadrons. En général, activité plus grande que pour un événement à biais minimum. Divers modèles dont les paramètres doivent être ajustés aux données

- Effet d'empilement:

$$N(\text{mb})/\text{croisement} = L \cdot \sigma_{\text{(inélastique)}} \cdot \Delta t$$

A  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \Rightarrow \sim 20$  interactions inélastiques par croisement  $\Rightarrow$  empilement d'événements se superposant à l'événement intéressant

# Événements biais minimum:



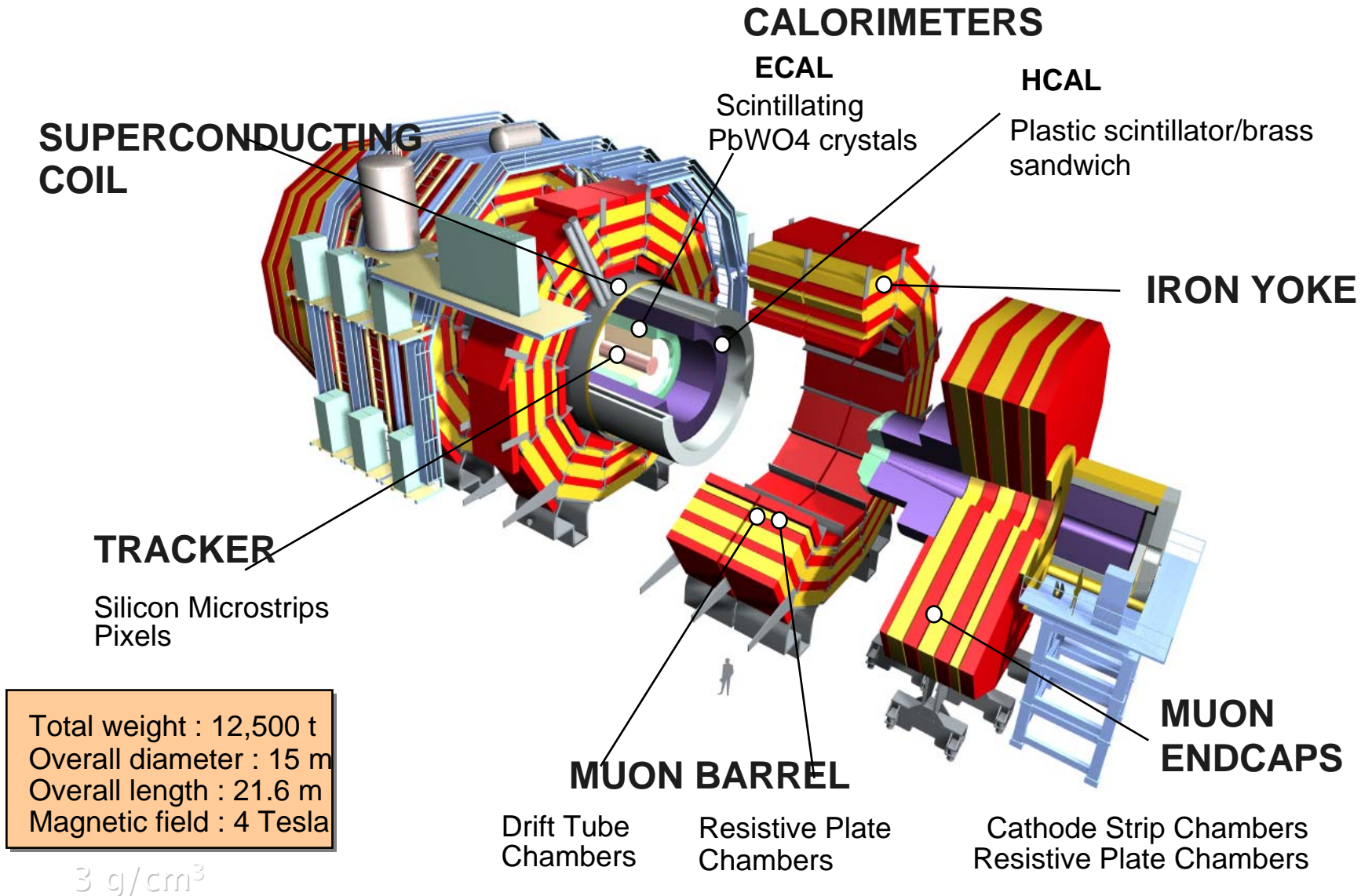
# Parenthèse sur la mesure de la luminosité

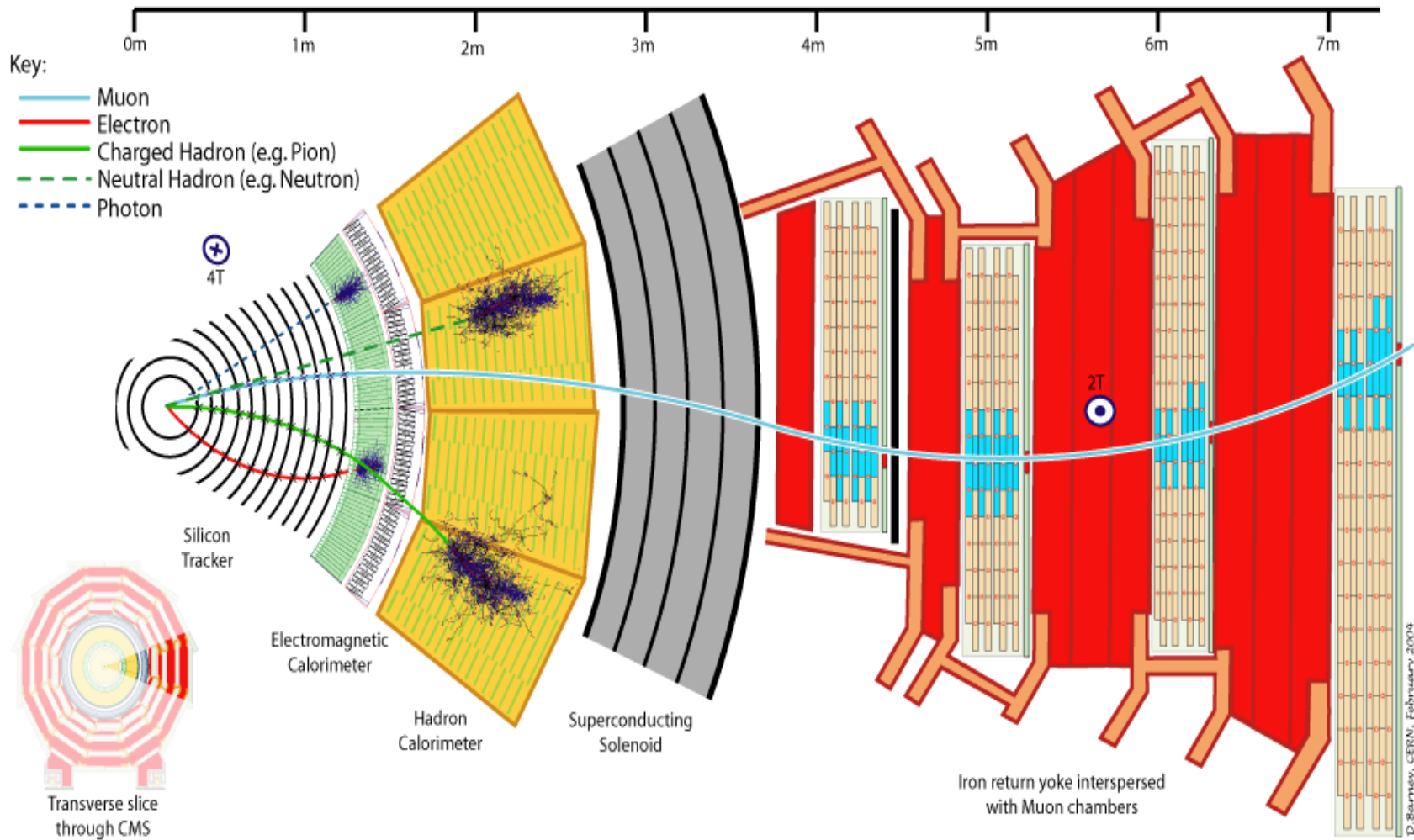
- $\mathcal{L} \sim$  taux d'événements à biais minimum  $\Rightarrow$  comptage de ce nombre d'événements
  - Difficulté: ne pas saturer lorsque le nombre d'interactions par croisement devient  $>1$
  - solution possible: Détecteur Cerenkov à petit angle
  - $\sigma$  pas connue a priori  $\Rightarrow$  nécessite une normalisation
- Diffusion élastique p-p à limite  $t=0$ 
  - dominée par QED  $\Rightarrow$  calculable
$$\frac{dn}{dt} = L\pi \left| -\frac{2\alpha}{t} + \frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi} (i + \rho) e^{-b|t|/2} \right|^2$$
  - nécessite de détecter protons à très petits angles ( **$<3.5\mu\text{rad}$** )  $\Rightarrow$  détecteur « pots romains » (proches du faisceau) à  $\sim 250\text{m}$  du point d'interaction.
  - Prise de données dédiée
  - En cours de discussions
- Permet d'atteindre précision  $\sim 2-3\%$  sur la luminosité (pas une limitation pour la physique discutée dans ce cours)

