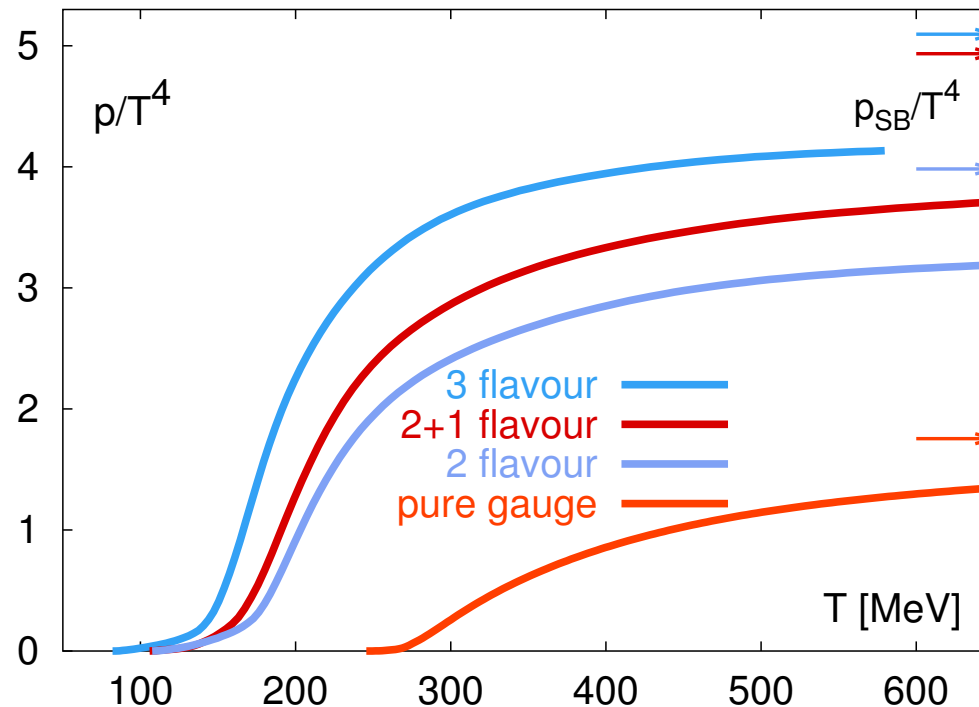


Physique du Plasma de Quarks et de Gluons : Situation Théorique

François Gelis

CEA / DSM / SPhT



- Rapide augmentation de la pression :
 - ◆ pour $T \sim 270$ MeV, s'il y a uniquement des gluons
 - ◆ pour $T \sim 150\text{--}170$ MeV, selon le nombre de quarks légers

Diagramme de phases de QCD

Transition de déconfinement

● Pression

● Diagramme de phases

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs

Température

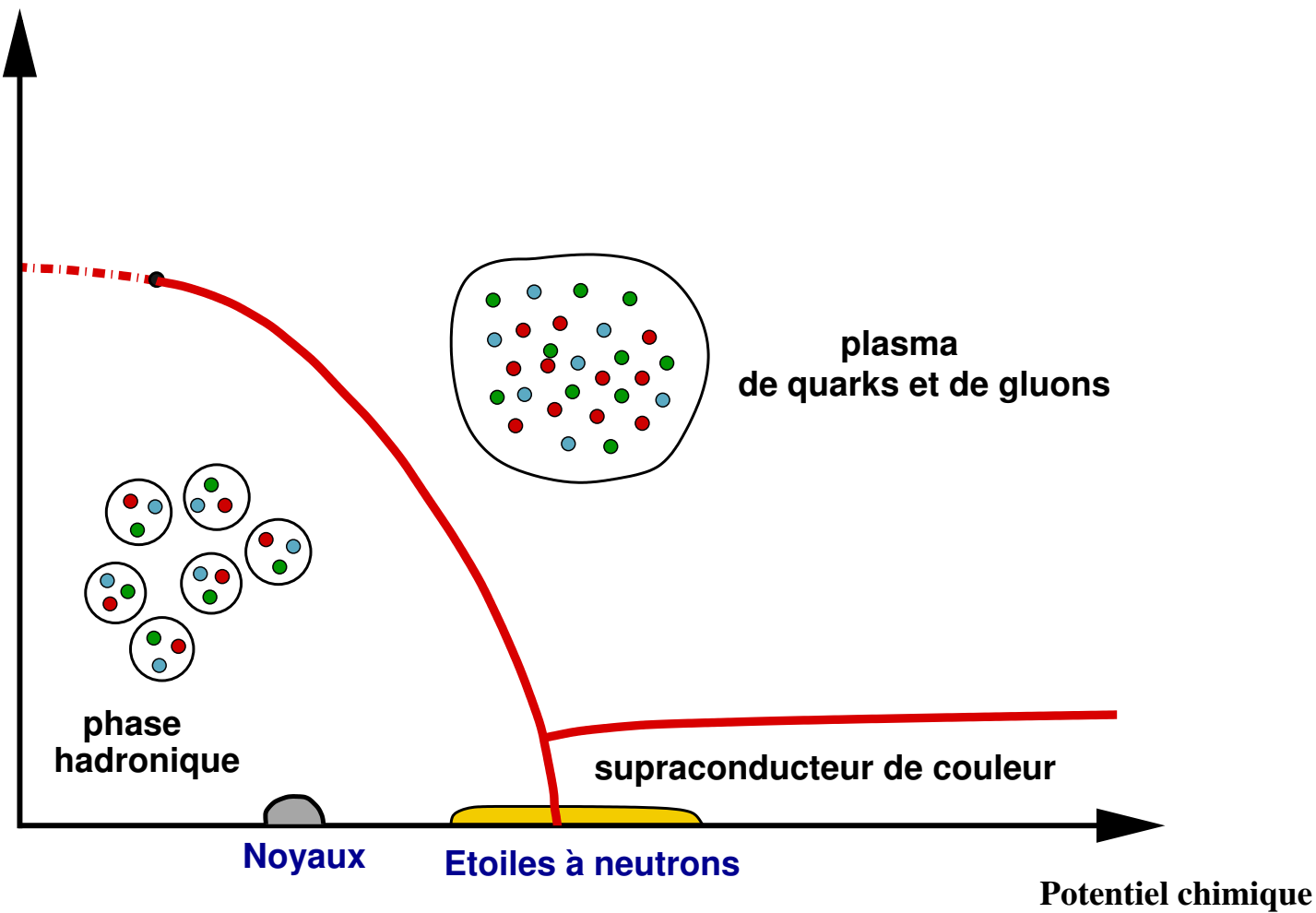


Diagramme de phases de QCD

Transition de déconfinement

● Pression

● Diagramme de phases

QCD à T finie

Théories effectives

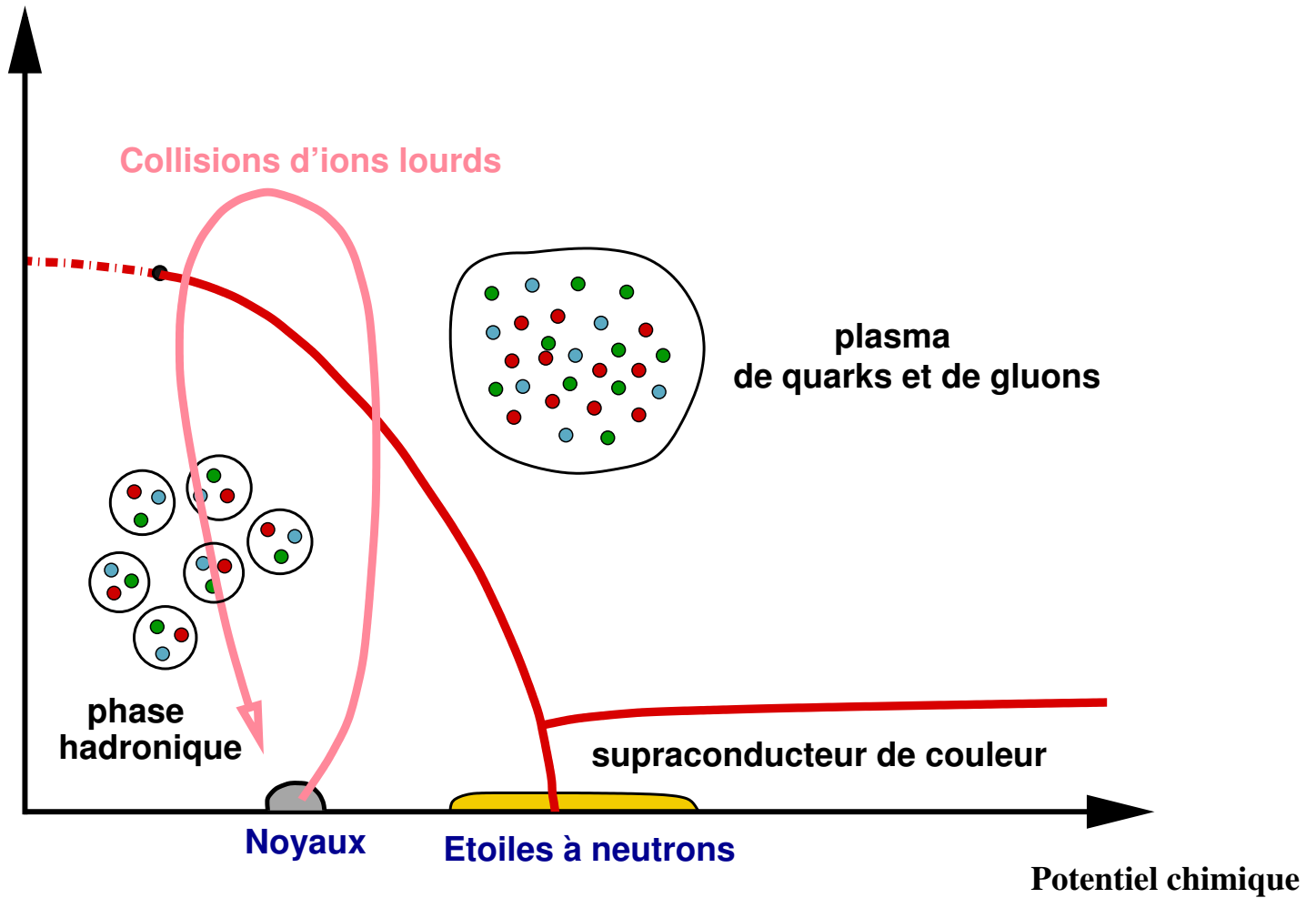
Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs

Température



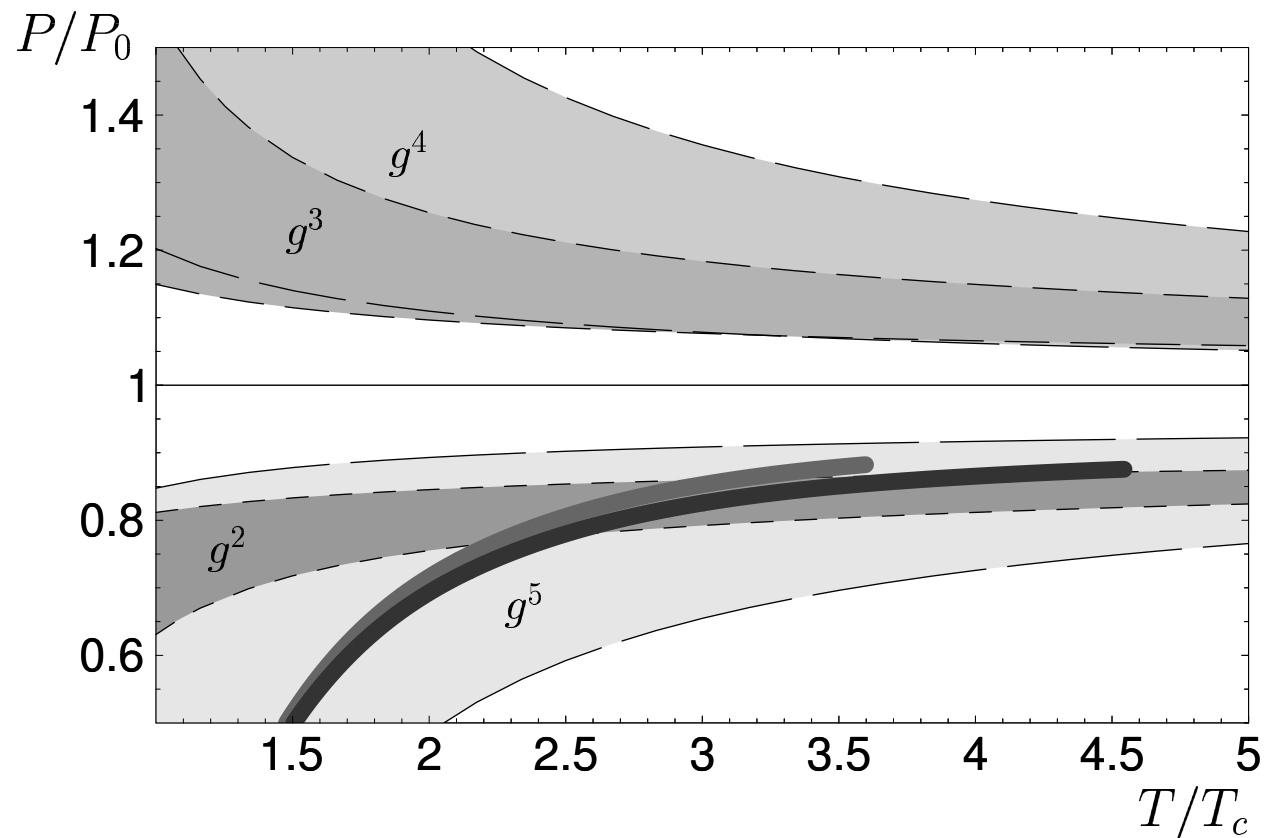
- Moyenne d'opérateurs sur l'ensemble canonique :

$$\langle \mathcal{O} \rangle_T = \frac{\text{tr} \left(e^{-H/T} \mathcal{O} \right)}{\text{tr} \left(e^{-H/T} \right)}$$

- Principe du calcul : $e^{-H/T} = e^{iH(i/T)}$
 - ▷ $e^{-H/T}$ est un opérateur d'évolution pour un temps imaginaire
- Kubo-Martin-Schwinger : les corrélateurs à T finie sont (anti)périodiques dans le temps, avec une période i/T
- Formalisme “à temps imaginaire” :
 - ◆ $t \rightarrow i\tau$ (euclidien)
 - ◆ KMS ▷ temps compact ▷ énergies discrètes ($\Omega_n = 2\pi nT$)
 - ◆ très facile à mettre en oeuvre pour calculer des quantités thermodynamiques ▷ calculs sur réseau
 - ◆ prolongement analytique nécessaire pour des quantités Minkowskiennes (exemple: fonctions spectrales)

Convergence ?

- Exemple: calcul perturbatif de la pression du QGP :



- ◆ Ne converge pas du tout...
- ◆ L'expansion en termes de quantités nues est trop éloignée de la réalité de la physique du QGP

Échelles de distance

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

● Échelles de distance

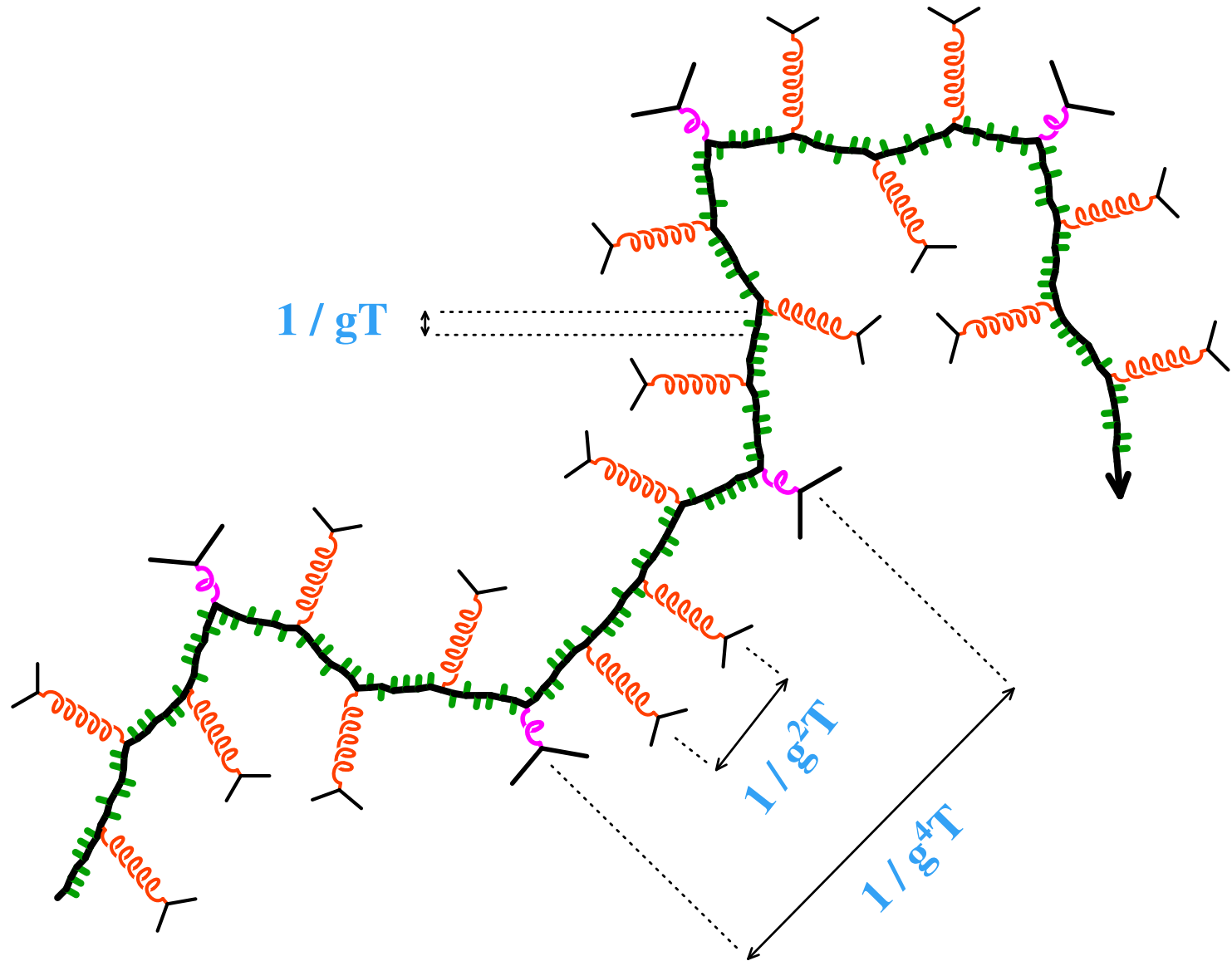
- Echelle gT
- Echelle $g^2T \log(1/g)$
- Théorie cinétique
- Régime hydrodynamique
- Réduction dimensionnelle

