

CORRECTIONS
THEORETICAL ~~SUPPORTS~~
FOR RHIC

Masayuki Asakawa, Osaka University

Quark Matter 2015での驚き

PHENIXのdileptonのtalk

ρ -broadningはカイラル対称性の回復? * § \$#"&%!

PHENIXだけかと思っていたら、、、

@RHIC PAC @BNL

STARのspokes person にofficial に「dilepton の何を見たらカイラル対称性の回復と関係がつくと思っているか」、と聞いてみた

その際、Rapp et al.の計算にはカイラル対称性の回復は含まれていないけど、と付け加えたら、、、

後の席から、機関銃のようなコメントが、、、

内容を聞いて、また啞然

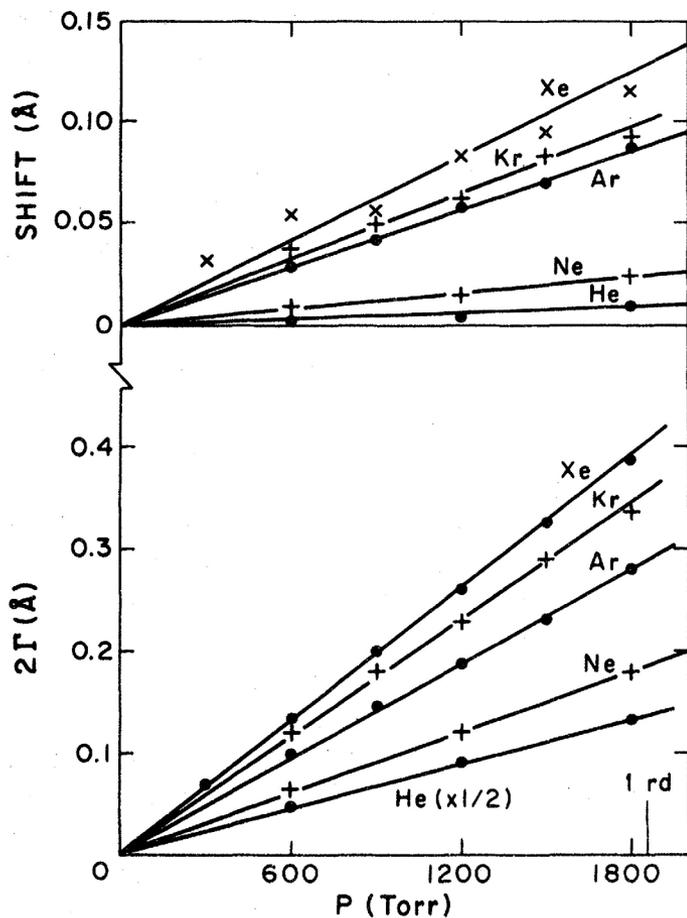
STARのdileptonの人のコメント

- Rapp et al. の計算は多体計算である
- その結果はシグマモデルのパラメーターにmapできる
- Weinberg sum rule、QCD sum ruleからカイラル対称性の回復 (ρ と a_1 の縮退)が結論できる
- よって、Rapp et al.の計算にはカイラル対称性の回復が含まれていて、broadeningはカイラル対称性の回復である

