

Transport et thermalisation des quarks lourds

(avec P.B. Gossiaux et Jörg Aichelin)

Comment modéliser le transport des HQ ?

→ Avec le formalisme de Fokker–Planck
B. Svetitsky *Phys. Rev. D* 37, 1988

↔ Formalisme de Langevin qui décrit le **mouvement Brownien**
R. Brown (1827), A. Einstein (1905),
M. Smoluchowski (1906),
P. Langevin (1908)

Les HQ se comportent comme des part. Brown.

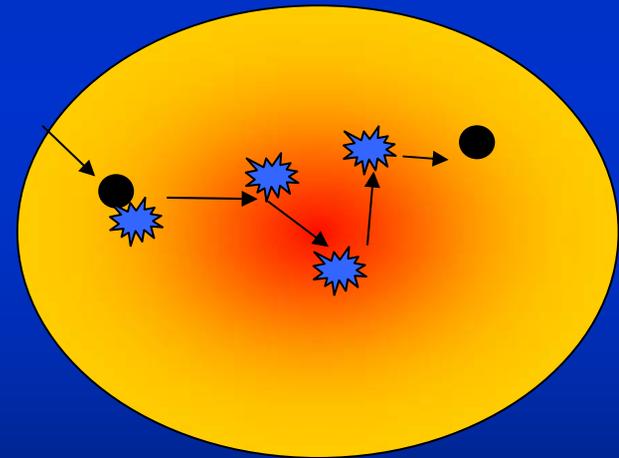
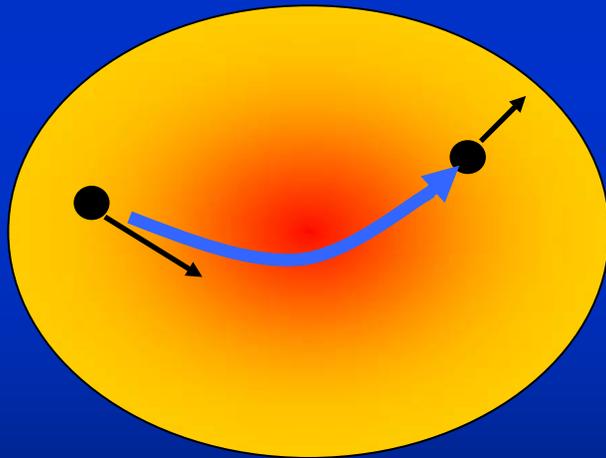
- Masse HQ \gg masse des part. composant le QGP
- Ils sont en faible nombre (20–40 à RHIC)
- La forte densité du QGP implique un libre parcours moyen petit devant sa taille

 Temps de relaxation \gg temps de collision

Le Mouvement Brownien...

...est le résultat de deux forces qui caractérisent toutes les deux l'effet du QGP sur les HQ :

A. Force de frottement B. Force stochastique



Perte moyenne d'impulsion Diffusion dans l'espace

Modèle de Langevin

équation de Langevin:

$$\frac{d\vec{p}(t)}{dt} = -\vec{A}(\vec{p}, T) + \vec{F}_L(t, T)$$

Force de frottement

Force stochastique

Modèle de Langevin

Hypothèses sur la force stochastique :

- QGP est thermo. équilibré. Aucun temps n'est privilégié. (La force de Langevin est une fonction Stochastique **stationnaire**)



La fonction de corrélation à deux points (t, t') dépend uniquement de $(t' - t)$

Modèle de Langevin

Hypothèses sur la force stochastique :

- QGP est thermo. équilibré. Aucun temps n'est privilégié. (La force de Langevin est une fonction stochastique stationnaire)
- Pour $(t'-t) \sim$ temps de collision :

$$\langle F_L^i(t, T) F_L^j(t', T) \rangle \propto B^{ij}(\vec{p}, T) \delta(t - t')$$