# Défis Expérimentaux

- Sections efficaces signal  $\ll$  Sections efficaces QCD
  - Accent sur l'identification et la mesure des  $e, \mu, \gamma$ , énergie transverse manquante, mesure suffisamment précise des jets
  - Identification des  $b$  et  $\tau$  importante pour de nombreuses signatures
  - **Nécessité d'une sélection efficace avec une bonne rejection des le niveau du déclenchement**
    - 3 niveaux:
      - niveau 1 : 40 MHz  $\rightarrow$  50-100 kHz « hardware »
      - niveaux 2 et 3  $\rightarrow$   $\sim$  100 Hz « software »
    - **Déclenchement est un élément essentiel d'une expérience en collisions hadroniques**
- Effets d'empilement
  - Grande granularité
  - Détecteurs rapides (ne pas intégrer trop de croisements)
- Environnement hostile: radiations créées par les collisions p-p, très grandes à petits rayons et petits angles
  - dose  $\sim$  qqs 10 Gy/an jusqu'à  $\sim$  2000 kGy/an suivant position
  - flux de neutrons  $\sim 10^{12}$  à  $\sim 10^{16}$  n par  $\text{cm}^{-2}$  par an
  - => détecteurs résistants

# Le détecteur CMS



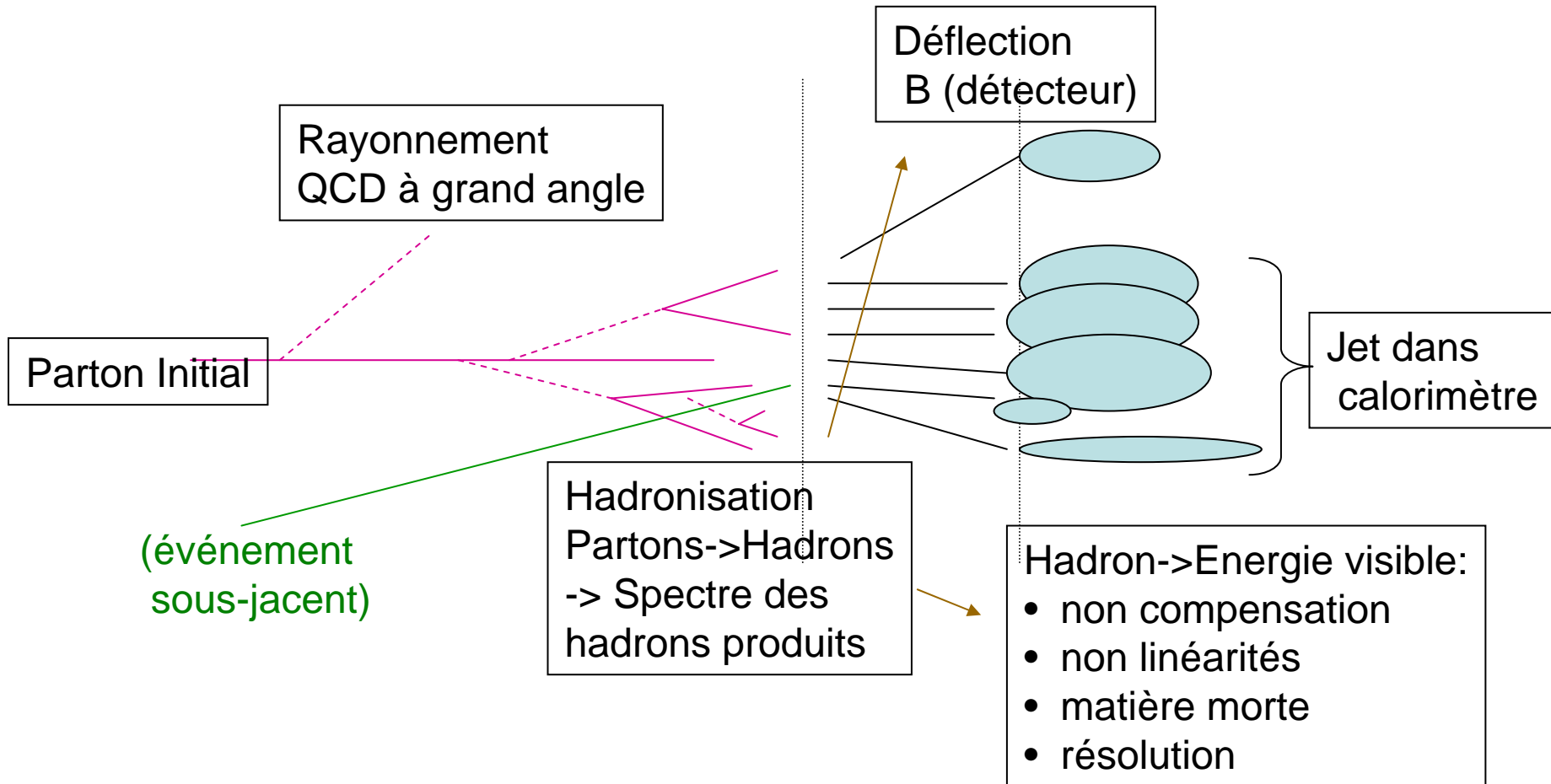


# Exemples d'algorithme de reconstruction (cms)

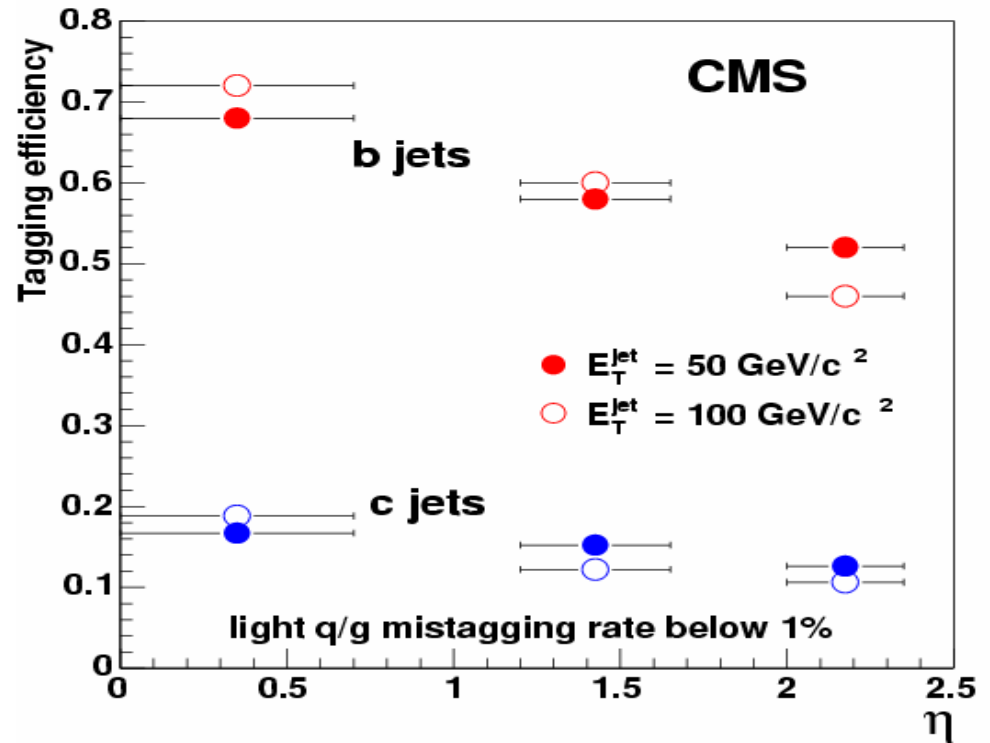
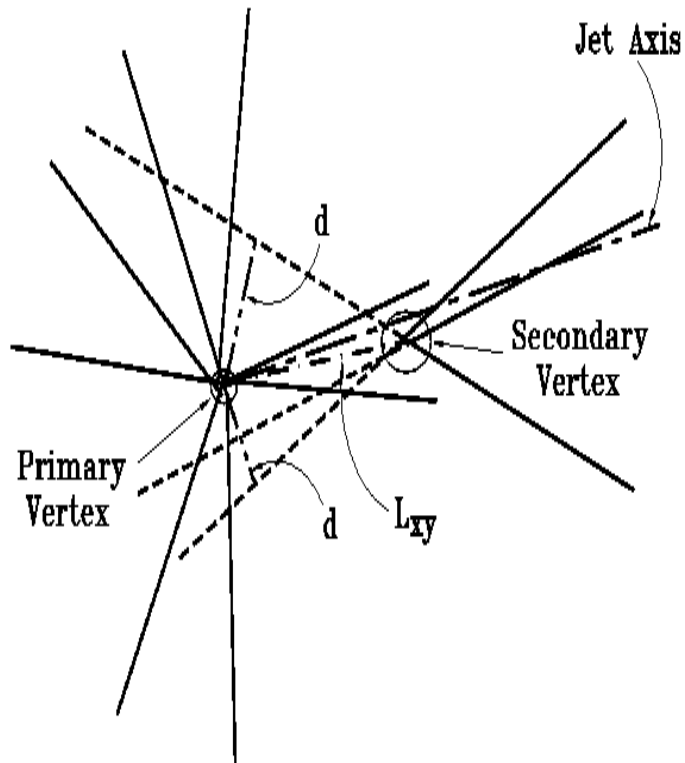
- **Électrons:**
  - association trace - dépôt d'énergie dans calorimètre EM
  - Matière dans détecteur de trace => Perte d'énergie des e par bremsstrahlung (44% pour  $pt=35$  GeV à  $\eta < 1.5$ ) => Dispersion énergie en  $\phi$  (champ magnétique) => algorithmes pour récupérer