次の日に確かめてみたところ

- 余りに驚いたので、次の日に確かめてみた
 - 光学定理を知っていますか？
 - 原子分子の世界にもbroadening はあるって、知っていますか？

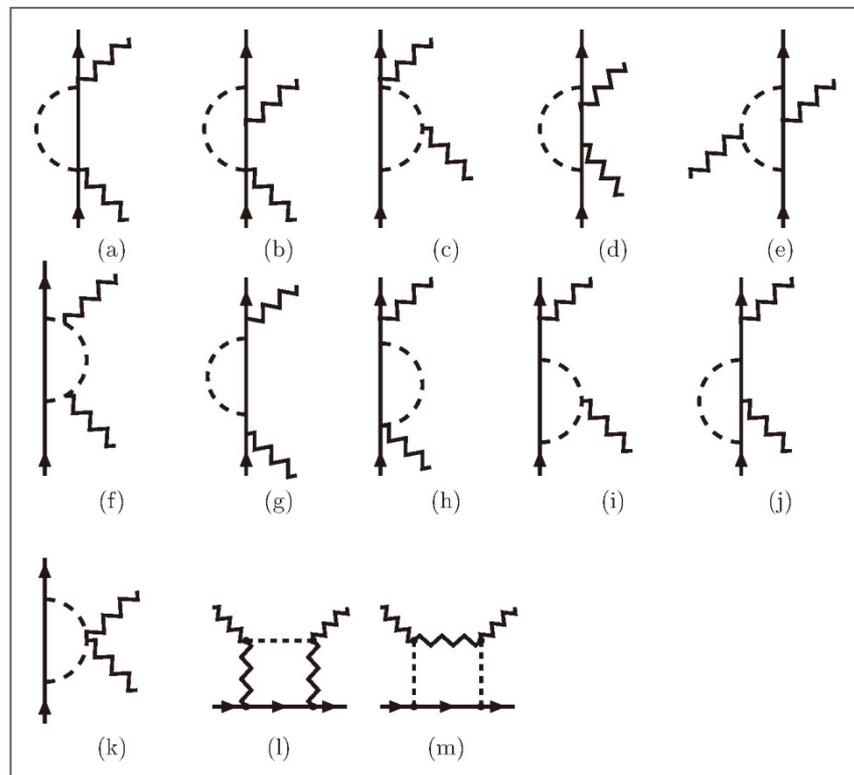
原子分子の世界における幅



Gallagher 1975

Li 6708 Å line in He, Ne, Ar, Kr, and Xe

$$\Gamma \propto \frac{1}{\tau}$$



ρ -N scattering graphs

相互作用rateと自己エネルギー

$$\Gamma(q_0) = \frac{1}{\tau} = -\frac{1}{q_0} \text{Im} \Pi(q_0)$$

相互作用(反応)が幅(自己エネルギーの虚部)をつくる

原子分子の場合、カイラル対称性は関係なし

STARのdileptonの人のコメント

- Rapp et al. の計算は多体計算である

あたりまえ:場の理論=多体理論

- その結果はシグマモデルのパラメーターにmapできる

意味不明だがもしかしたら、、、

- Weinberg sum rule、QCD sum ruleからカイラル対称性の回復 (ρ と a_1 の縮退)が結論できる

- よって、Rapp et al.の計算にはカイラル対称性の回復が含まれていて、broadeningはカイラル対称性の回復である

QCD Sum Rule のエッセンス

- 左辺(スペクトル関数)と右辺(クォーク、グルーオン凝縮など)のマッチング
- ρ や ω に対しては、 $\langle (\bar{q}\gamma_\mu\gamma_5\lambda^a q)(\bar{q}\gamma^\mu\gamma_5\lambda^a q) \rangle$ や $\langle (\bar{q}\gamma_\mu\lambda^a q)(\bar{q}\gamma^\mu\lambda^a q) \rangle$ という形の凝縮が少なくとも真空では重要であると知られている
- これは、よく見る $\langle \bar{q}q \rangle$ ではない
- vacuum saturationという仮説を使うと、 $\langle (\bar{q}\gamma_\mu\gamma_5\lambda^a q)(\bar{q}\gamma^\mu\gamma_5\lambda^a q) \rangle, \langle (\bar{q}\gamma_\mu\lambda^a q)(\bar{q}\gamma^\mu\lambda^a q) \rangle \propto \langle \bar{q}q \rangle^2$ と言える

STARのdileptonの人のコメント

- Rapp et al. の計算は多体計算である

あたりまえ:場の理論=多体理論

- その結果はシグマモデルのパラメーターにmapできる

意味不明だがもしかしたら、、、

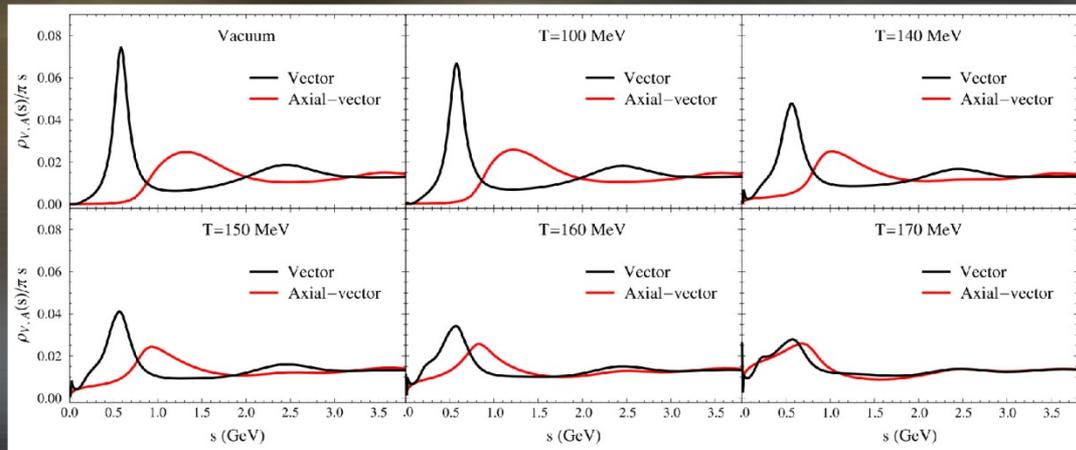
- Weinberg sum rule、QCD sum ruleからカイラル対称性の回復 (ρ と a_1 の縮退)が結論できる

- よって、Rapp et al.の計算にはカイラル対称性の回復が含まれていて、broadeningはカイラル対称性の回復である

PHENIXとSTARが引いている論文を読んできた

Broadening of ρ meson

- Link to chiral restoration?
 - Measurement of the a_1 meson is experimentally difficult
 - According to PLB 731(2014)103, the medium-modified ρ and a_1 meson degenerate with each other at high T.