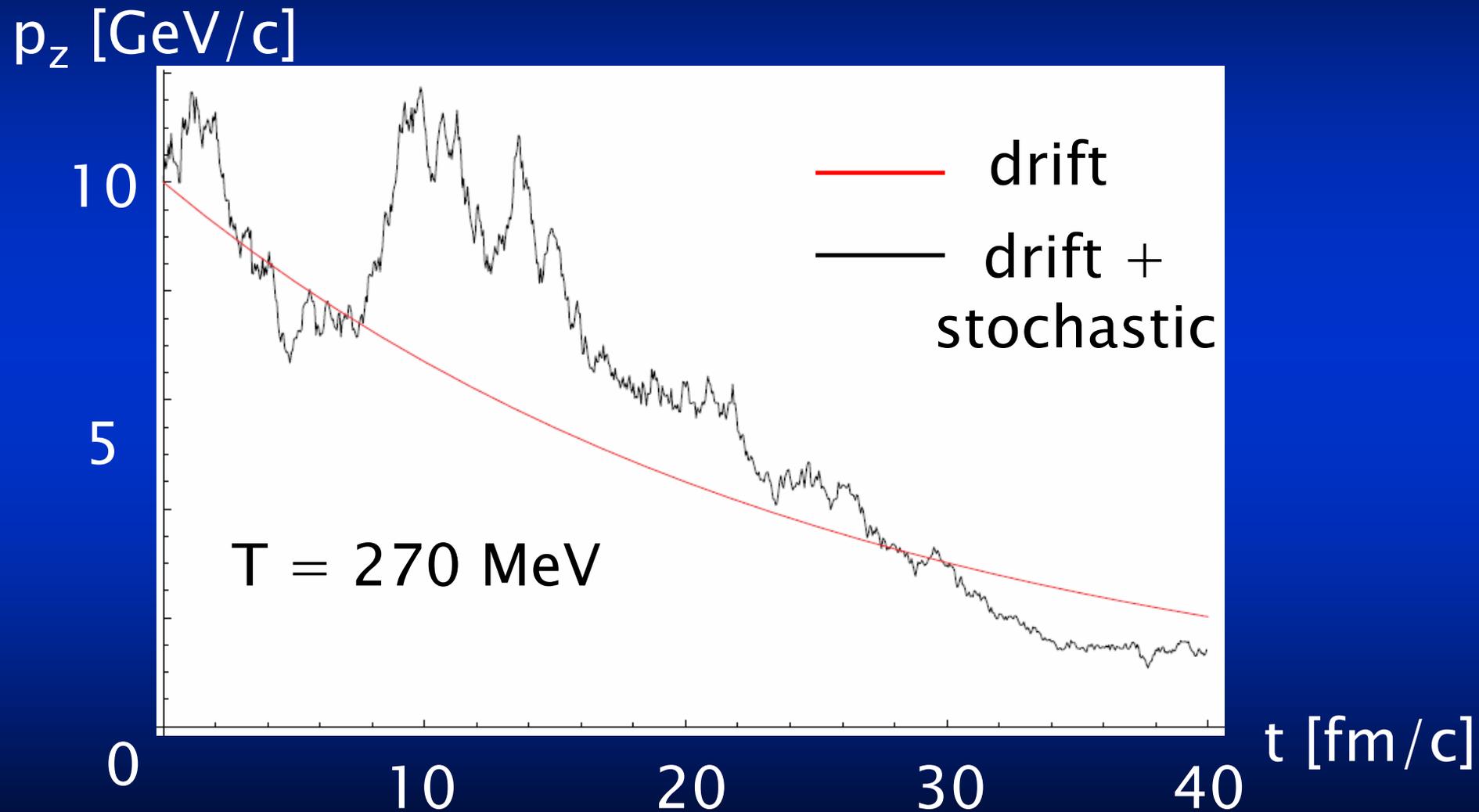
Modèle de Langevin

Hypothèses sur la force stochastique :

- La fonction de Langevin peut-être vue comme résultant de la superposition d'un grand nombre de fonction de même loi.

→ Selon le théorème de la limite centrale, la fonction de Langevin est une fonction stochastique stationnaire **gaussienne**.

Modèle d Langevin



Coefficients de Fokker–Planck

Equation de
Fokker–Planck :

$$\frac{\partial f(\vec{p})}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p^i} \left[A^i f + \frac{\partial}{\partial p^j} (B^{ij} f) \right]$$

Coefficients de Fokker–Planck

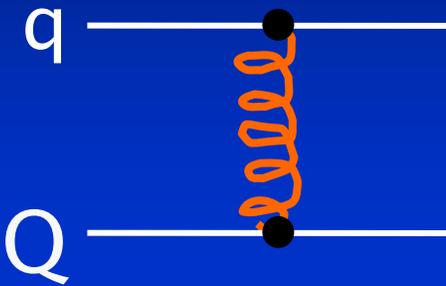
Equation de Fokker–Planck :

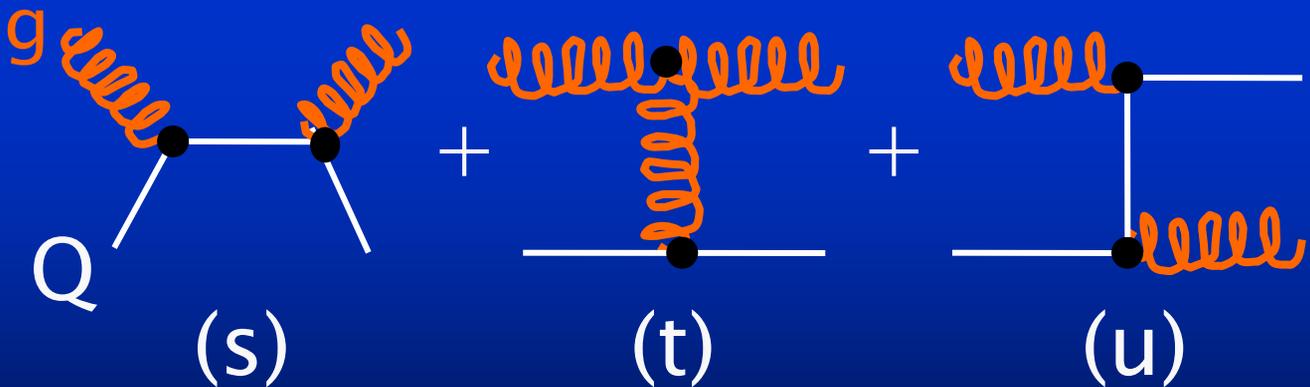
$$\frac{\partial f(\vec{p})}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p^i} \left[A^i f + \frac{\partial}{\partial p^j} (B^{ij} f) \right]$$

$$A^i \propto \int dL_{ps} \left\{ f(q) \times \overline{\sum |M|^2} \times \Delta p^i \right\}$$