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs



Échelles de distance

- $1/T$: longueur d'onde des particules du plasma
- $1/gT$: distance typique pour les phénomènes collectifs
 - ◆ Masse thermique des quasi-particules
 - ◆ Phénomènes d'écrantage
 - ◆ Amortissement des ondes
- $1/g^2T$: distance entre deux diffusions à petit angle
 - ◆ Transport de couleur
 - ◆ Émission de photons
- $1/g^4T$: distance entre deux diffusions à grand angle
 - ◆ Transport d'impulsion, de charge électrique
- Dans la limite de **couplage faible** ($g \ll 1$), il y a une hiérarchie nette entre toutes ces échelles
- **Théories effectives** différentes suivant l'échelle caractéristique du problème physique étudié

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

● Échelles de distance

● Echelle gT

● Echelle $g^2T \log(1/g)$

● Théorie cinétique

● Régime hydrodynamique

● Réduction dimensionnelle

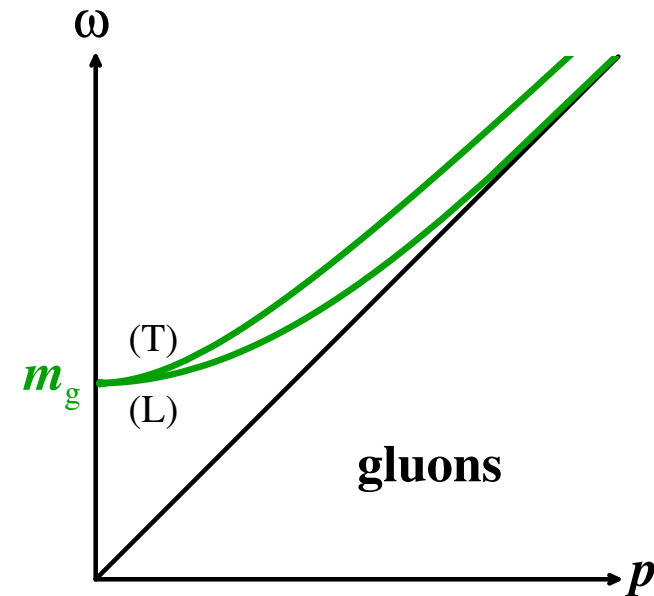
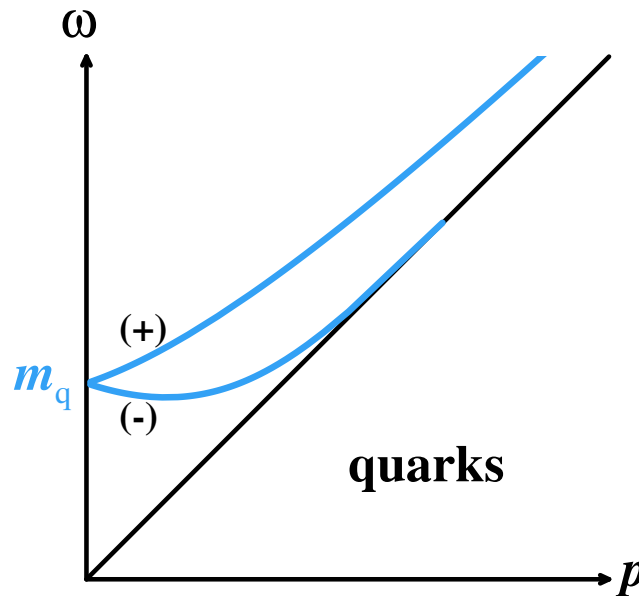
Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs

■ Relations de dispersion des particules dans le plasma :

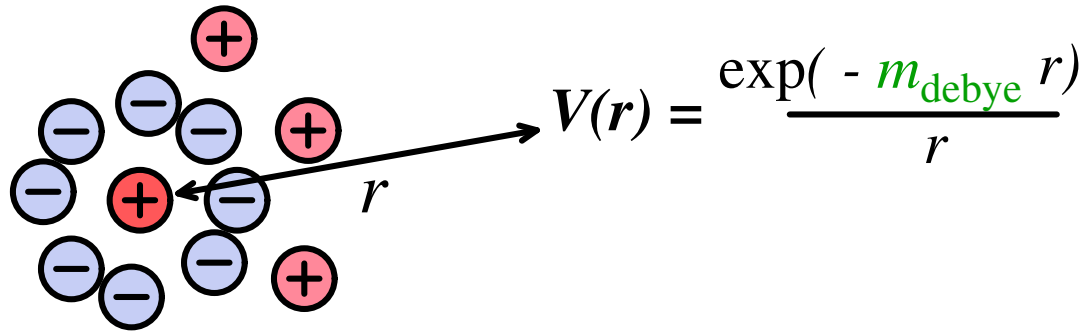


■ Masses thermiques dues aux interactions avec les autres particules du plasma :

$$m_q \sim m_g \sim gT$$

Ecrantage de Debye

- Une charge test polarise les particules du plasma qui l'entourent, de façon à écranter sa charge :



- Le potentiel créé à grande distance par la charge test décroît exponentiellement. La portée effective de l'interaction est :

$$\ell \sim 1/m_{\text{debye}} \sim 1/gT$$

- Note : les champs magnétiques statiques ne sont pas écrantés par ce mécanisme (ils sont écrantés sur des échelles de distance $\ell_{\text{mag}} \sim 1/g^2T$)

Théorie effective à l'échelle gT

- Obtenue à partir du développement perturbatif nu par resommation des **boucles thermiques dures** (HTL) :

$$\Delta\mathcal{L}_{HTL}(\text{gluons}) = \frac{m_g^2}{2} F_{\mu\alpha} \int \frac{d\Omega_{\hat{v}}}{4\pi} \frac{v^\alpha v^\beta}{(v \cdot D)^2} F_{\beta}{}^\mu, \quad v^\mu = (1, \hat{v})$$

- Peut se formuler comme une théorie (locale) de transport sans collisions pour des particules classiques :

$$(1) \quad [D_\mu, F^{\mu\nu}] = m_g^2 \int \frac{d\Omega_{\hat{v}}}{4\pi} v^\nu W(x, \hat{v})$$

$$(2) \quad [v \cdot D, W(x, \hat{v})] = \hat{v} \cdot E(x)$$

- ◆ $W(x, \hat{v})$ est la densité de particules dures ($\omega \sim T$) au point x , ayant une vitesse dans la direction \hat{v}
- ◆ (2) : équation de **Vlasov** pour les particules dures
- ◆ (1) : équation de **Yang-Mills** qui donne le champ classique associé aux particules molles ($\omega \sim gT$)

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

● Échelles de distance

● Echelle gT

● Echelle $g^2T \log(1/g)$

● Théorie cinétique

● Régime hydrodynamique

● Réduction dimensionnelle

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs

- En intégrant les modes de longueur d'onde $\sim gT$, on obtient une équation de **Boltzmann-Langevin** pour les variations de grande longueur d'onde de la densité $W(x, \hat{v})$:

$$[v \cdot D, W(x, \hat{v})] = \hat{v} \cdot E(x) + \xi(x, \hat{v}) + g^2 NT \ln \left(\frac{gT}{\Lambda} \right) \int \frac{d\Omega_{\hat{v}'}}{4\pi} I(\hat{v}, \hat{v}') W(x, \hat{v}')$$