PLB 731 (2014) 103 11

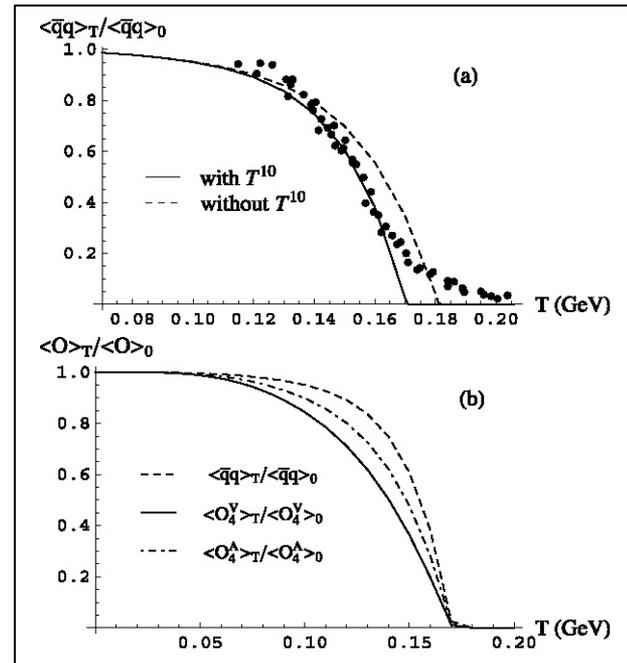
4-quark Condensates

- しかし、 $\langle (\bar{q}\gamma_\mu\gamma_5\lambda^a q)(\bar{q}\gamma^\mu\gamma_5\lambda^a q) \rangle, \langle (\bar{q}\gamma_\mu\lambda^a q)(\bar{q}\gamma^\mu\lambda^a q) \rangle \propto \langle \bar{q}q \rangle^2$
が有限温度・密度で使えるかどうかははっきりしない
- これが有限温度・密度のQCDSRの問題(90年代のQCDSRの計算はこれに立脚)
- Phys. Lett. Bの論文(現代！)でも、この仮説を使っている
- Phys. Lett.Bの論文では、 $\langle \bar{q}q \rangle^2$ は低密度近似+根拠のない補正によるinput (collisional broadeningの計算からmappingで得られるのではない！ 外(メタ)の理論が必要)

Inputとしてのquark condensate

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_T}{\langle \bar{q}q \rangle_0} = 1 - \frac{\varrho_s^\pi}{2m_\pi f_\pi^2} - \frac{\varrho_s^K}{4m_K f_K^2} - \frac{\varrho_s^\eta}{6m_\eta f_\eta^2} - \frac{\varrho_s^{\eta'}}{3m_{\eta'} f_{\eta'}^2} - \sum_B \frac{\sigma_B}{f_\pi^2 m_\pi^2} \varrho_s^B - \sum_M \frac{\sigma_M}{f_\pi^2 m_\pi^2} \varrho_s^M - \alpha T^{10}.$$

$$\frac{\langle \mathcal{O}_4^{V,A} \rangle_T}{\langle \mathcal{O}_4^{V,A} \rangle_0} = 1 - \frac{(12/7, 12/11)}{m_\pi f_\pi^2} \varrho_s^\pi - \frac{(9/14, 9/22)}{m_K f_K^2} \varrho_s^K - \sum_B \frac{2\sigma_B}{f_\pi^2 m_\pi^2} \varrho_s^B - \sum_M \frac{2\sigma_M}{f_\pi^2 m_\pi^2} \varrho_s^M + \beta_{V,A} T^{10}.$$



この場合、カイラル対称性は手で回復させている
従って、 ρ と α_1 が縮退するのはあたりまえ

STARのdileptonの人のコメント

- Rapp et al. の計算は多体計算である

あたりまえ:場の理論=多体理論

- その結果はシグマモデルのパラメーターにmapできる

意味不明だがもしかしたら、、、

- Weinberg sum rule、QCD sum ruleからカイラル対称性の回復 (ρ と a_1 の縮退)が結論できる

あたりまえ:これは手で入れている

- よって、Rapp et al.の計算にはカイラル対称性の回復が含まれていて、broadeningはカイラル対称性の回復である

QCDSRのLHSとRHSの比較

□ Fine Print in Phys. Lett. B

Finite-temperature effects in the spectral functions are implemented as follows. For the ρ meson, we employ the microscopic calculations using hadronic effective theory [38] at vanishing baryon chemical potential. This is the key input to our analysis, as these spectral functions are consistent with dilepton data in URHICs [6], and thus provide a direct link to experiment. The only amendment we allow is a reduction of the vector-dominance coupling strength (as routinely done in QCDSR analyses [22,24,39,40]). Optimal agreement with the QCDSR requires a reduction of up to 7% at $T = 170$ MeV.

つまり、有効模型で計算しただけでは、
和則は満たさないということ

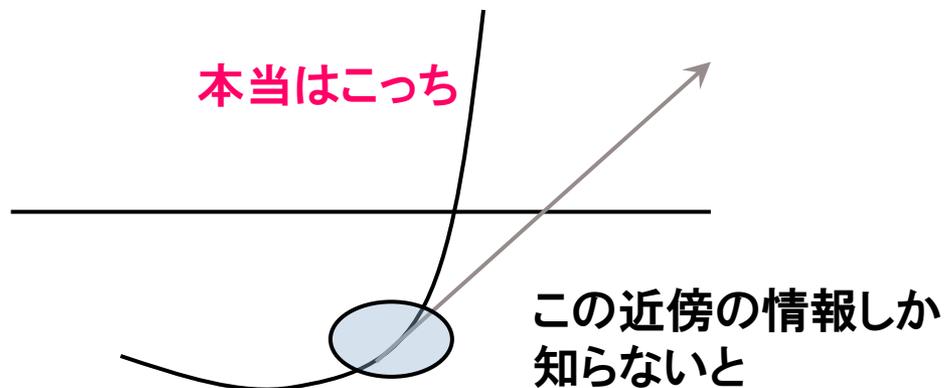
合わせるために、スペクトル関数の高さを
調節している

合わないことは昔から知られている

Ko and MA, NPA 1993 (有限密度)