Éléments de matrices

1. Processus collisionnels

$$M_{\text{col}}^q =$$


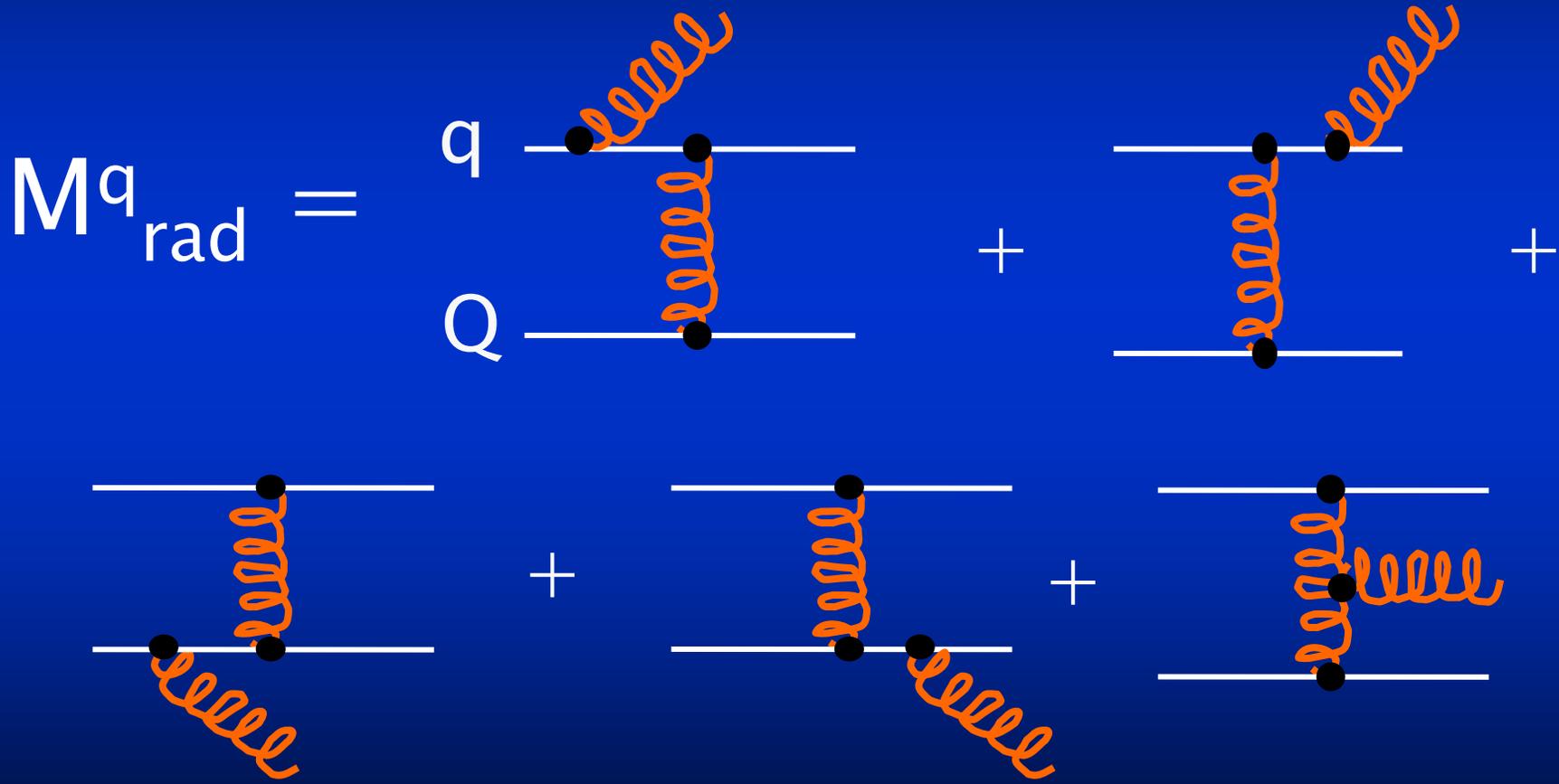
$$M_{\text{col}}^g =$$


(s) (t) (u)

B.L. Combridge, *Nucl. Phys.* B151, 429 (1979)

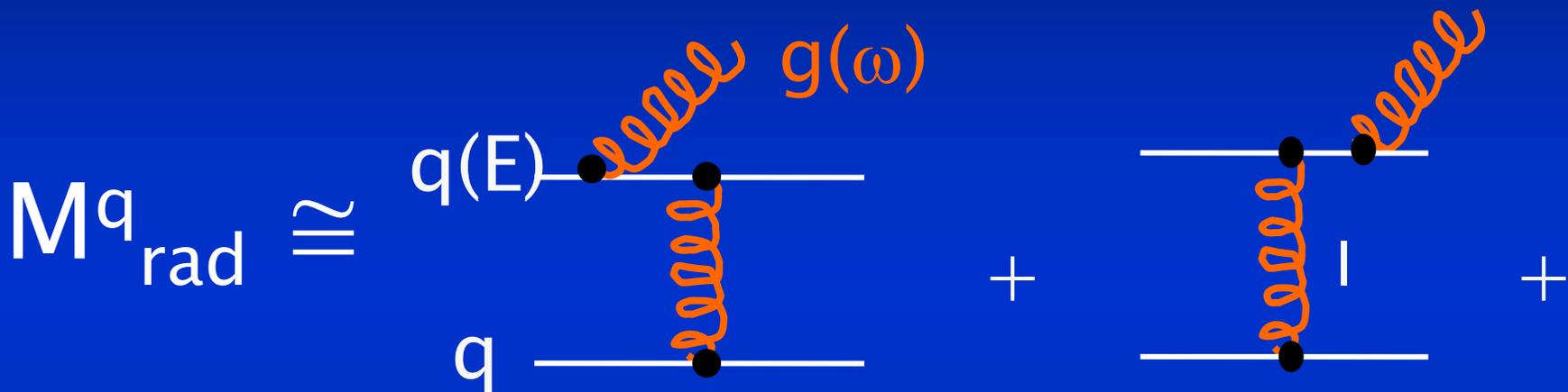
Éléments de matrices

2. Processus radiatifs



Éléments de matrices

2. Processus radiatifs : Gunion&Bertsch



Gluons mous

Gunion&Bertsch

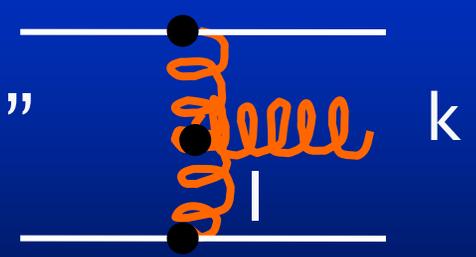
$$\omega \ll E$$

$$\omega \ll E$$

+ "1/2"