  - Résolution en énergie (calo)  $\sim 1.2\%$  à  $pt=35$  GeV
  - Efficacité de reconstruction  $\sim 90\%$  ( $pt > 10$  GeV)
- **Muons:**
  - identification avec détecteur externes
  - mesure précise de l'impulsion avec détecteur interne ( $\sim 1\%$  jusqu'à environ  $pt=100$  GeV)
  - Efficacité de reconstruction  $> 95\%$
- **Jets:**
  - reconstruit à partir des dépôts d'énergie dans les tours du calorimètre
  - algorithme le plus fréquemment utilisé: cône de taille fixe en DR (espace  $\eta-\phi$ ) (typiquement taille entre 0.4 et 0.7 suivant les canaux)
  - calibration du détecteur: hadron  $\leftrightarrow$  énergie mesurée (non compensation, etc...)
  - effets physiques:  $\Sigma$ hadrons (dans cône)  $\leftrightarrow$  Énergie du parton:
    - Dispersion due au champs magnétique
    - Incertitude sur fragmentation
    - Rayonnement QCD à grand angle
    - Contribution de l'événement sous-jacent
- **Énergie transverse manquante:** doit corriger effets dans réponse aux hadrons (corrections appliquées aux jets, pondération, ...)



## Vue schématique d'un jet initié par un quark

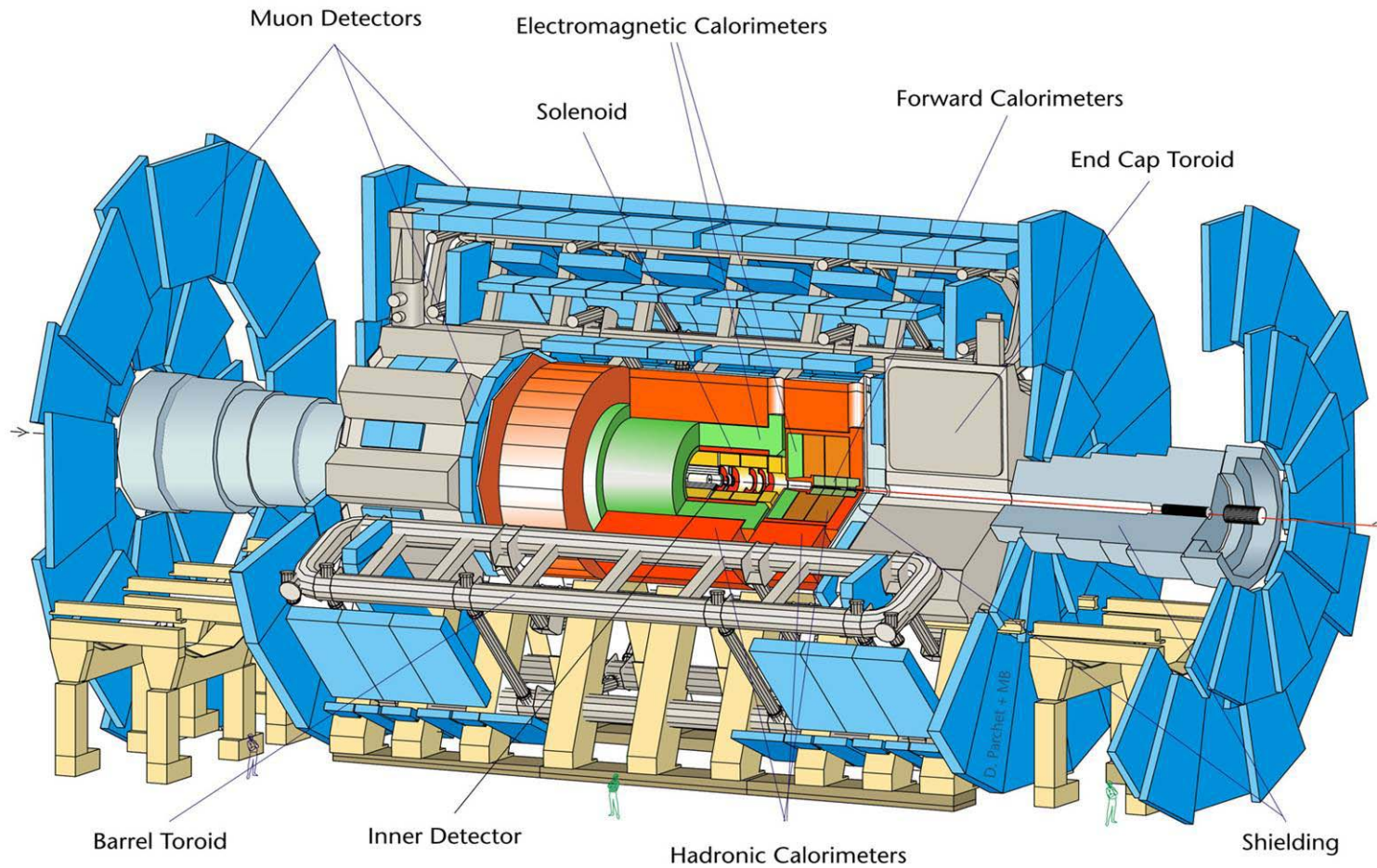


Identification des b: Utilise « longue » durée de vie des hadrons B  
 ( $c\tau \sim 1.5\text{ps} \Rightarrow \beta\gamma c\tau \sim \text{qq mms}$  pour  $E_t \sim 10\text{-}100\text{ GeV}$   
 $\sim 5$  traces chargées par désintégration de hadron B)