- ◆ $\xi(x, \hat{v})$ est un bruit gaussien, de corrélation :

$$\langle \xi(x_1, \hat{v}_1), \xi(x_2, \hat{v}_2) \rangle = -2 \frac{g^2 NT^2}{m_g^2} \ln \left(\frac{gT}{\Lambda} \right) I(\hat{v}_1, \hat{v}_2) \delta(x_1 - x_2)$$

- ◆ $I(\hat{v}, \hat{v}')$ est un terme de collision dû aux interactions avec les champs de longueur d'onde $\sim gT$ (collisions à petit angle)

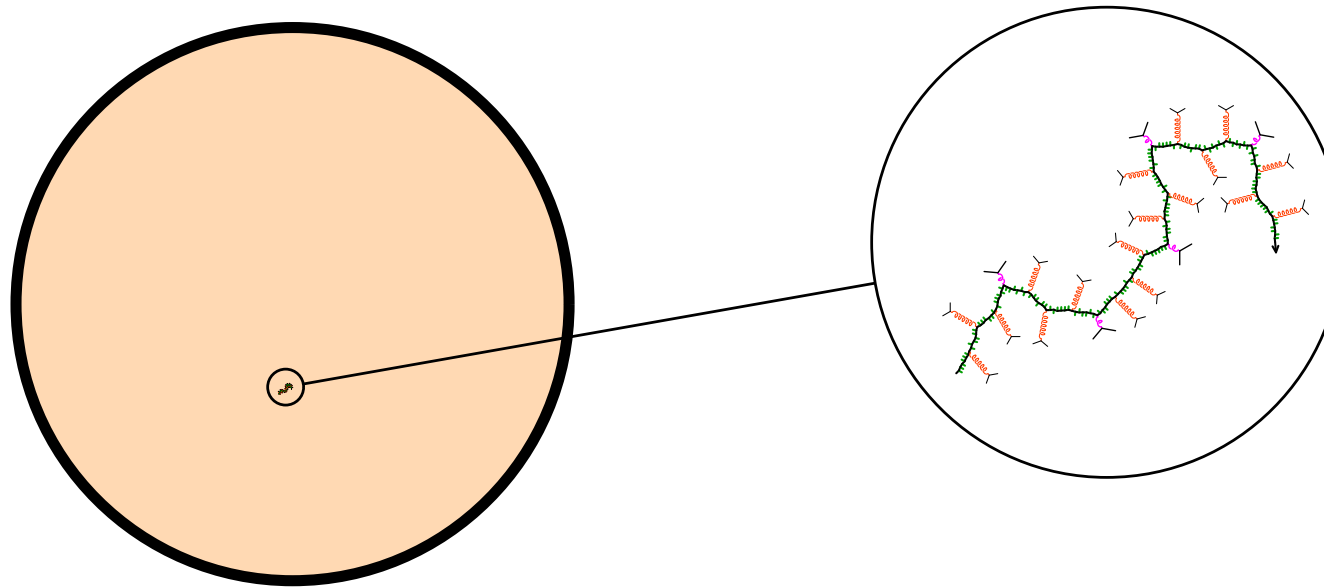
- Échelles de distance
- Echelle gT
- Echelle $g^2T \log(1/g)$
- **Théorie cinétique**
- Régime hydrodynamique
- Réduction dimensionnelle

- Pour calculer des quantités comme la **viscosité**, ou la **conductivité électrique**, seules les diffusions qui changent fortement l'impulsion sont importantes. On peut utiliser une équation de **Boltzmann** :

$$(\partial_t + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{x}}) f(x, \vec{p}) = -C[f]$$

- $f(x, \vec{p})$ est une distribution de particules (quarks ou gluons) moyennée sur le spin et la couleur
- cette équation n'a de sens que pour des distances grandes devant la distance entre deux collisions à petit angle
- le terme de collision $C[f]$ doit incorporer tous les processus qui changent significativement les impulsions (cela inclut des processus colinéaires $1 \rightarrow 2$ ou $2 \rightarrow 1$)
- les masses thermiques sont peu importantes à l'ordre dominant pour les diffusions dures (mais doivent être incluses dans les processus colinéaires)

Régime hydrodynamique



- Le régime hydrodynamique est atteint lorsqu'on s'intéresse à des échelles de distance beaucoup plus grandes que le libre parcours moyen des constituants du plasma : $\lambda \ll R$
- Pour décrire le système à ces échelles, on a besoin de :
 - ◆ Équations de l'hydrodynamique (**Euler**, **Navier-Stokes**)
 - ◆ Équations de conservation des divers courants
 - ◆ **Équation d'état du plasma**, **viscosité**

- En sommant les modes dont la fréquence de Matsubara est non nulle (fermions, et bosons pour $n \neq 0$), on obtient une théorie de Yang-Mills à 3 dimensions + un Higgs adjoint :

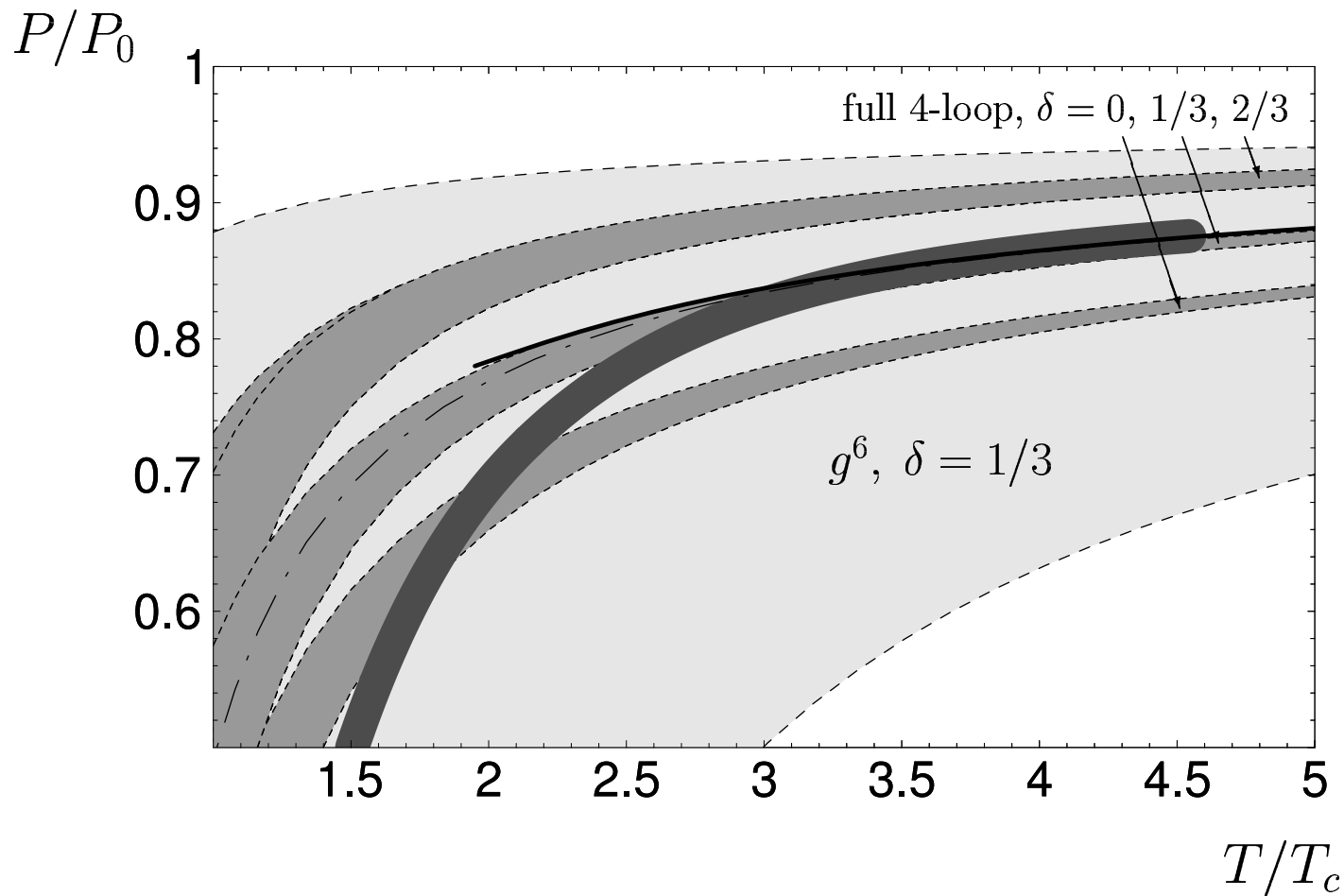
$$\mathcal{L}_E = \frac{1}{4} F_{ij}^2 + \text{tr}[D_i, A_0]^2 + m_E^2 \text{tr} A_0^2 + \frac{\lambda_E}{2} (\text{tr} A_0^2)^2 + \dots$$

- ◆ A_0 est le mode $n = 0$ des gluons
- ◆ m_E, λ_E sont déterminés à partir de la théorie sous-jacente
- Par intégration du A_0 (massif), on obtient une théorie de Yang-Mills à trois dimensions :

$$\mathcal{L}_M = \frac{1}{4} F_{ij}^2 + \dots$$

- ◆ son couplage g_M est déterminé ordre par ordre à partir de \mathcal{L}_E
- ◆ cette théorie de Yang-Mills est non-perturbative, et doit être simulée sur réseau (beaucoup plus facile que les simulations de 4d-QCD cependant...)