たとえ話：有効模型とは

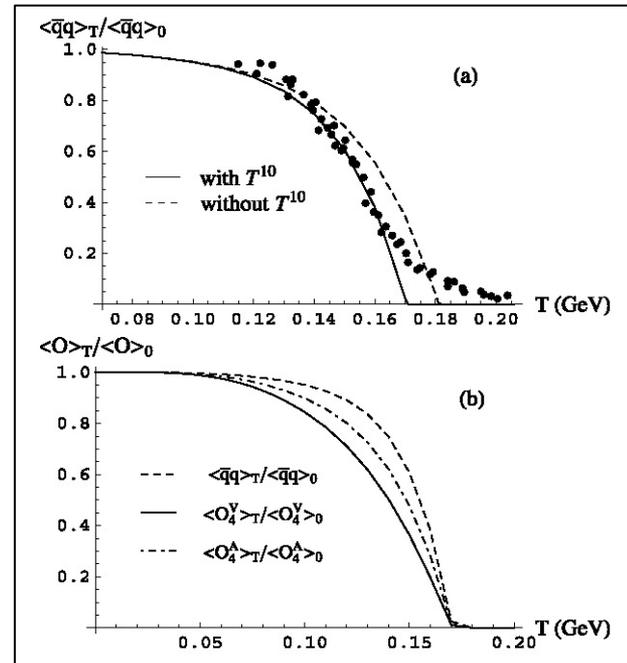
- Phys. Lett. Bで使っている有効模型は、カイラル対称性をもたない
- カイラル対称性が破れて、閉じ込めがある真空近傍では使えるが、この模型はカイラル対称性をもたないので、高温で「カイラル対称性が回復した相」という行先を知らない



Inputとしてのquark condensate

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_T}{\langle \bar{q}q \rangle_0} = 1 - \frac{e_s^\pi}{2m_\pi f_\pi^2} - \frac{e_s^K}{4m_K f_K^2} - \frac{e_s^\eta}{6m_\eta f_\eta^2} - \frac{e_s^{\eta'}}{3m_{\eta'} f_{\eta'}^2} - \sum_B \frac{\sigma_B}{f_\pi^2 m_\pi^2} e_s^B - \sum_M \frac{\sigma_M}{f_\pi^2 m_\pi^2} e_s^M - \alpha T^{10}.$$

$$\frac{\langle O_4^{V,A} \rangle_T}{\langle O_4^{V,A} \rangle_0} = 1 - \frac{(12/7, 12/11)}{m_\pi f_\pi^2} e_s^\pi - \frac{(9/14, 9/22)}{m_K f_K^2} e_s^K - \sum_B \frac{2\sigma_B}{f_\pi^2 m_\pi^2} e_s^B - \sum_M \frac{2\sigma_M}{f_\pi^2 m_\pi^2} e_s^M + \beta_{V,A} T^{10}.$$



この低密度展開では、 $\langle \bar{q}q \rangle = 0$ で計算をストップさせる理由はない

STARのdileptonの人のコメント

- Rapp et al. の計算は多体計算である

あたりまえ:場の理論=多体理論

- その結果はシグマモデルのパラメーターにmapできる

意味不明だがもしかしたら、、、

- Weinberg sum rule、QCD sum ruleからカイラル対称性の回復 (ρ と a_1 の縮退)が結論できる

あたりまえ:これは手で入れている

- よって、Rapp et al.の計算にはカイラル対称性の回復が含まれていて、broadeningはカイラル対称性の回復である

ある程度はyes、だが高温で使える保障はない Broadeningは相互作用がある限りいつでも存在

Dilepton 生成の計算法

- T, μ におけるdileptonの生成率
(単位時間、単位体積)を積分して求める

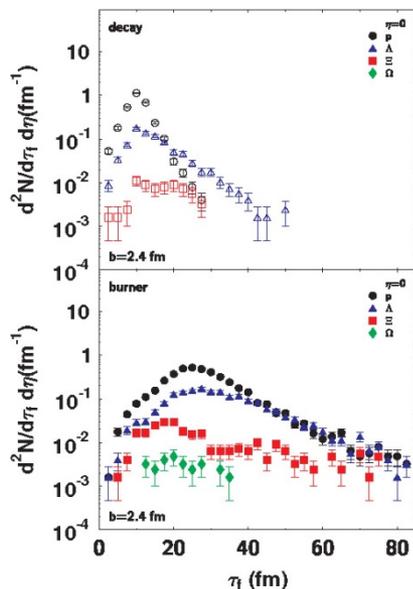
$$\frac{d^4 R_{l+l^-}}{d^4 p} = \frac{\alpha^2}{3\pi^2 p^2} \frac{(2\rho_T + \rho_L)(\omega, \vec{p})}{\exp(\omega/T) - 1}$$

- このためには、4次元空間での T, μ 分布が必要
- 流体描像で、thermal freezeoutの温度で計算を
バツサリやめてしまうと、誤りとなる場合も