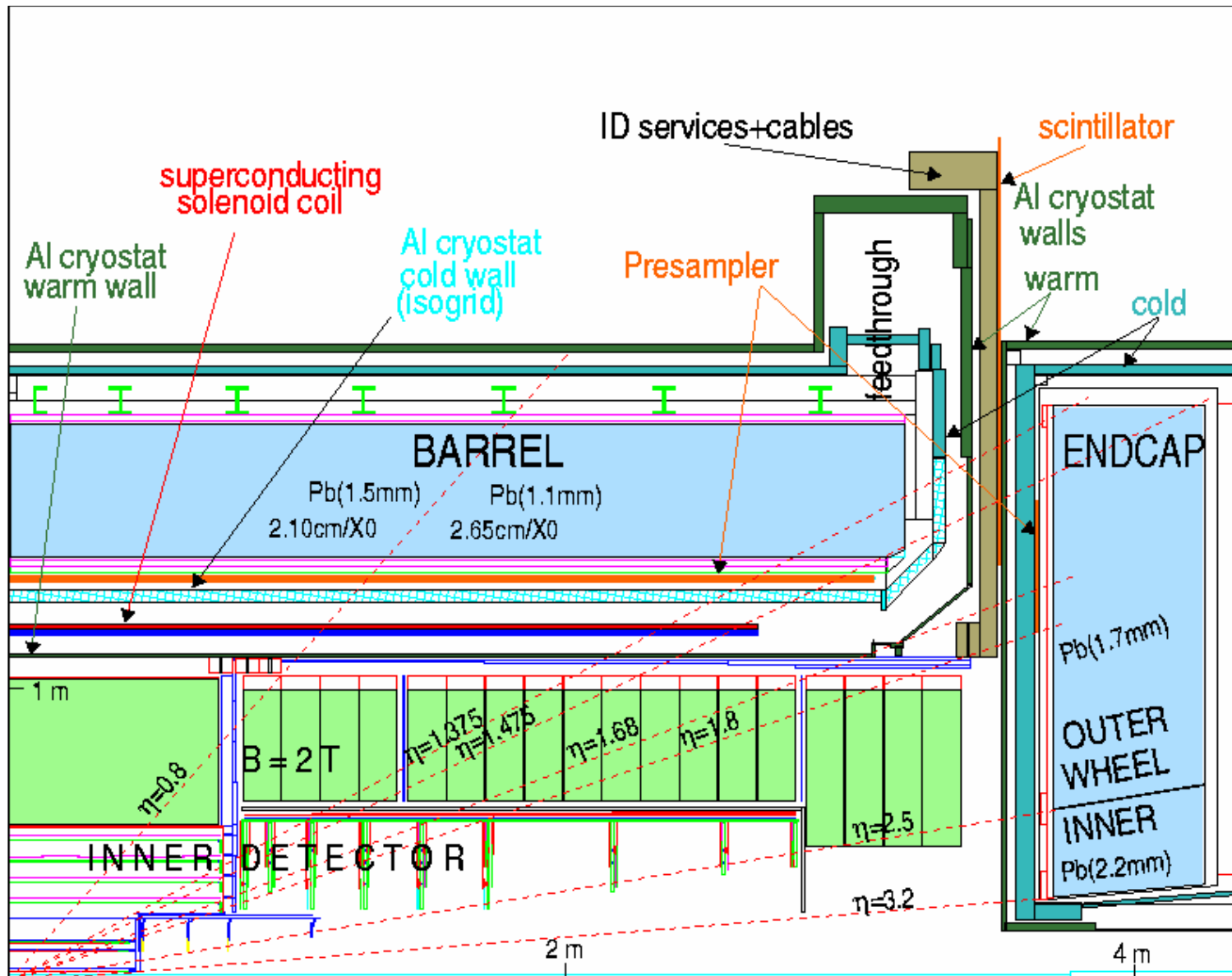


# Le détecteur Atlas

D712/mb-26/06/97



# Détecteurs de trace + calorimétrie EM



# Principales différences Atlas/Cms

- Toroïde à air pour détecter/mesurer les muons à l'extérieur des calorimètres => redondance sur la mesure de l'impulsion
- Calorimètre EM LAr-Pb au lieu de cristaux:
  - résolution intrinsèque moins bonne
  - stabilité ~ garantie
- Calorimètre hadronique plus précis
- Détecteur de traces Si + pailles au lieu de tout Si, champ magnétique du solénoïde plus faible

# Exemple déclenchement Atlas

Seuil en  $E_T$

Object	Examples of physics coverage	Low Luminosity $2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Rates (Hz)
Electrons	Higgs (SM, MSSM), new gauge bosons, extra dimensions, SUSY, W, top	e25i, 2e15i	~40
Photons	Higgs (SM, MSSM), extra dimensions, SUSY	$\gamma$ 60, 2 $\gamma$ 20i	~40
Muons	Higgs (SM, MSSM), new gauge bosons, extra dimensions, SUSY, W, top	$\mu$ 20i, 2 $\mu$ 10	~40
	Rare b-decays ( $B \rightarrow \mu\mu X$ , $B \rightarrow J\Psi(\Psi')X$ )	$2\mu 6 + \mu^+ \mu^- + \text{mass cut}$	~25
Jets	SUSY, compositeness, resonances	j400, 3j165, 4j110	~20
Jet+missing $E_T$	SUSY, leptoquarks	j70 + xE70	~5
Tau+missing $E_T$	Extended Higgs models (e.g. MSSM), SUSY	$\tau$ 35i + xE45	~10
Others	Prescaled, calibration, monitoring		~20
Total HLT Output Rate			~200

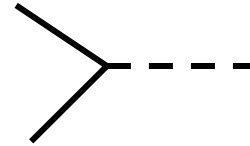
# Physique W, Z, top

# Motivations

- Processus de « référence », déjà étudiés en détail au collisionneur p-pbar du Cern et au Tevatron
- Source abondante d'électrons et muons isolés, utiles pour comprendre le fonctionnement du détecteur. En particulier, la masse connue du Z permet de fixer l'échelle d'énergie du calorimètre électromagnétique. Les événements top permettent aussi de contraindre l'échelle d'énergie des jets hadroniques
- Les mesures des masses du W et du top sont des tests de précision du Modèle Standard, via les corrections radiatives
- Tests du Modèle Standard: Etude des couplages à plusieurs bosons, etc...
- W,Z,top sont souvent des bruits de fond à la recherche du Higgs et à la physique au delà du Modèle Standard