$$k_{\perp} \ll l_{\perp}$$

$$k_{\perp} \sim l_{\perp}$$



Éléments de matrices

2. Processus radiatifs : Gunion&Bertsch

Leur résultat :

$$M^q_{rad} \propto M^q_{col} \times g_s \times \left[\frac{\vec{k}_\perp}{k_\perp^2} + \frac{\vec{l}_\perp - \vec{k}_\perp}{(\vec{l}_\perp - \vec{k}_\perp)^2} \right]$$

→ J.F. Guion est pas tout à fait ce que l'on veut !

Éléments de matrices

2. Processus radiatifs : extension de Gunion&Bertsch

Notre résultat :

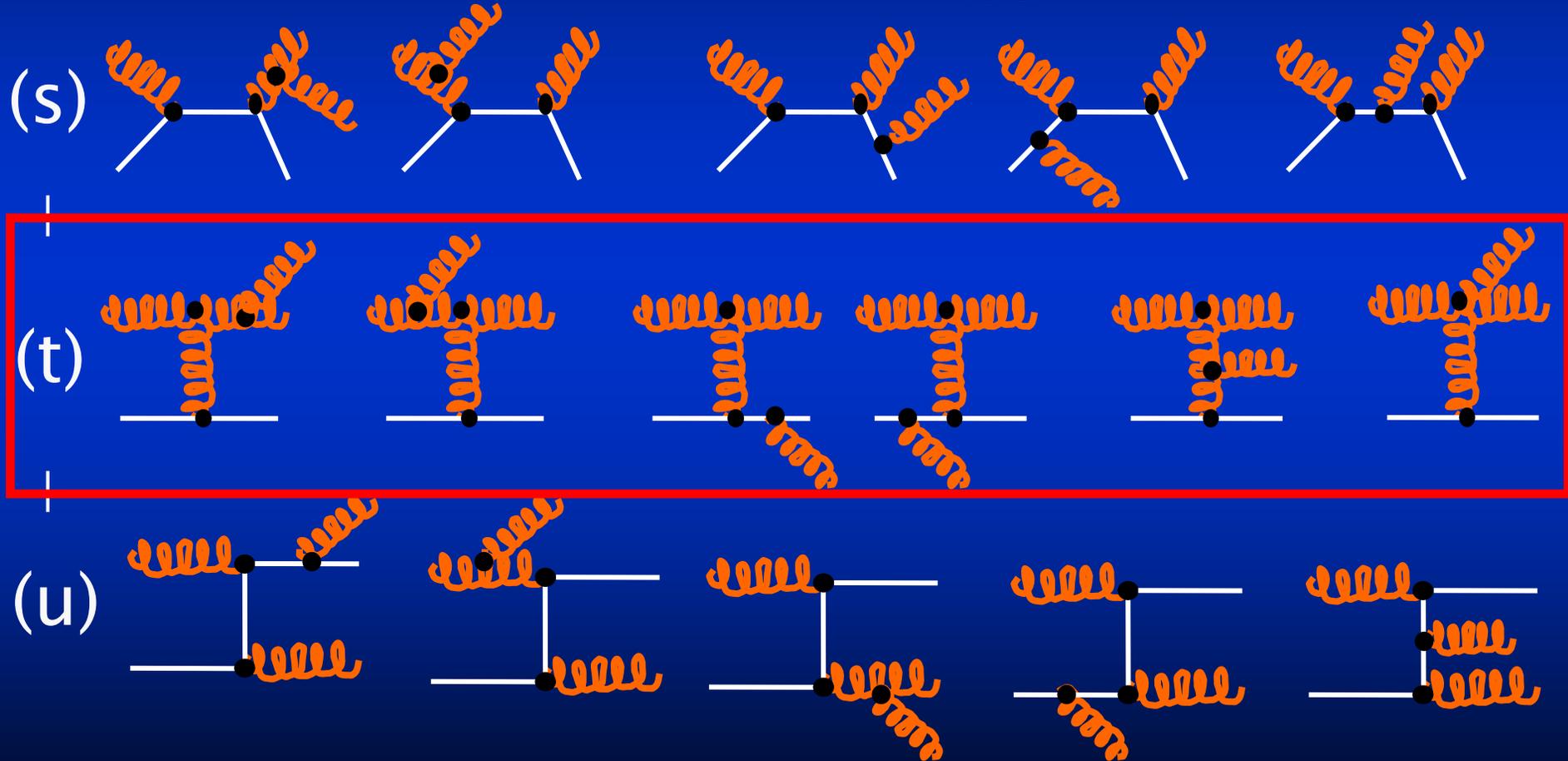
$$M^q_{rad} \propto M^q_{col} \times g_s \times \left[\frac{\vec{k}_\perp}{k_\perp^2} (1 + Dc) + \frac{\vec{l}_\perp - \vec{k}_\perp}{(\vec{l}_\perp - \vec{k}_\perp)^2} \right]$$