■ Calcul de la pression à 4 boucles :



Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

- Échelles de distance
- Echelle gT
- Echelle $g^2T \log(1/g)$
- Théorie cinétique
- Régime hydrodynamique
- Réduction dimensionnelle

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs

Plasma fortement couplé

- Dans le monde réel, $\alpha_s \sim 0.2-0.3$ (i.e. $g \sim 2$). Pas de hiérarchie claire entre les différentes échelles de distance...

- **Correspondance AdS/CFT**

- ◆ **Conjecture de Maldacena :**

Le régime de couplage fort d'une théorie de **Yang-Mills super-symétrique** (très compliqué...) est équivalent au régime de couplage faible d'une théorie de **super-gravité** (calculable)

- ◆ Viscosité d'un plasma dans la théorie de YM super-symétrique :

$$\frac{\eta}{s} = \frac{1}{4\pi}$$

- ◆ **Principal problème** : QCD super-symétrique \neq QCD...

- **QCD sur réseau :**

calculs très difficiles pour les coefficients de transport (prolongement analytique, MEM, ...)

Accroissement de l'étrangeté

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

● Accroissement de l'étrangeté

● Suppression du J/Psi

● Photons thermiques

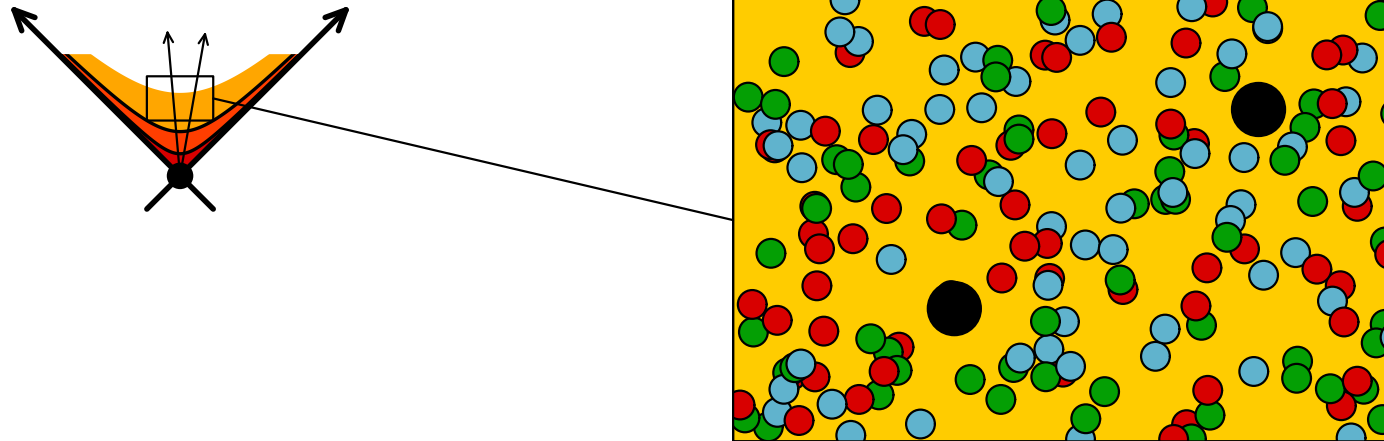
● Suppression des jets

Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs

- Dans un nucléon, la distribution des quarks étranges est plus petite que celle des quarks u, d (valence) par un facteur de l'ordre de $\alpha_s \sim 0.2-0.3$
 - ▷ Dans les collisions pp , moins de particules étranges sont produites que de particules non-étranges
- Dans le QGP, l'énergie moyenne des quarks u, d et des gluons est de l'ordre de la température
 - ▷ si T est assez grande (par rapport à la masse du quark s), alors les réactions $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$, $d\bar{d} \rightarrow s\bar{s}$, $gg \rightarrow s\bar{s}$ ne sont pas inhibées par le seuil cinématique dû à la masse du s
- Dans ces conditions, la population de quarks étranges va devenir identique à celle des quarks légers
 - ▷ la proportion de hadrons étranges va être plus grande que dans les collisions proton-proton
- L'interprétation des données basée sur des modèles statistiques marche également pour les particules étranges

Suppression du J/Psi



Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

● Accroissement de l'étrangeté

● Suppression du J/Psi

● Photons thermiques

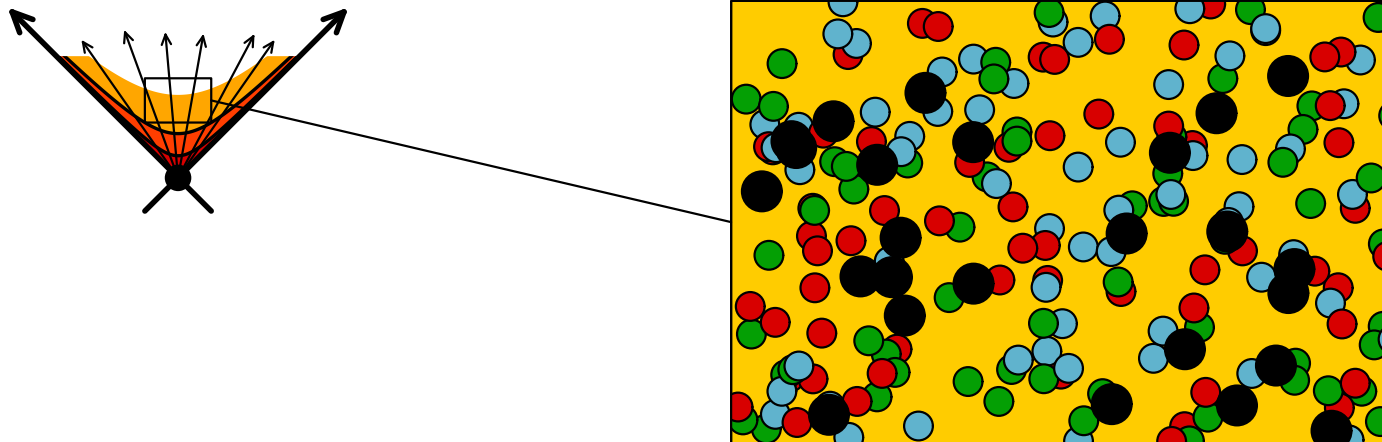
● Suppression des jets

Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs

- L'écrantage de Debye empêche la paire $Q\bar{Q}$ de former un état lié **Matsui, Satz (1986)**
 - ◆ chaque quark lourd s'apparie avec un quark léger pour former un méson D
- Observable potentielle : $[J/\psi] / [\text{Charme ouvert}]$
 - ▷ complication : il y a aussi une suppression dans les collisions proton-noyau, due aux collisions multiples

... ou bien accroissement?



Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

● Accroissement de l'étrangeté

● Suppression du J/ψ

● Photons thermiques

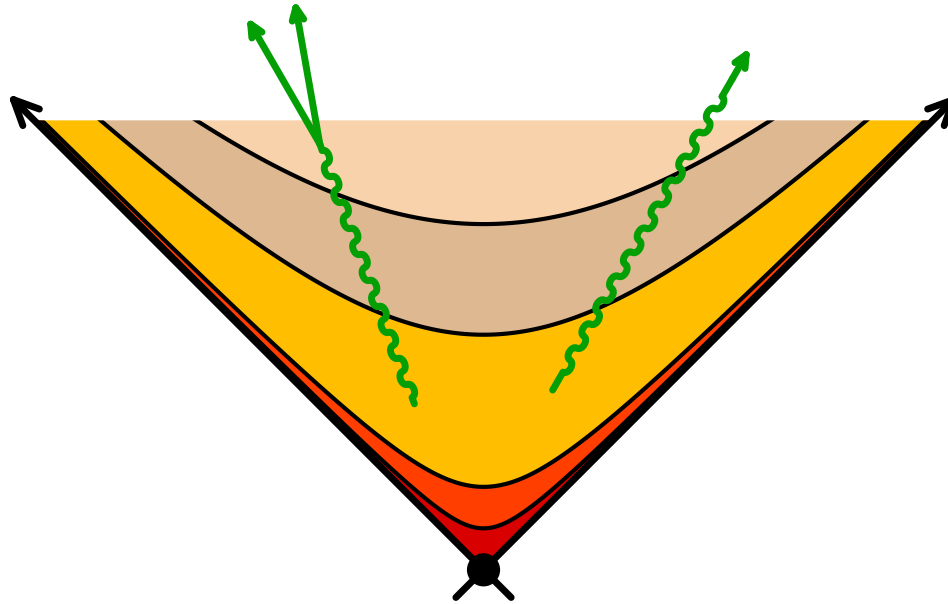
● Suppression des jets

Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs

- Si beaucoup de paires $Q\bar{Q}$ sont produites par collision AA , un Q peut se combiner avec un \bar{Q} d'une autre paire
- Évite la conclusion du scénario de Matsui et Satz, à condition que la distance moyenne entre quarks lourds soit plus petite que la longueur d'écrantage de Debye
- Peut conduire à un accroissement du J/ψ
- Ce scénario dépend cruciallement de la distribution initiale des quarks c Gossiaux, Guilho, Aichelin (2004)