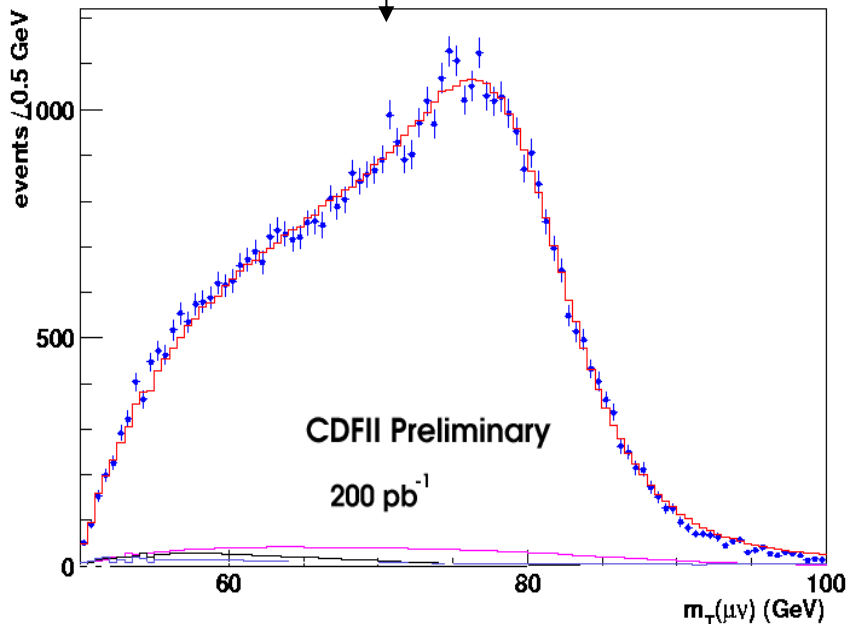
# Production du W et Z



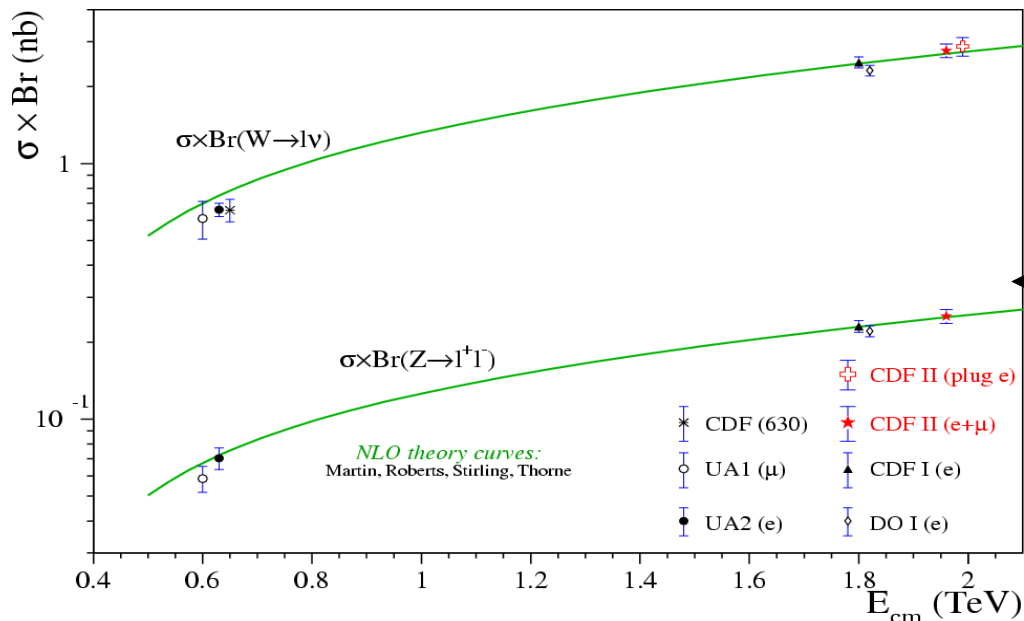
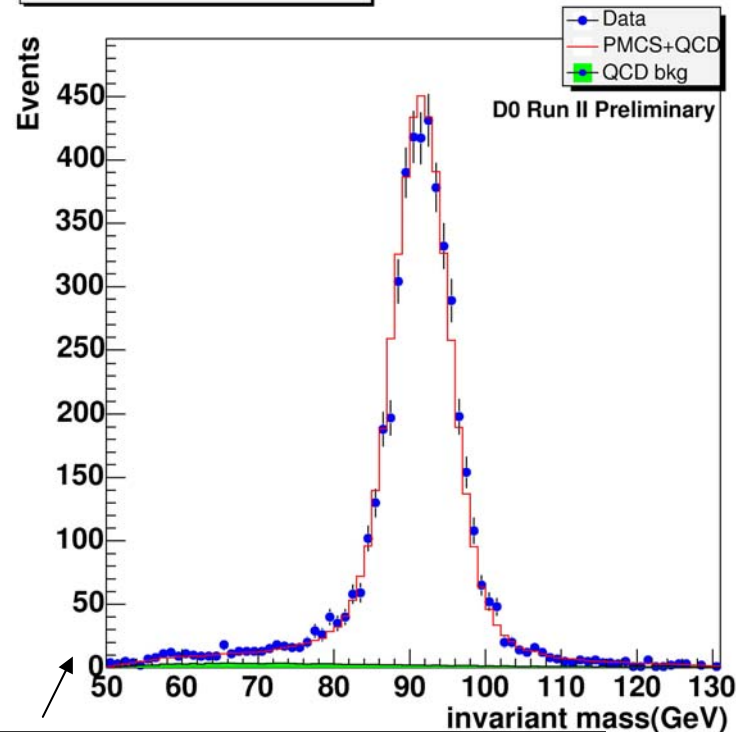
- Production par annihilation q-qbar
- sections efficaces connus à NNLO
- Désintégration en électron ou muon faciles à observer (alors que les désintégrations en quarks sont pratiquement impossible à observer a cause du bruit de fond QCD de production d'événements 2 jets)
- Z : e+e- , μ+μ- avec masse ~ m<sub>Z</sub>. La rejection e/jet (μ/jet) est suffisante pour obtenir un bruit de fond < %
- σ\*BR(Z->ee) ~1.7 nb => 17 10<sup>6</sup> événements pour 10fb<sup>-1</sup>
- W : e ou μ + énergie transverse manquante. Variable souvent utilisée: M<sub>T</sub> = masse transverse (=équivalent d'une masse en utilisant seulement les quantités dans le plan transverse, attention: ce n'est pas un invariant de Lorentz). Bruit de fond < qq% %
- σ\*BR(W->e ou μ) ~20 nb => 200 10<sup>6</sup> événements pour 10fb<sup>-1</sup>
- note: la section efficace de W<sup>+</sup> est ~10% plus grande que W<sup>-</sup>

$$M_T = \sqrt{2E_T(e)E_T(miss) \left( 1 - \cos(\Delta\varphi(\vec{p}_T(e) - \vec{p}_T(miss))) \right)}$$

$W \rightarrow \mu \nu$  CDF run 2, 200 pb<sup>-1</sup>



Mass - Z Candidate



$Z \rightarrow ee$  D0 run 2, 177 pb<sup>-1</sup>

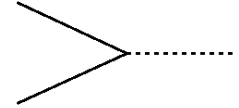
Section efficaces W,Z entre  
630 GeV et 2 TeV  
Facteur 10 entre 2 TeV et pp 14 TeV

# (intercalibration avec Z)

- Terme constant du calorimètre EM (exemple Atlas):
  - calibration électronique
  - précision mécanique (taille des gaps Pb-LAr)
  - => Uniformité au niveau d'une région  $\Delta\eta * \Delta\phi = 0.2*0.4 \sim 0.5-0.6\%$  (faisceau test) (~400 régions dans Atlas)
- Vérifie intercalibration entre ces régions avec Z->ee:
  - Région i:  $E \rightarrow E(1+\alpha_i)$      $M^2 \rightarrow M^2(1+\alpha_i+\alpha_j)$
  - Pour 250 e / région: précision  $\sim 0.4\%$  => permet d'assurer terme constant total  $< \sim 0.7\%$
  - Nb (Z->ee) correspondant =  $10^5$
  - Taux de Z->ee détectés à  $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \sim 1 \text{ Hz}$
  - => quelques jours (quelques semaines à  $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )
- Sensible aux variations résiduelles de matière inactive devant le calorimètre

# Production associée W+jets

Diagramme le plus simple: production de W seul



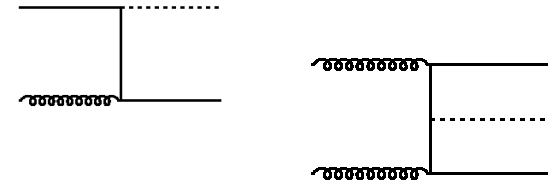
Ordres supérieurs: W+ 1 jets, W+2 jets, etc...

typiquement taux  $\sim (A \cdot \alpha_S)^{N_{jet}}$

A décroît lorsque la coupure sur  $p_T(jet)$  augmente

Incertitudes théoriques augmentent avec  $N_{jet}$

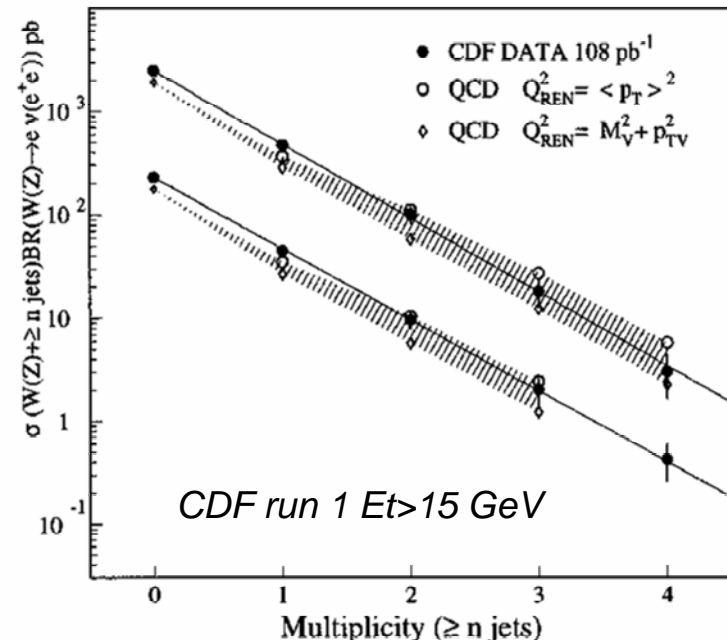
Calcul éléments de matrice en arbre existent jusqu'à  $N=6$