実際のFreezeout

- Freezeoutは徐々に起きる

最終interactionの
proper time分布



← without after-burner

← with after-burner

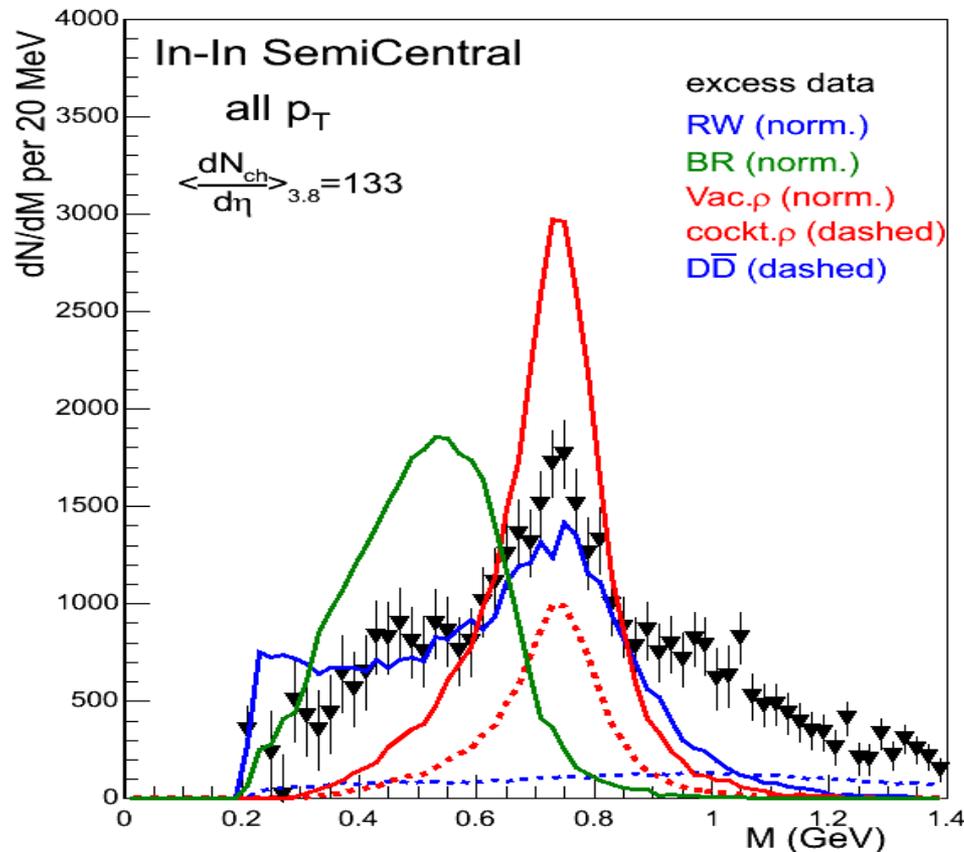
現実はこちら

FIG. 22. (Color online) Freeze-out time distribution of baryons for hydro+decay (open symbols, above) and hydro+UrQMD (solid symbols, below) at midrapidity.

providing us with an estimate on the lifetime of the hadronic phase around 10–20 fm/c. Note that this estimate is subject to the same systematic uncertainties discussed previously in the context of the overall lifetime of the system.