Photons thermiques



- Photons produits par le QGP :
 - ◆ Très sensible à la température : $dN_\gamma/dtd^3\vec{x} \sim T^4$

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

● Accroissement de l'étrangeté

● Suppression du J/Psi

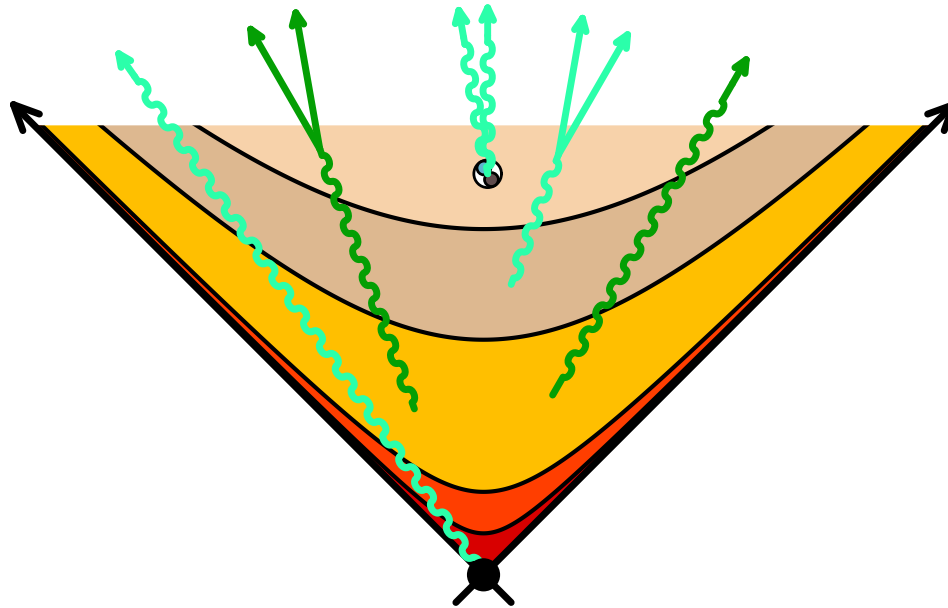
● Photons thermiques

● Suppression des jets

Color Glass Condensate

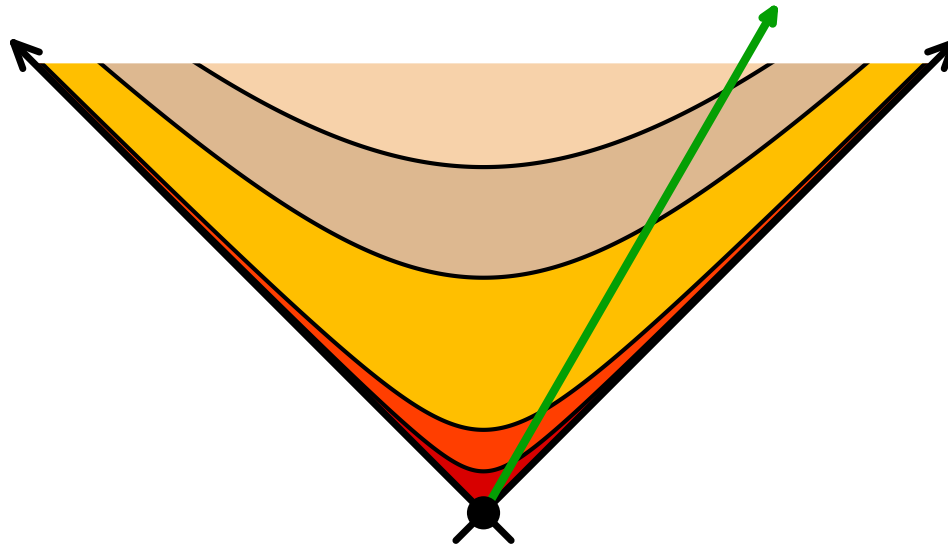
Besoins en calculs intensifs

Photons thermiques



- Photons produits par le QGP :
 - ◆ Très sensible à la température : $dN_\gamma/dtd^3\vec{x} \sim T^4$
- Mais bruit de fond très important...
 - ◆ photons initiaux
 - ◆ fragmentation de jets induite par le milieu
 - ◆ photons produits par le gaz de hadrons
 - ◆ désintégrations de mésons

Suppression des jets



- Jets produits lors de l'impact initial
 - ◆ Pas très intéressants en soi...