Exemple au Tevatron

Au LHC => plus d'espace de phase

=> Pour même coupure  $P_t(jet)$  le rapport  $W + (n+1) jet / W + n jet$  est plus grand



# Mesure de la masse du W

$M_W$  donnée par front descendant de  $M_T$   
(idéalement s'arrête à  $M_W$ )

Nécessite maîtrise des ingrédients:

## Théoriques

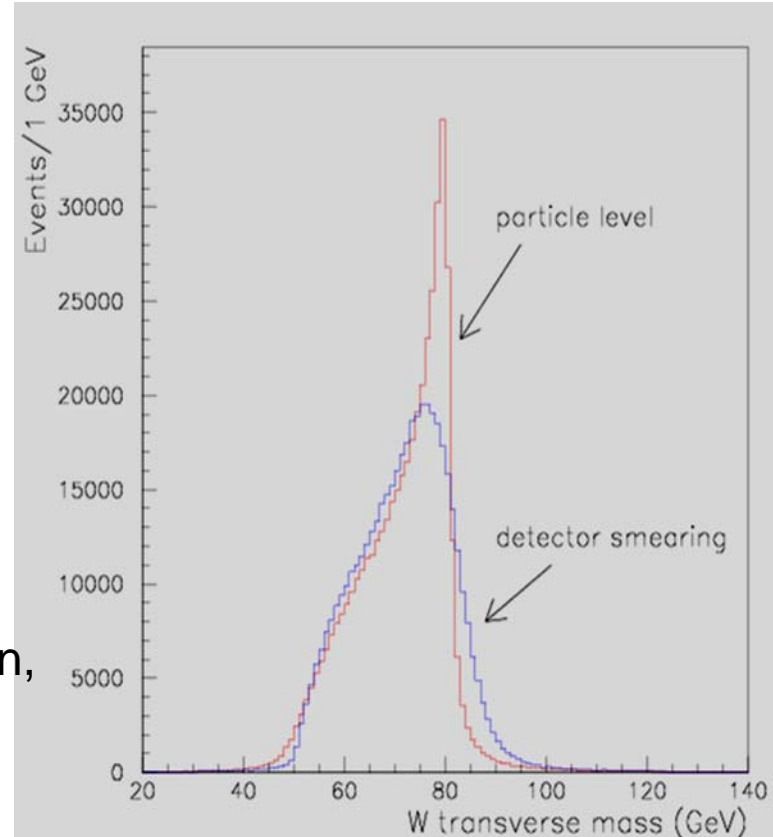
- Fonctions de structure
- Désintégrations radiatives
- Largeur du W

## Expérimentaux

- Échelle d'énergie des leptons
- $P_{\text{miss}} = -P_{\text{t}}(\text{lepton}) - P_{\text{t}}(\text{hadrons})$   
 $\Rightarrow M_T$  très sensible à échelle énergie lepton,  
moins à la mesure (plus difficile) des  
hadrons

$\Rightarrow$  **Échelle énergie lepton à 0.02% !**

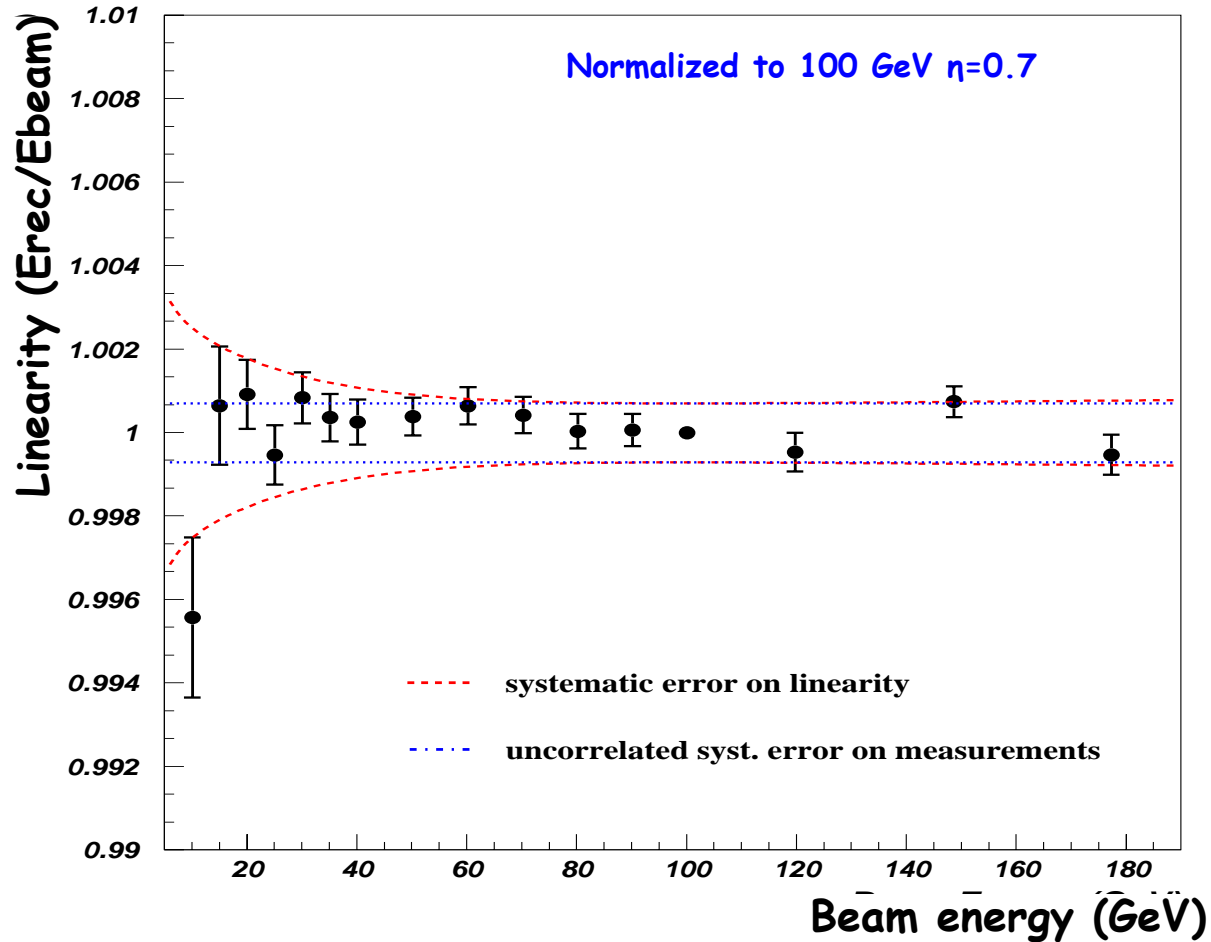
- Mesure des hadrons: étudié avec les événements Z



Incertitude visée ~ 25 MeV par canal (e ou  $\mu$ ), ~20 MeV par expérience  
~15 MeV Atlas+CMS. Nécessitera un très grand effort

Échelle d'énergie électrons normalisée à Z->ee  
⇒ Non linéarités entre ~40 et 45 GeV doivent être < 0.02%

Faisceau test calorimètre EM Atlas:



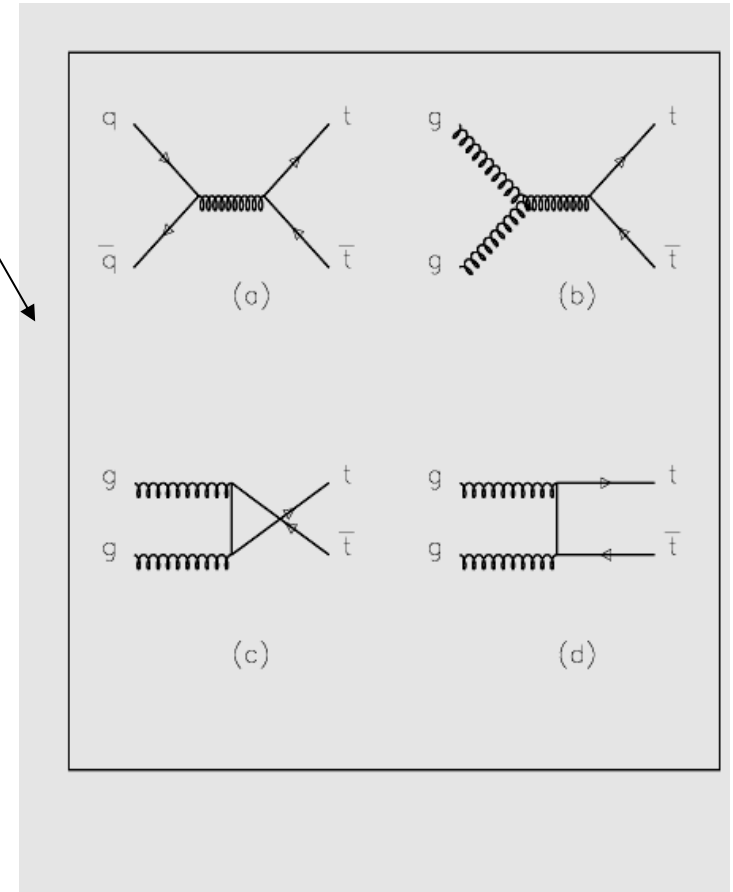
Principale difficulté: Correction de la perte d'énergie avant calorimètre  
(signal pre-echantillonneur \* facteur de pondération)

# Production et désintégration du top

## Production par paires par QCD

- Fusion de gluons domine (contrairement au Tevatron)
- $\sigma$  calculée à NLO (+1 partie de NNLO)  $\sim 840\text{pb}$

Production de top seul (interaction faible)  
 $\sigma \sim 300\text{ pb}$  ( $\Rightarrow$  sensible directement au couplage  $V_{tb}$ )



Désintégration du top:  $t \rightarrow bW$   $\sim 100\%$

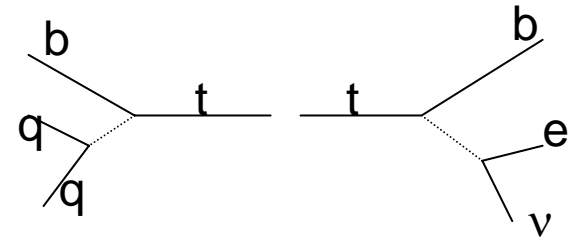
$\Gamma(\text{top}) \sim 1.5\text{ GeV}$  ( $> \Lambda_{\text{QCD}}$ )  $\Rightarrow$  désintégration avant hadronisation. Ouvre la possibilité d'étudier les effets de spin (sensible à des couplages anormaux ou des effets de violation de CP)

- **État final donne par la désintégration des W**

- 2 leptons + 2 jets de b
- lepton + 2 jets de W + 2 jets de b
- 6 jets

- **Canal privilégié: lepton+4jets**

- BR ~ 24/81
- **déclenchement « facile »**
- bruit de fond: production de W réel (-> lepton) + jets rayonnés par QCD => rapport S/B >> 1 (si identification des quarks b)
- **1 seul neutrino dans l'état final:**
  - $p_x, p_y$  à partir de l'énergie manquante
  - $p_z$  peut être obtenue à partir de la contrainte de la masse du W
  - Reconstruction cinématique complète possible
- $2.5 \cdot 10^6$  événements pour  $10 \text{ fb}^{-1}$





# Exemple avec un événement top réel du Tevatron (CDF run 1)

## e + 4 jet event

40758\_44414

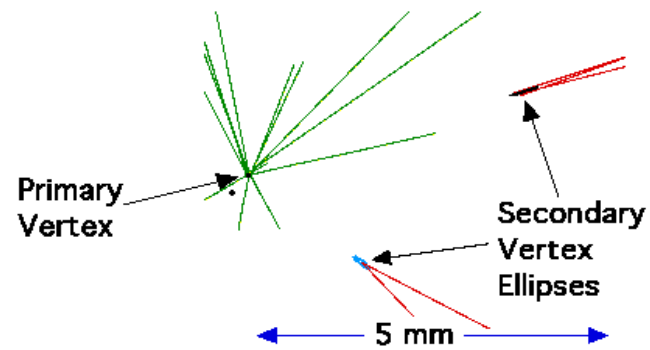
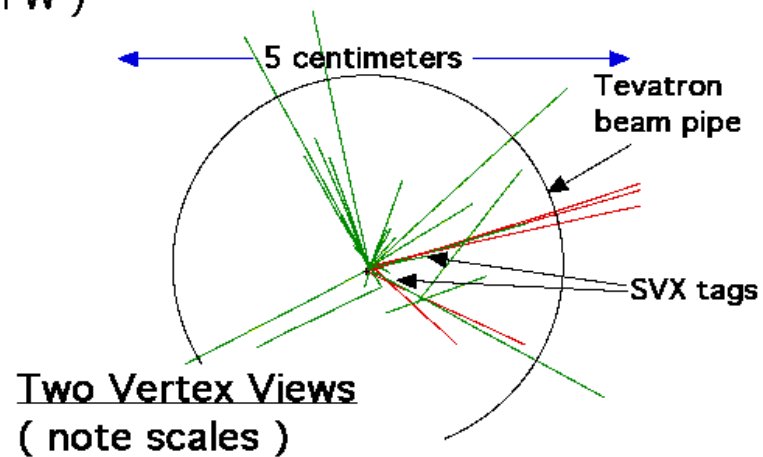
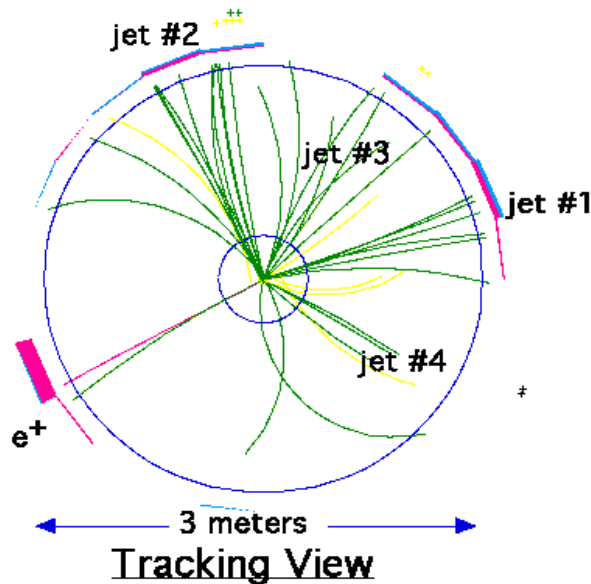
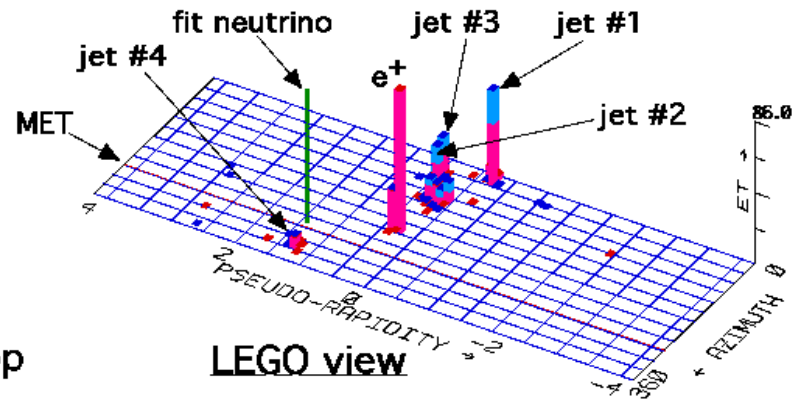
24-September, 1992