Où Dc est
l'usuel
« Dead cone »
factor :

$$Dc = \left(1 + \frac{\theta_0^2}{\theta^2} \right)^{-1}, \theta_0 = \frac{M}{E}, \theta \approx \frac{k_\perp}{\omega}$$

Éléments de matrices

2. Processus radiatifs : $M_{\text{rad}}^g =$

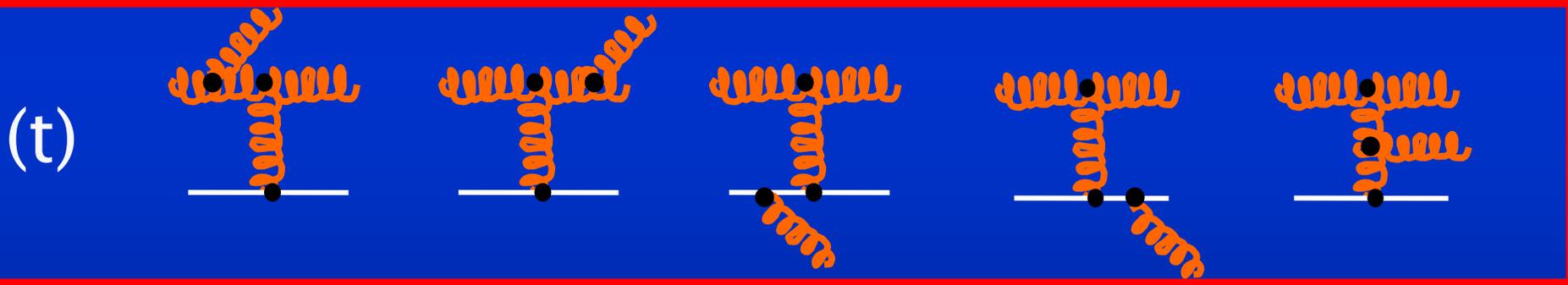


Éléments de matrices

2. Processus radiatifs

$$M_{\text{rad}}^g \cong$$

(faibles transferts d'impulsions)



→ Même chose que pour M_{rad}^q , aux facteurs de couleurs près

Autres ingrédients du modèle

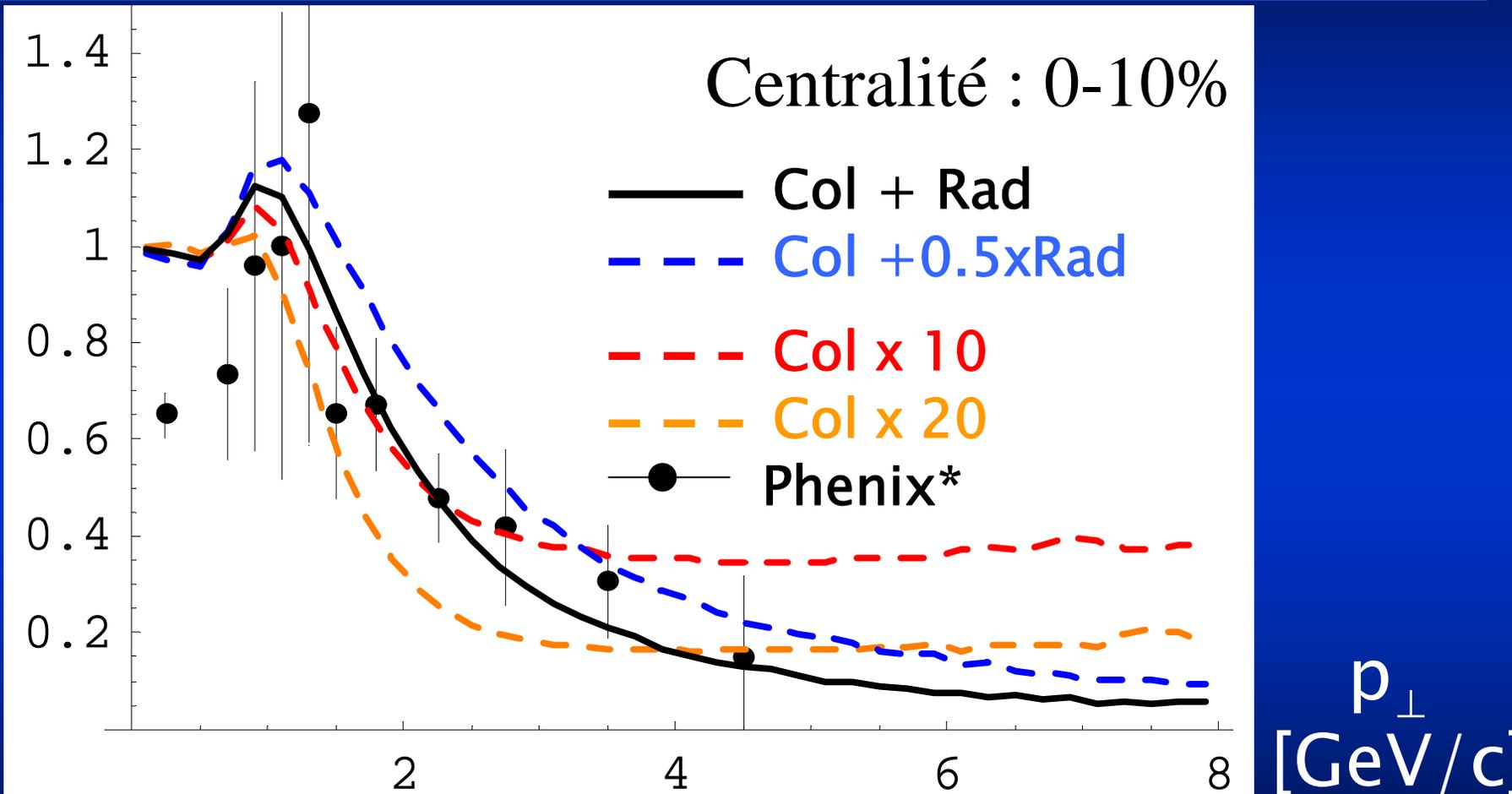
- Il faut simuler l'évolution du plasma :