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

● Accroissement de l'étrangeté

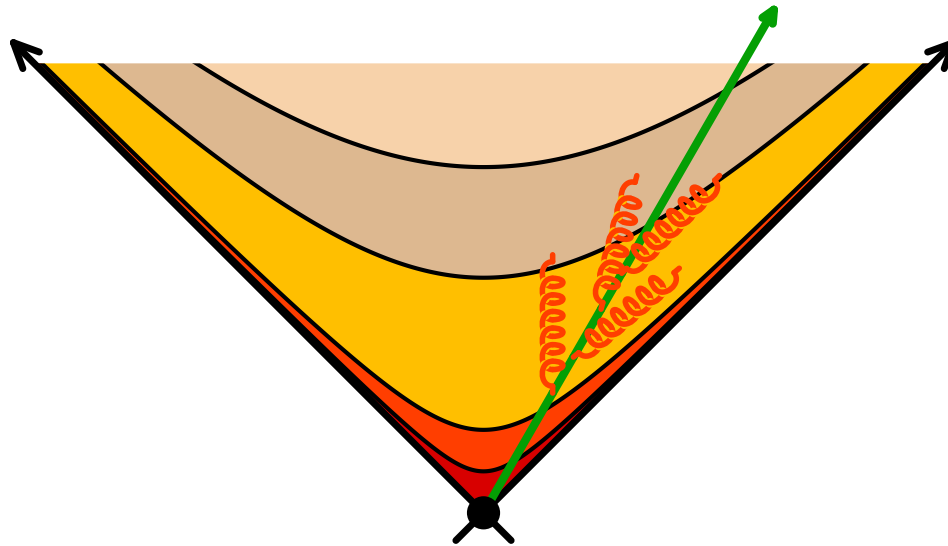
● Suppression du J/Ψ

● Photons thermiques

● Suppression des jets

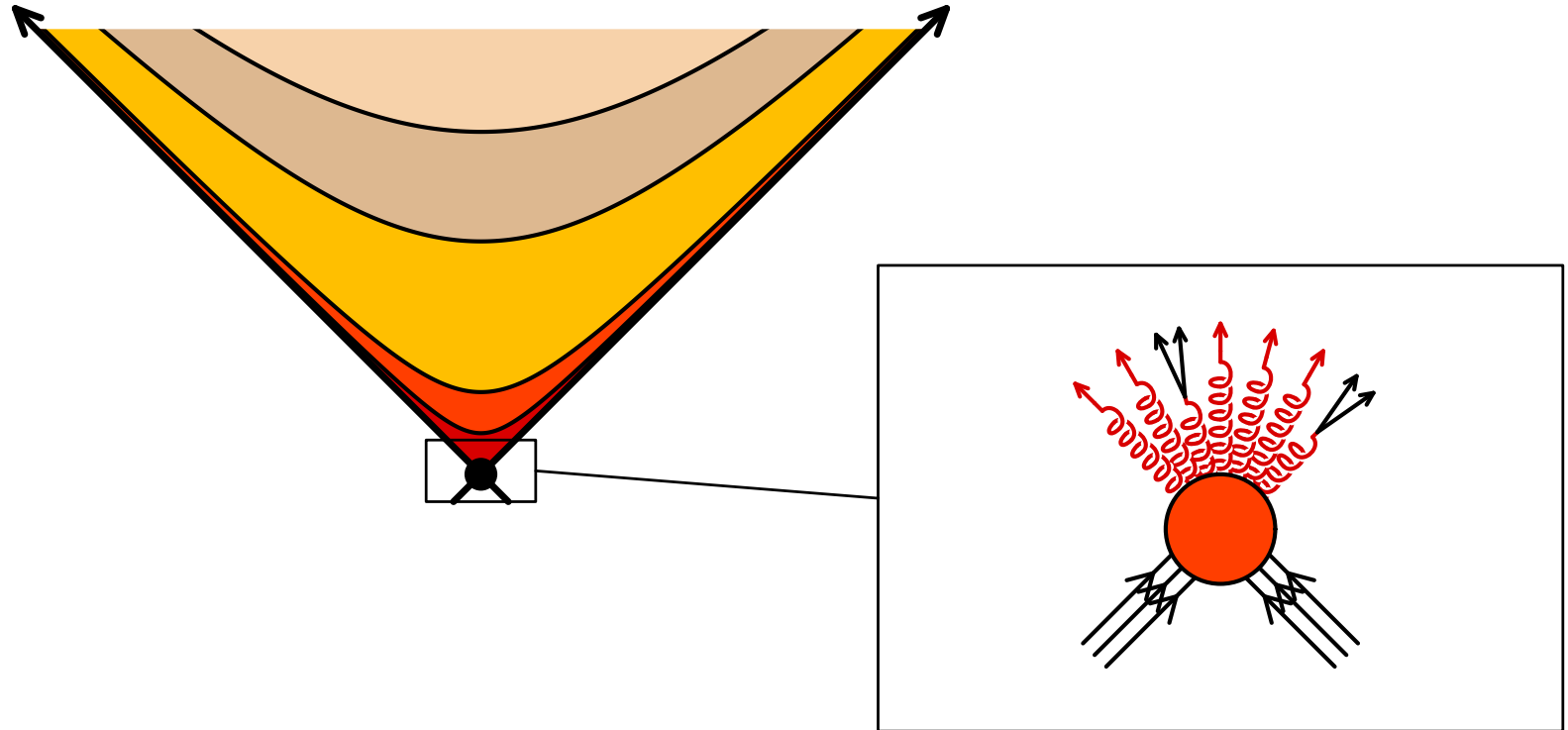
Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs



- Jets produits lors de l'impact initial
 - ◆ Pas très intéressants en soi...
- Perte d'énergie radiative lors de leur traversée du QGP
 - ◆ Sensible à la densité d'énergie du milieu traversé
 - ◆ Dépend de la longueur parcourue comme L^2
 - ◆ Modification importante des corrélations azimuthales
(à RHIC, absorption totale du jet dans la direction opposée)

Où se situe le CGC ?



- décrit le contenu des nucléons ou des noyaux à petit x
- permet de calculer la production de particules semi-dures
- fournit les conditions initiales pour la suite de l'évolution

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

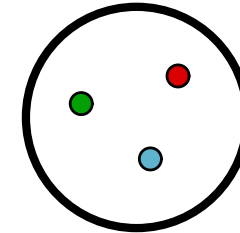
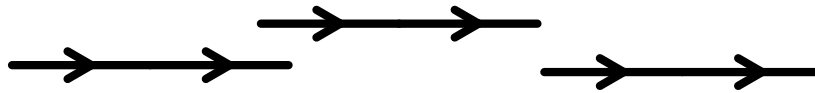
Color Glass Condensate

● Saturation

● Degrés de liberté

● Equation d'évolution

Besoins en calculs intensifs



▷ à basse énergie, un nucléon contient essentiellement des quarks de valence

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

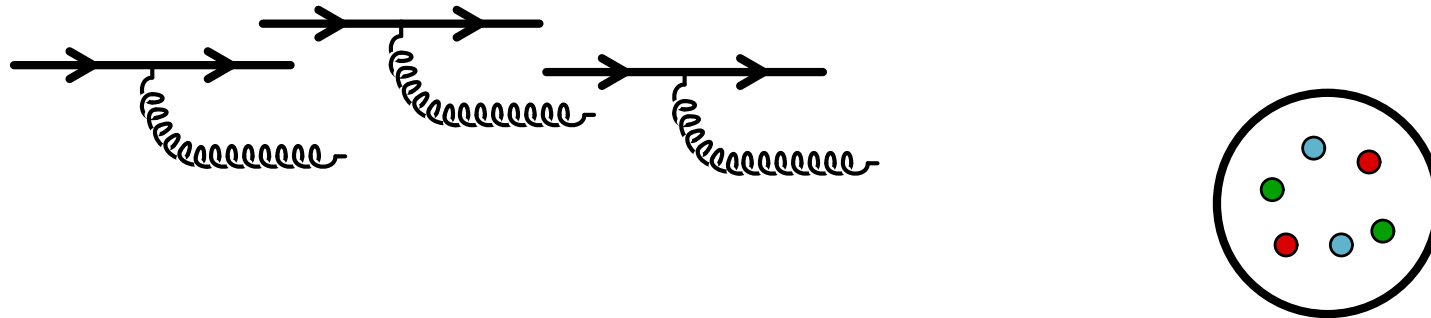
Color Glass Condensate

● Saturation

● Degrés de liberté

● Equation d'évolution

Besoins en calculs intensifs



▷ lorsque l'énergie augmente, de nouveaux partons sont produits

▷ la probabilité d'émission est $\alpha_s \int \frac{dx}{x} \sim \alpha_s \ln\left(\frac{1}{x}\right)$, où x est la fraction d'impulsion longitudinale du gluon produit

▷ à petit x (i.e. grande énergie), ces corrections doivent être resumées

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

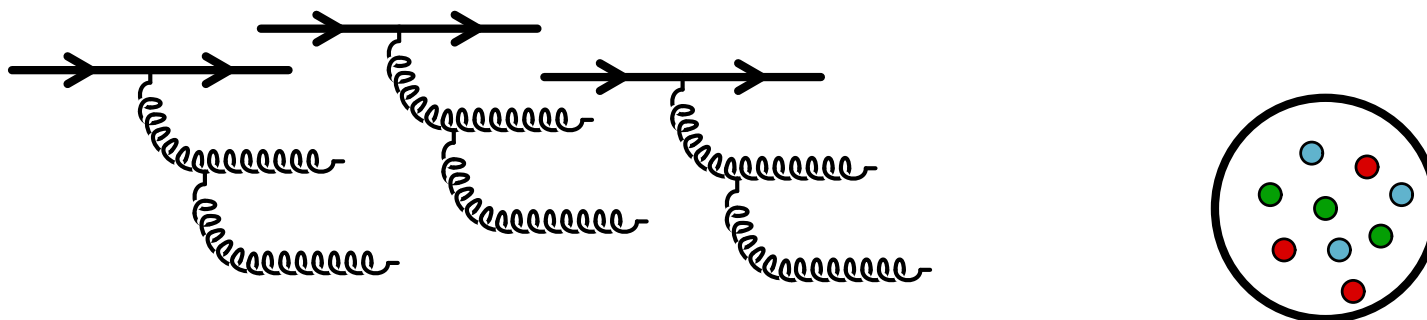
Color Glass Condensate

● Saturation

● Degrés de liberté

● Equation d'évolution

Besoins en calculs intensifs



▷ tant que la densité de partons reste faible, son évolution avec l'énergie est **linéaire**: le nombre de partons produits à une étape donnée dépend linéairement du nombre de partons à l'étape précédente (BFKL)