Dilepton productionのtrickyな例

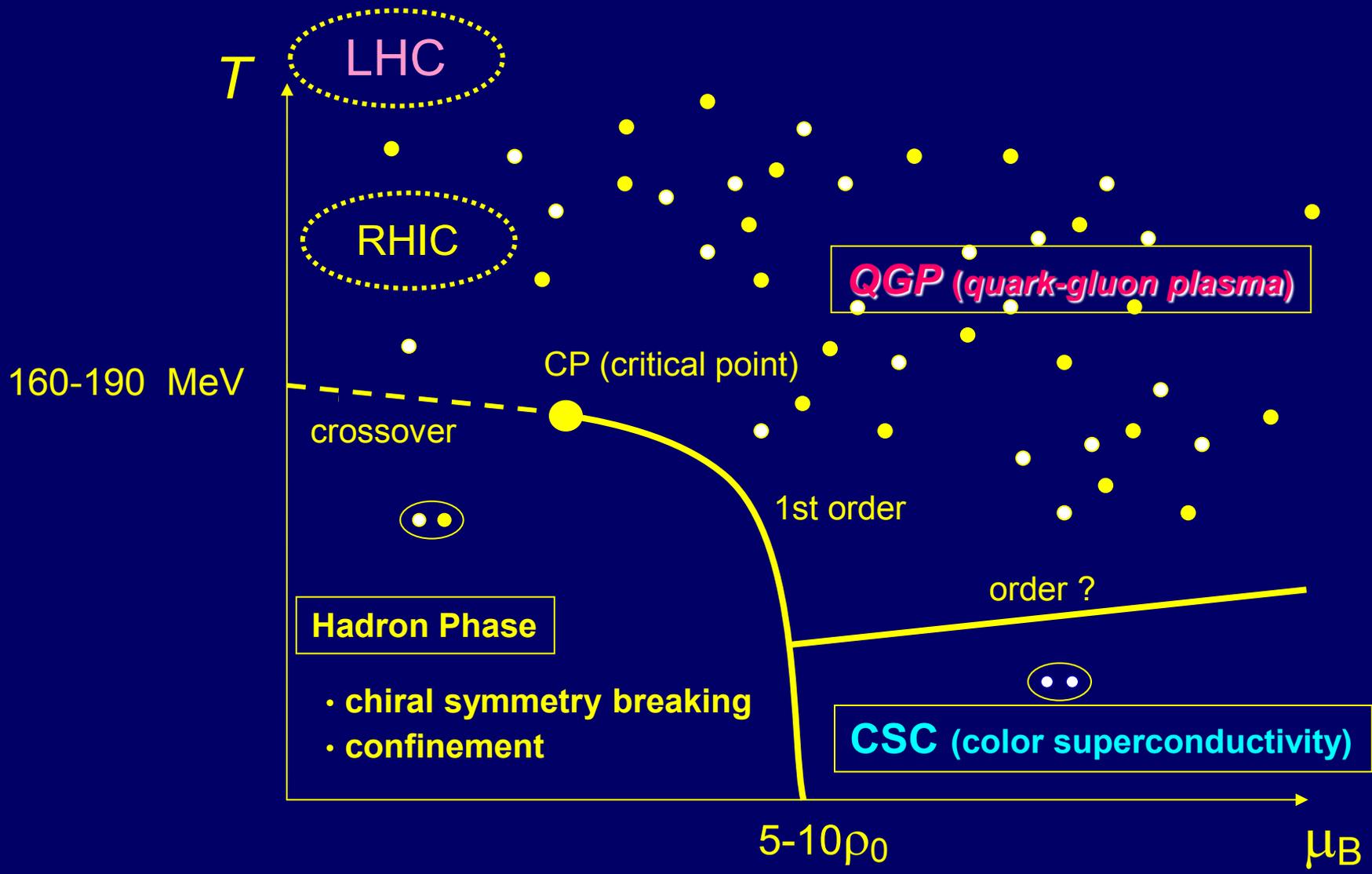
□ バッサリある温度で切ってしまった例



Fractuation の解釈にご用心

- よくある考え

QCD Phase Diagram



Fractuation の解釈にご用心

- よくある考え

However,

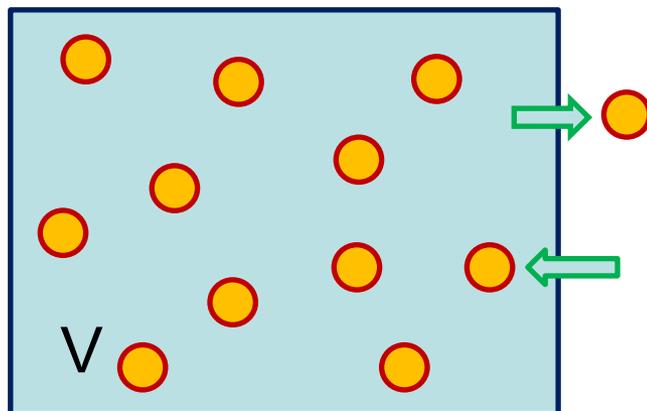
- Heavy Ion Physics 101

Hadronic observableは終状態相互作用を受ける

- Critical Pointで相関長や揺らぎが大きくなっても
ハドロン相でまた元に戻る

そもそもConserved Charge Fluc.とは

- Conserved charge fluctuation が導入された理由は
局所保存量だからでした (MA, Heinz, Müller, Jeon, Koch, PRL 2000)
- 媒質中での揺らぎは拡散を通してしか変化できない
➡ 終状態の揺らぎの値はrapidity幅に依存します