→ Modèle hydrodynamique à paramètre d'impact non-nul, par Heinz&Kolb, nucl-th/0305084

- Les HQ évoluent selon une équa. diff. Stochastique :

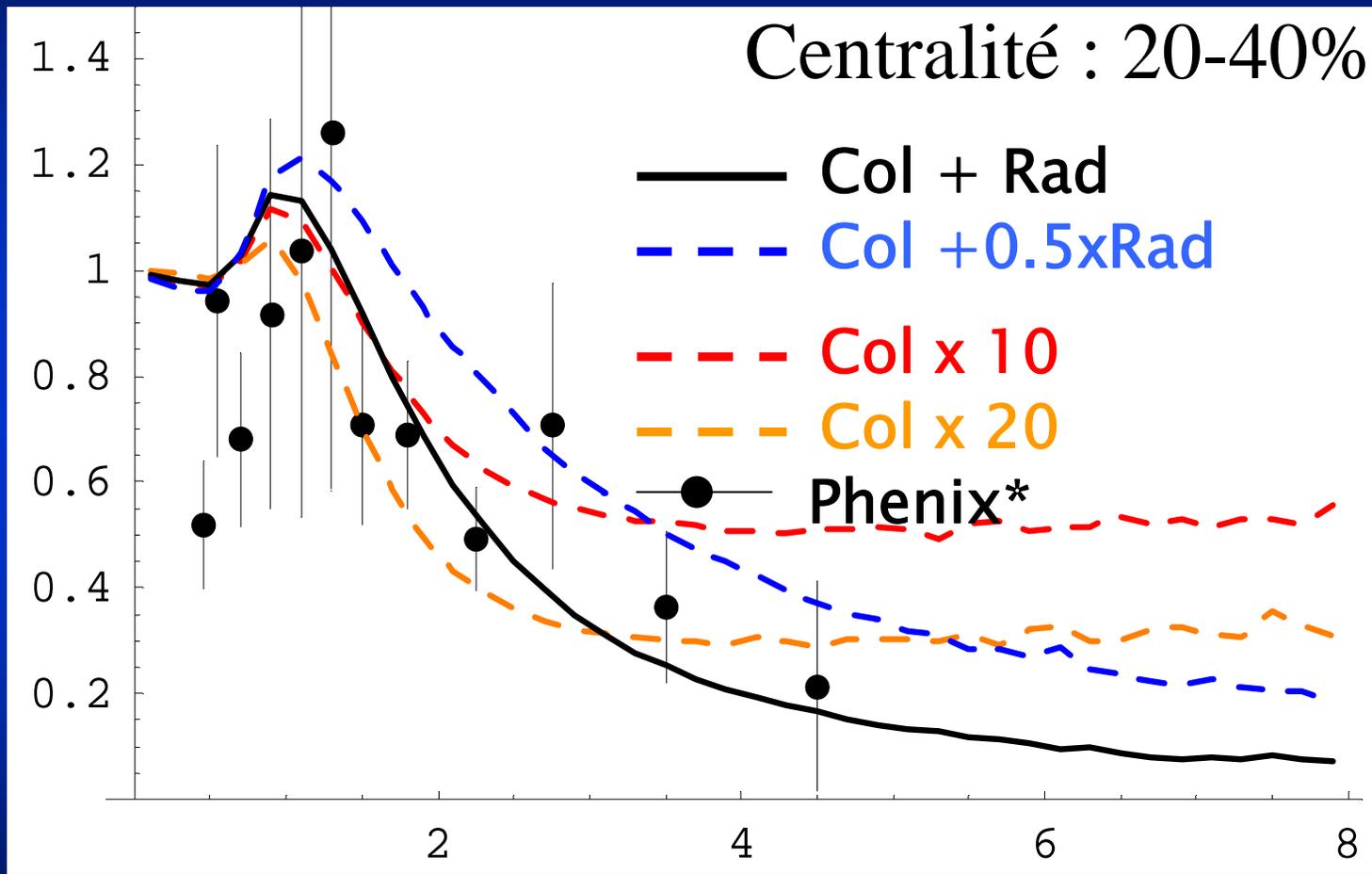
→ Nécessité d'élaborer un code qui simule plusieurs millions de collisions d'ions lourds pour avoir une bonne statistique

- Inclure la coaléscence et la fragmentation pour récupérer des mésons charmés à la fin du plasma

R_{AA} des e^- non- γ (D)