TWO jets tagged by SVX

fit top mass is 170 +/- 10 GeV

e<sup>+</sup>, Missing E<sub>t</sub>, jet #4 from top

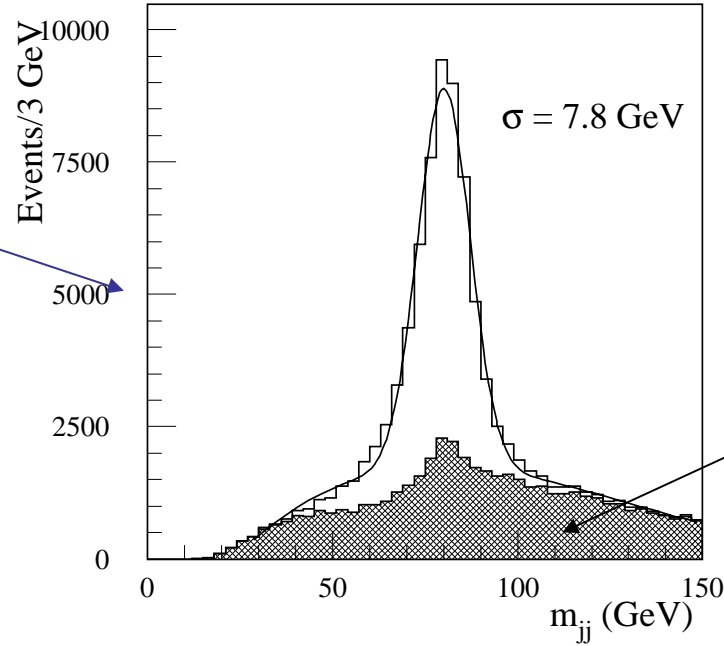
jets 1,2,3 from top ( 2&3 from W )



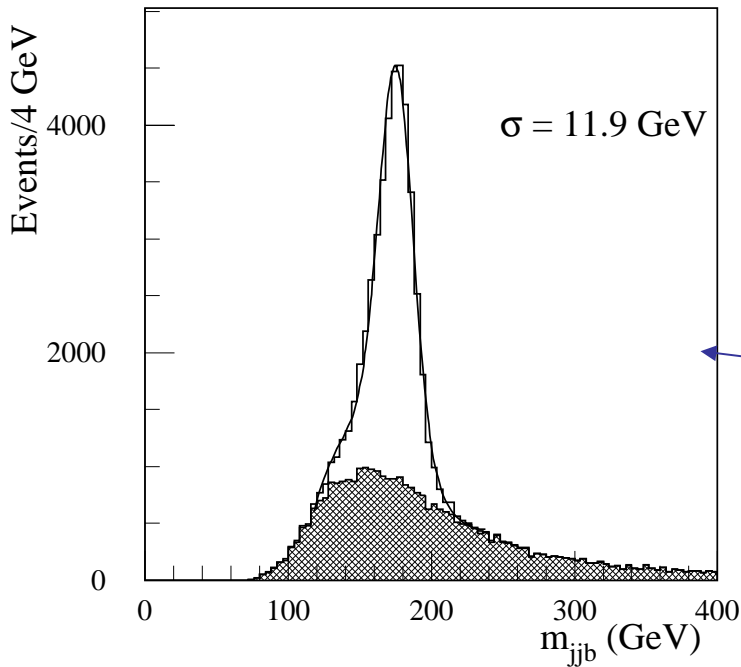
# Mesure de la masse du top

- Canal lepton+4 jets
- Sélection typique
  - $pt(\text{lepton}) > 20 \text{ GeV}$   $|\eta| < 2.5$
  - $E_t(\text{miss}) > 20 \text{ GeV}$
  - $\geq 4$  jets avec  $pt > 40 \text{ GeV}$   $|\eta| < 2.5$
  - 2 jets identifiés comme b (détecteur de vertex)
- 126K événements pour  $10\text{fb}^{-1}$ , S/B  $\sim 65$
- Reconstitue la masse du  $W \rightarrow q\bar{q}$  avec la masse invariante des jets non identifiés comme b
- Fit cinématique contraint pour la mesure de  $m_{\text{top}}$

Reconstruction de la masse du W:  
permet de vérifier in situ (et  
d'ajuster) l'échelle d'énergie des jets



Mauvaise  
combinaisons  
(rayonnement  
QCD dans l'état  
initial ou final)



Reconstruction de la masse du top:

Erreur statistique  $\sim 0.1$  GeV pour  $10 \text{ fb}^{-1}$

Erreurs systématiques:

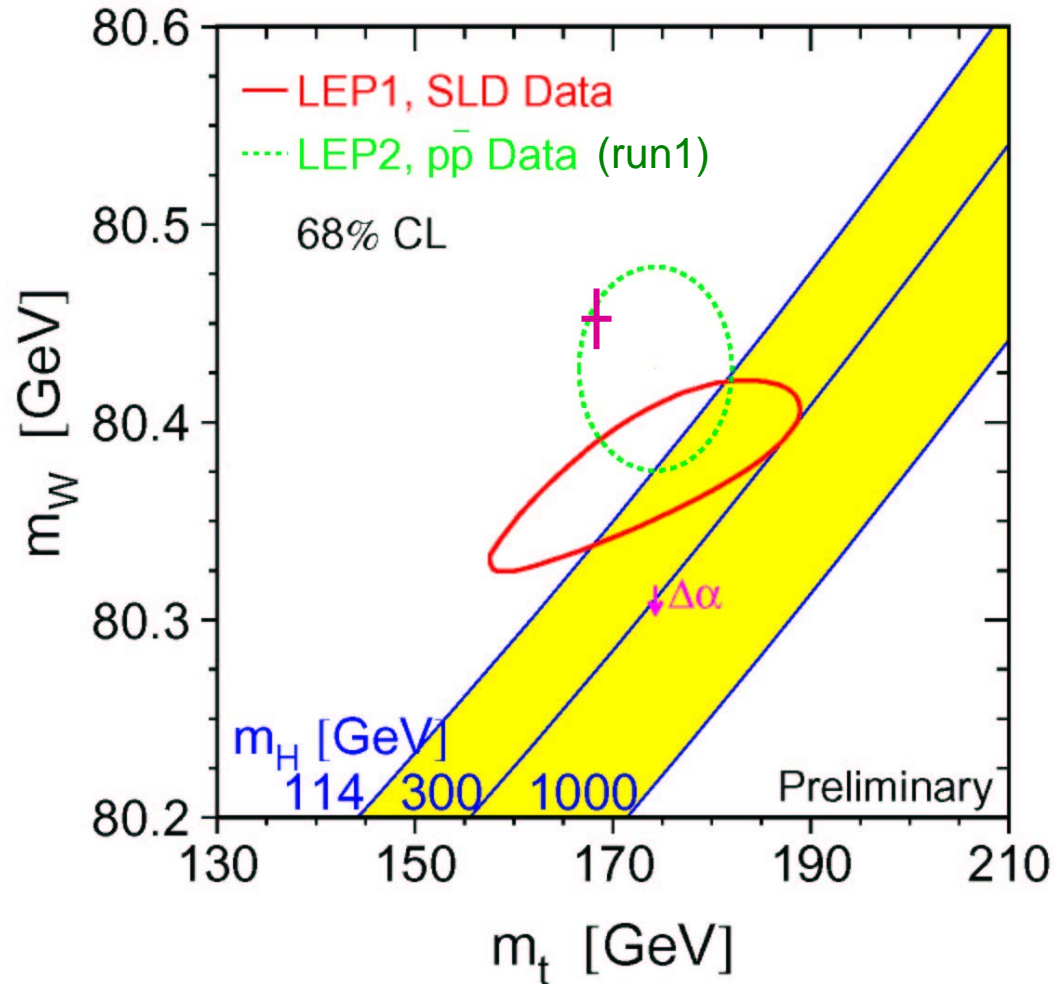
- Échelle d'énergie des jets (en particulier différence b/quark léger)
- Incertitude sur fragmentation (parton  $\rightarrow$  hadrons)
- Incertitude sur les effets de rayonnement de gluons durs dans l'état initial et final

$\Rightarrow$  Erreur systématique  $\sim 1$  GeV pour  $10 \text{ fb}^{-1}$

# Relation $m_W, m_{top}, m_{Higgs}$ par corrections radiatives dans Modèle Standard

Pour avoir même contribution à erreur en comparant

$m_W(\text{exp})$  à  $m_W(\text{théorie})=f(m_Z, m_{top}, m_{Higgs})$ :  $\Delta m_W \sim 0.007 * \Delta m_{top}$



Amélioration par rapport au Tevatron run 2 ~ proche facteur 2