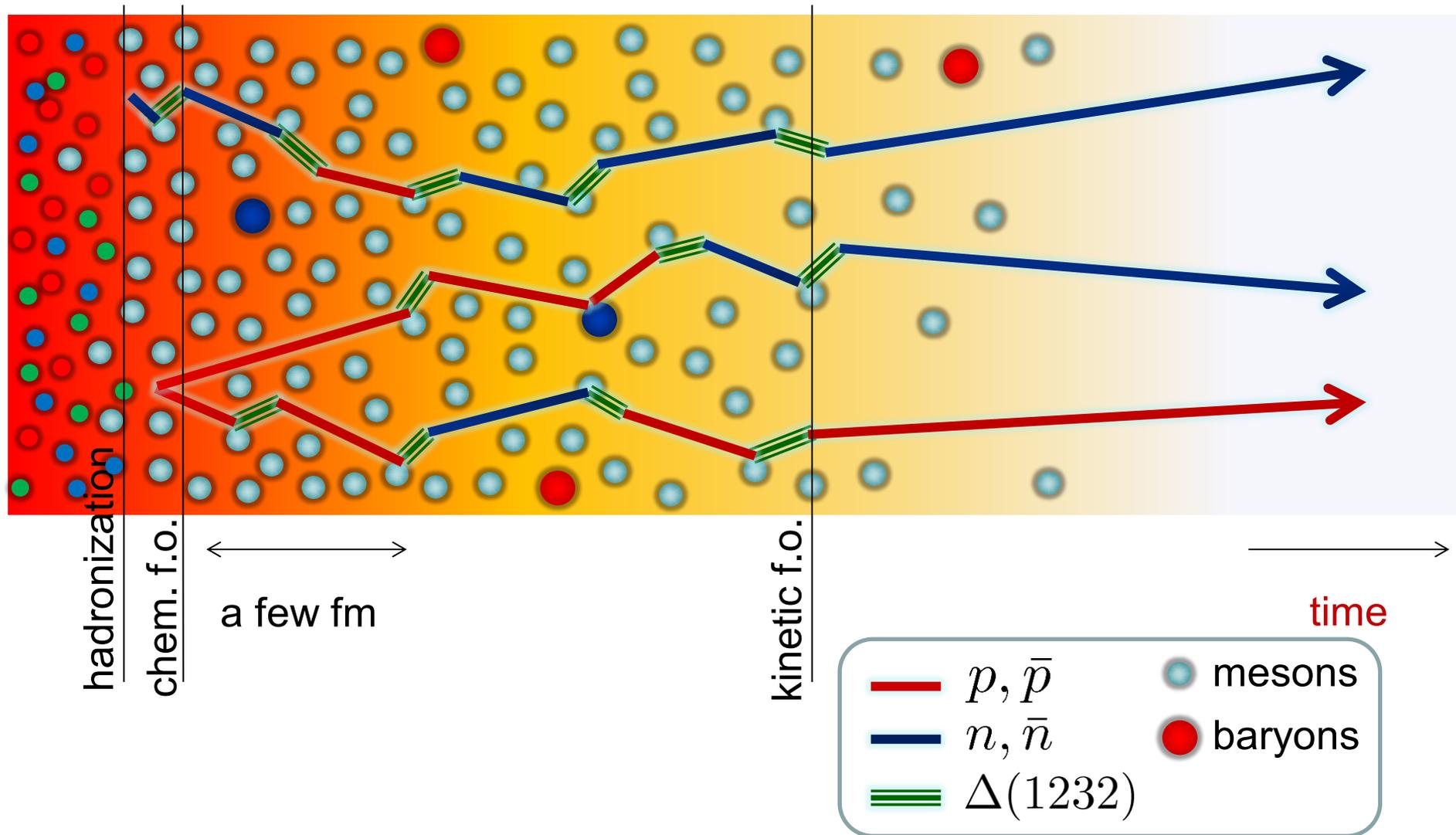


← Balance Function

Chemical Freezeout後の揺らぎ

- 揺らぎはchemical freezeoutの後も変化します
拡散や $\pi N \rightarrow \Delta \rightarrow \pi N$ 反応はchemical freezeout後も
継続するからです
- 粒子数の比は変化しませんが、揺らぎは変化します