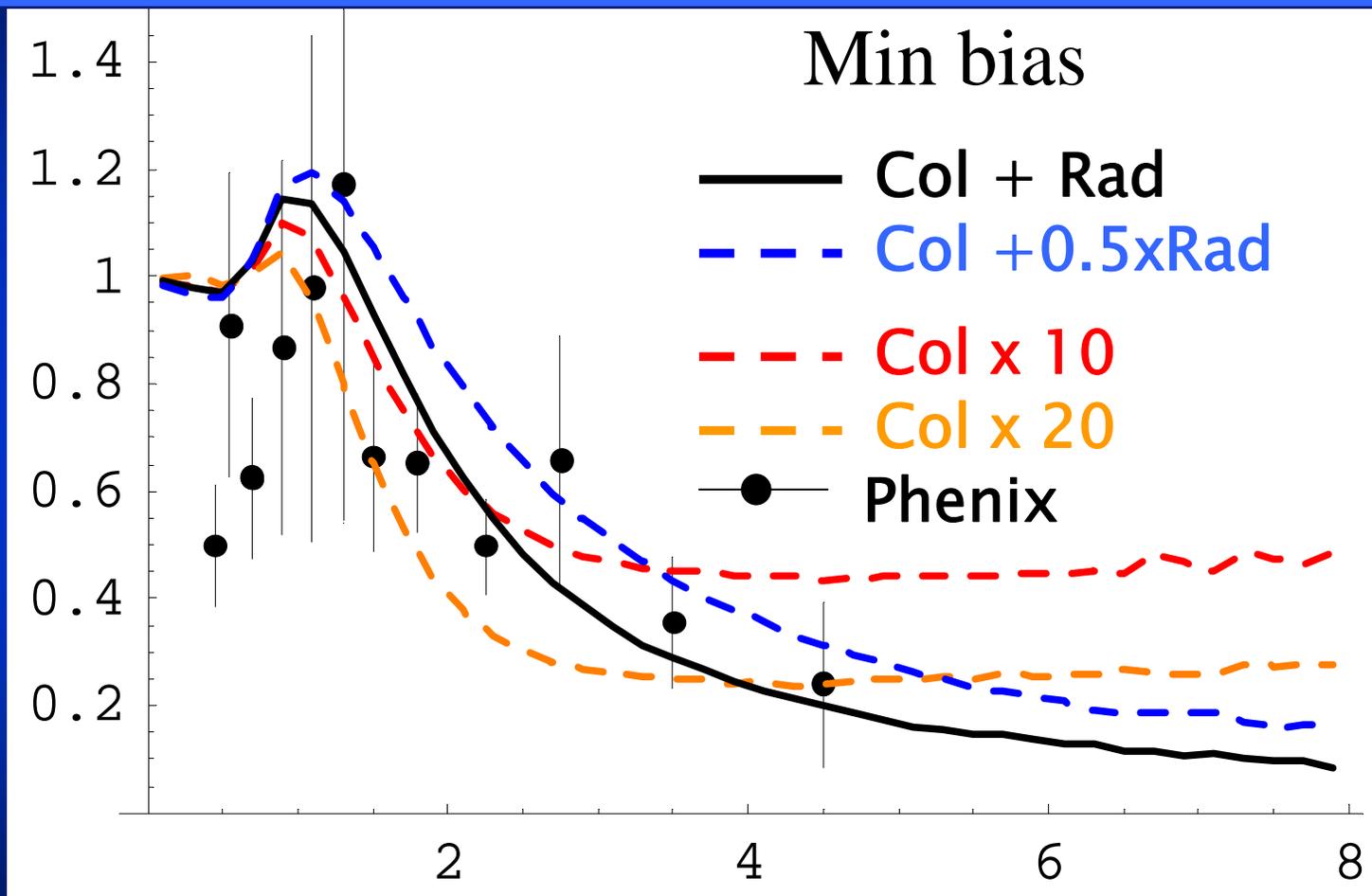
*Phenix coll., *Phys.Rev.Lett.* 96 (2006) 032301

R_{AA} des e^- non- γ (D)



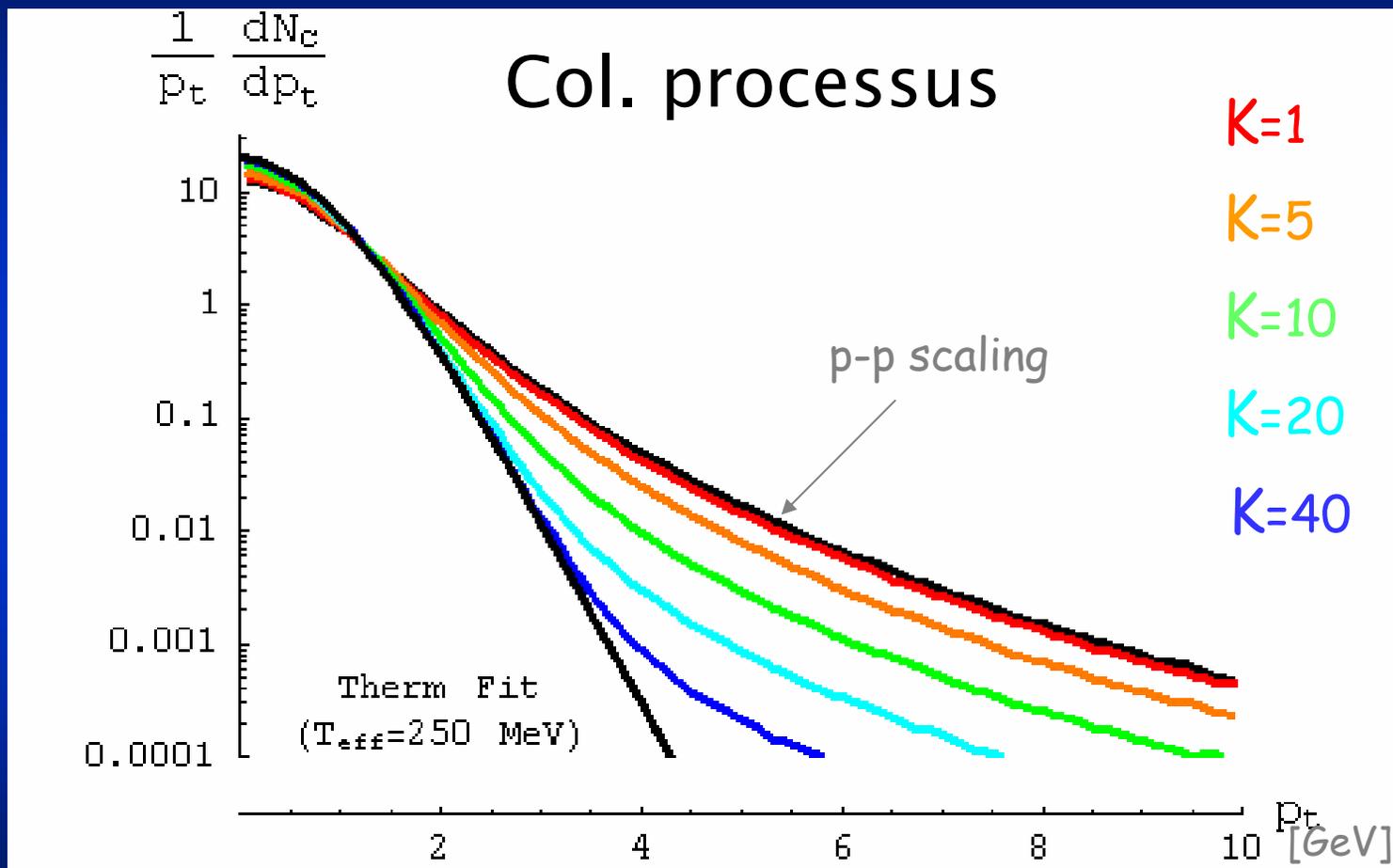
*Phenix coll., *Phys.Rev.Lett.* 96 (2006) 032301