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

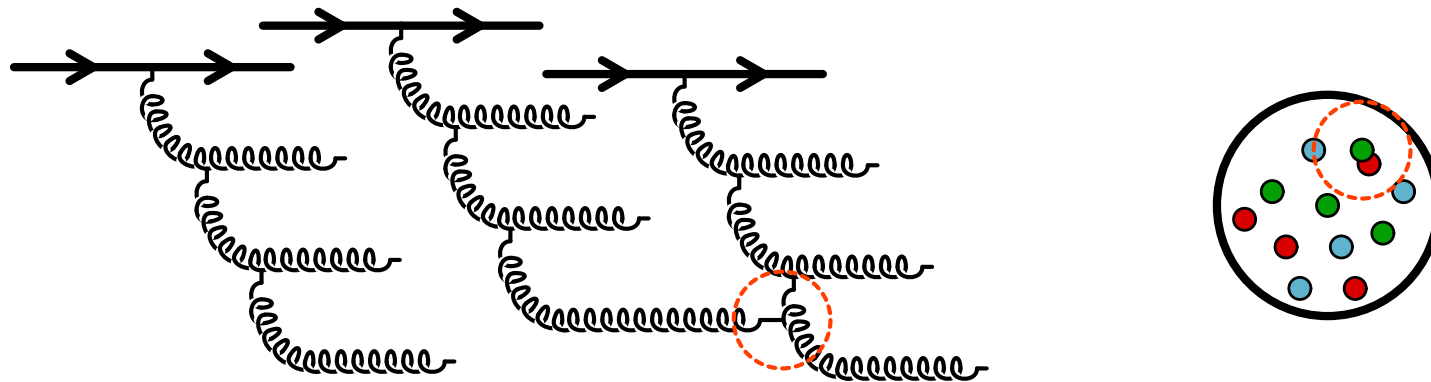
Color Glass Condensate

● Saturation

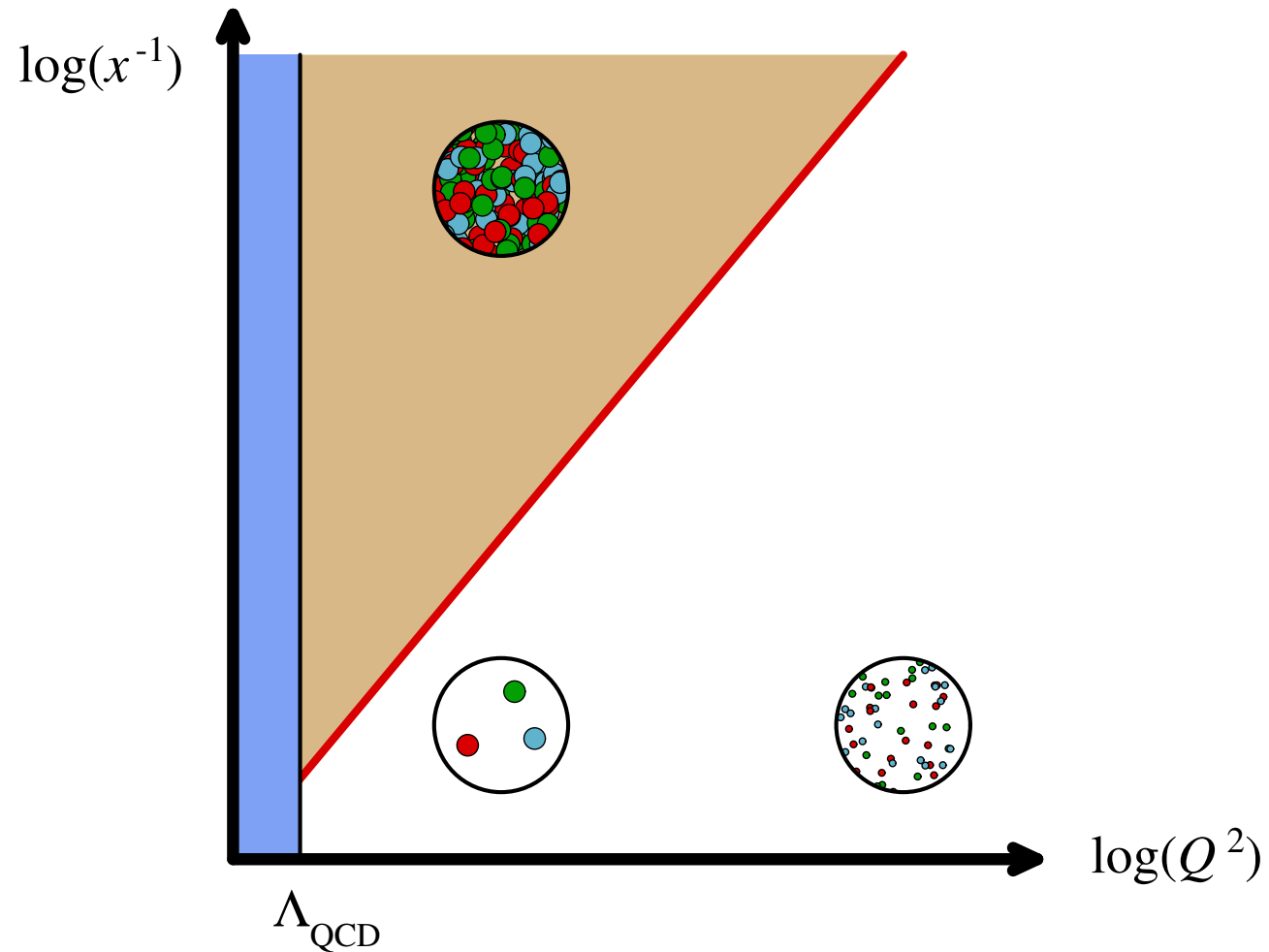
● Degrés de liberté

● Equation d'évolution

Besoins en calculs intensifs



- ▷ la densité de partons finit par être assez grande pour qu'ils se superposent
- ▷ la recombinaison des partons devient favorable
- ▷ à partir de là, l'évolution est **non linéaire**:
le nombre de partons produits à une étape donnée dépend non-linéairement du nombre de partons présents à l'étape précédente



- Frontière définie par $Q^2 = Q_s^2(x)$

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

Color Glass Condensate

● Saturation

● Degrés de liberté

● Equation d'évolution

Besoins en calculs intensifs

McLerran, Venugopalan (1994)

Iancu, Leonidov, McLerran (2001)

- Les modes à petit x ont un grand nombre d'occupation
 - ▷ ils peuvent être décrits par un **champ de couleur classique** A^μ
- Les modes à grand x , ralentis par la dilatation des durées, sont décrits comme des **sources de couleur statiques** ρ
- Le champ classique obéit aux équations de Yang-Mills :

$$D_\nu F^{\nu\mu} = J^\mu = \delta^{\mu+} \delta(x^-) \rho(\vec{x}_\perp)$$

- Les sources de couleur ρ sont **aléatoires**, et décrites par une **distribution statistique** $W_{x_0}[\rho]$, où x_0 est la séparation entre “petit x ” et “grand x ”

Equation d'évolution

- Une équation d'évolution (JIMWLK) contrôle le changement de $W_{x_0}[\rho]$ avec x_0 :

$$\frac{\partial W_{x_0}[\rho]}{\partial \ln(1/x_0)} = \frac{1}{2} \int_{\vec{x}_\perp, \vec{y}_\perp} \frac{\delta}{\delta \rho_a(\vec{x}_\perp)} \chi_{ab}(\vec{x}_\perp, \vec{y}_\perp) \frac{\delta}{\delta \rho_b(\vec{y}_\perp)} W_{x_0}[\rho]$$

- ◆ équation de diffusion fonctionnelle
 - ◆ peut se reformuler comme une marche aléatoire dans un espace de lignes de Wilson (processus de Langevin)
- JIMWLK se réécrit comme une hiérarchie infinie d'équations pour des corrélateurs de lignes de Wilson. En tronquant cette hiérarchie, on obtient une équation fermée pour une fonction à deux points (Balitsky-Kovchegov) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial S_2(x|\vec{x}, \vec{y})}{\partial \ln(1/x)} &= \\ &= \frac{\alpha_s}{2\pi^2} \int_{\vec{z}} \frac{(\vec{x}-\vec{y})^2}{(\vec{x}-\vec{z})^2(\vec{y}-\vec{z})^2} \left[S_2(x|\vec{x}, \vec{z}) S_2(x|\vec{z}, \vec{y}) - N_c S_2(x|\vec{x}, \vec{y}) \right] \end{aligned}$$

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs

● Physique du QGP

● Color Glass Condensate

- Quantités physiques accessibles :
 - ◆ Grandeurs thermodynamiques Z, P, S, F
 - ◆ Susceptibilités
 - ◆ Potentiel entre quarks
 - ◆ Coefficients de transport
 - ◆ Fonctions spectrales
- Problèmes “techniques” pour 4d-QCD :
 - ◆ Masses de quarks “réalistes”
 - ◆ Fermions dynamiques
 - ◆ Potentiel chimique baryonique non nul
 - ◆ Inversion de relations de dispersion (MEM,...)
- Simulations de théories effectives :
 - ◆ Hydrodynamique
 - ◆ Théories cinétiques (Boltzmann)
 - ◆ Théorie de Yang-Mills à 3 dimensions
 - ◆ Théories des champs classiques

- Situation plus embryonnaire que pour le QGP...
- Résolution des équations d'évolution :
 - ◆ Balitsky-Kovchegov pour un noyau "infini" (facile)
 - ◆ Balitsky-Kovchegov avec paramètre d'impact
 - ◆ JIMWLK
- Calculs d'observables pour les collisions noyau-noyau :
 - ◆ Production de gluons : équations de Yang-Mills
(temps + deux dimensions si on suppose l'invariance sous les boosts longitudinaux)
 - ◆ Production de quarks : équation de Dirac dans le champ de couleur obtenu précédemment (la rapidité ne peut pas être éliminée car il y a une corrélation en rapidité entre le quark et l'antiquark)

Transition de déconfinement

QCD à T finie

Théories effectives

Plasma fortement couplé

Signatures du QGP

Color Glass Condensate

Besoins en calculs intensifs

● Physique du QGP

● Color Glass Condensate