R_{AA} des e^- non- γ (D)



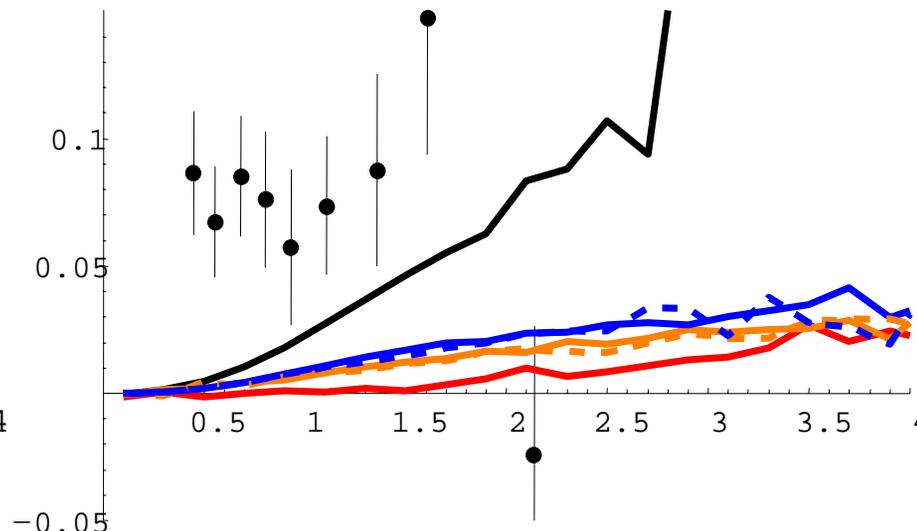
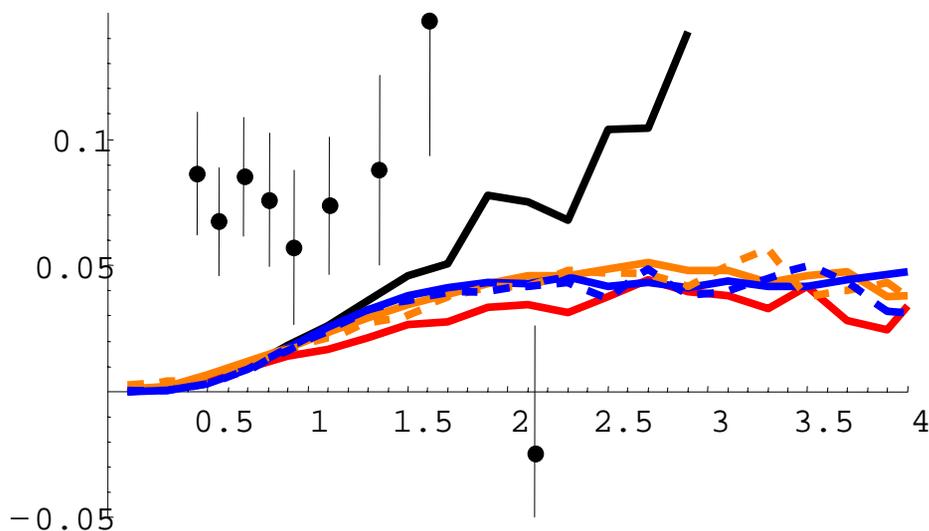
*Phenix coll., *Phys.Rev.Lett.* 96 (2006) 032301

Spectre en p_{\perp} des quarks c ($y=0$)



V_2 vs p Collisionnel $\times 20$

Collisionnel + Radiatif



- C-quarks
- D
- Decay electrons
- Tagged const. quarks

—●— Phenix coll., *Phys.Rev.*,
C72 (2005) 024901

Conclusions

- On peut reproduire le R_{AA} en tenant compte à la fois des processus collisionnels et radiatifs
- Le spectre en p_{\perp} des quarks c est loin de la distribution thermique
- On ne peut pas reproduire le v_2 de façon constante avec le R_{AA} . La contribution des quarks légers au flot elliptique des mésons D est faible. Cela suggère que le v_2 des e^- non- γ vient majoritairement de la phase hadronique.