Net Proton Number Fluctuation



拡散による揺らぎの変化

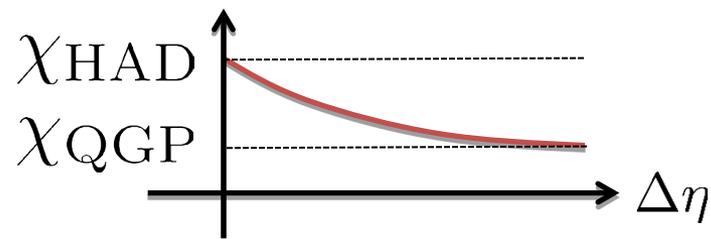
Hadronization



Freezeout

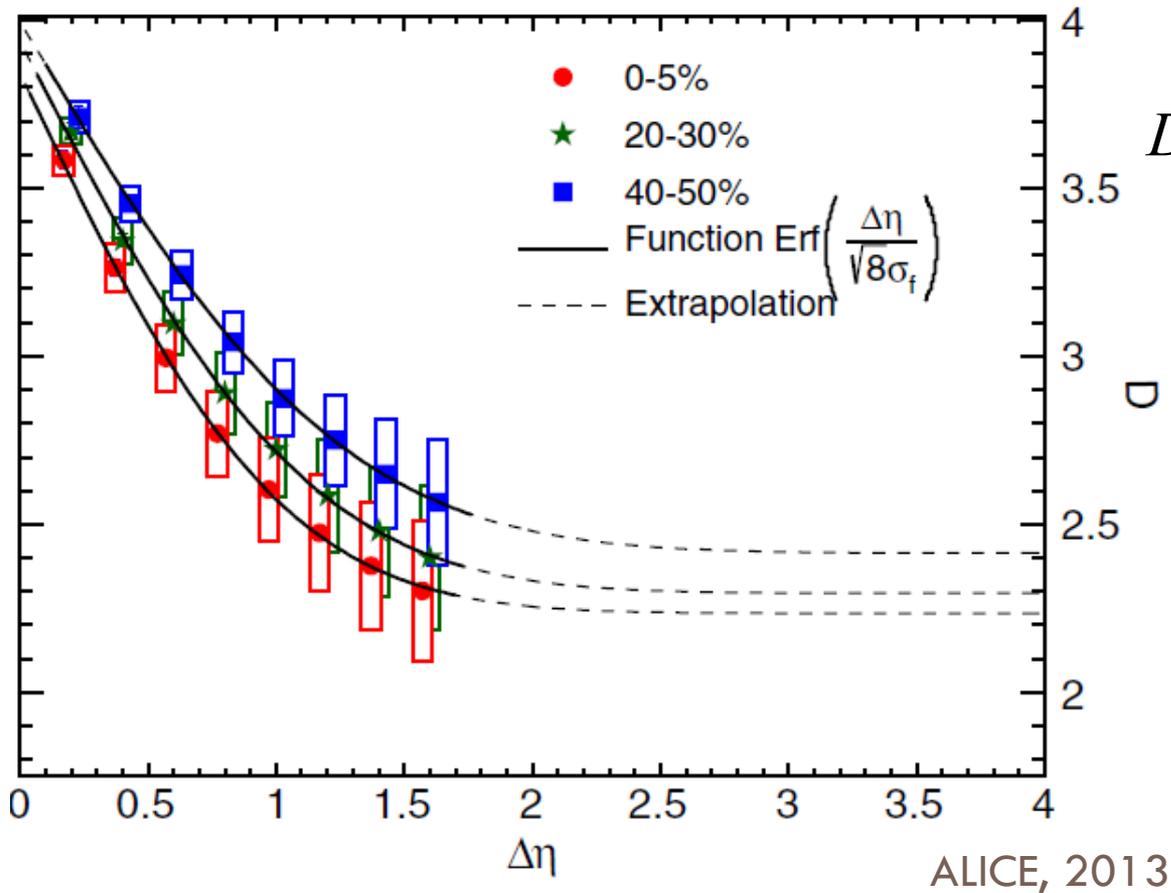


$\Delta\eta$

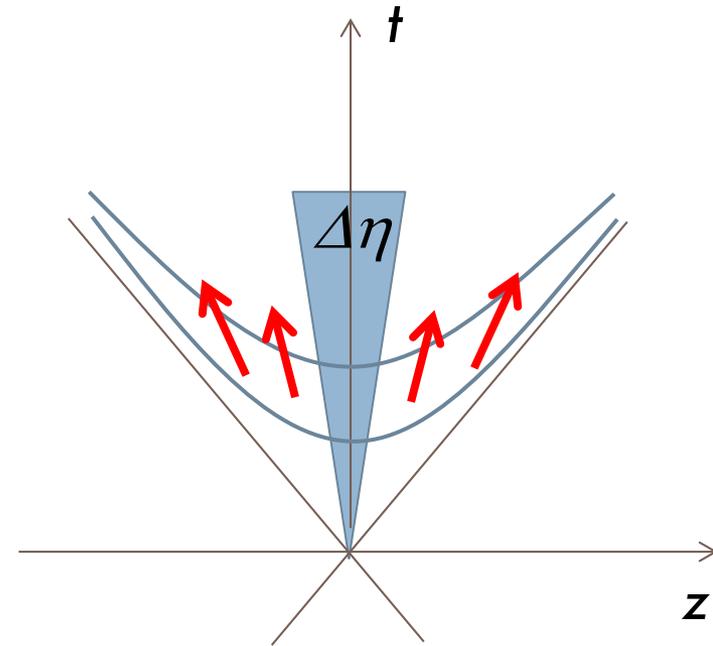


ALICEのデータはこの描像(+blurring)で理解できる

ALICEのデータ



$$D = 4 \frac{\langle \delta N_Q^2 \rangle}{N_{\text{ch}}}$$



• *Freeze-out parameters: lattice meets experiment*

In this argument, no rapidity window size dependence is taken into account

Thermal Blurring

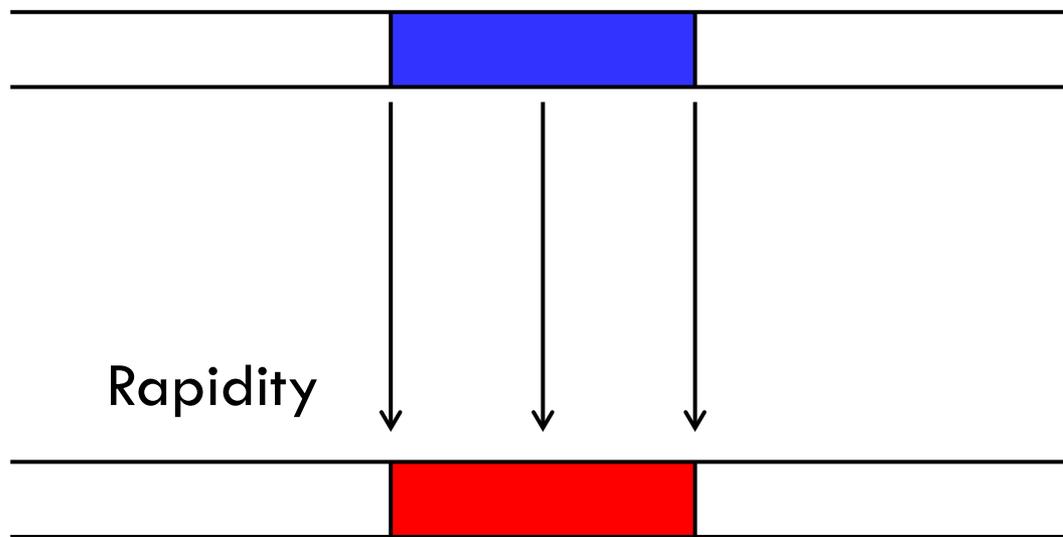
- 有限のrapidity幅を取って揺らぎを観測する場合
そのrapidityと座標空間のrapidityとは一対一には
対応しない



理論(Latticeなど)で計算しているの
は、熱浴中のある体積内の揺らぎ

通常のBjorken描像は修正が必要

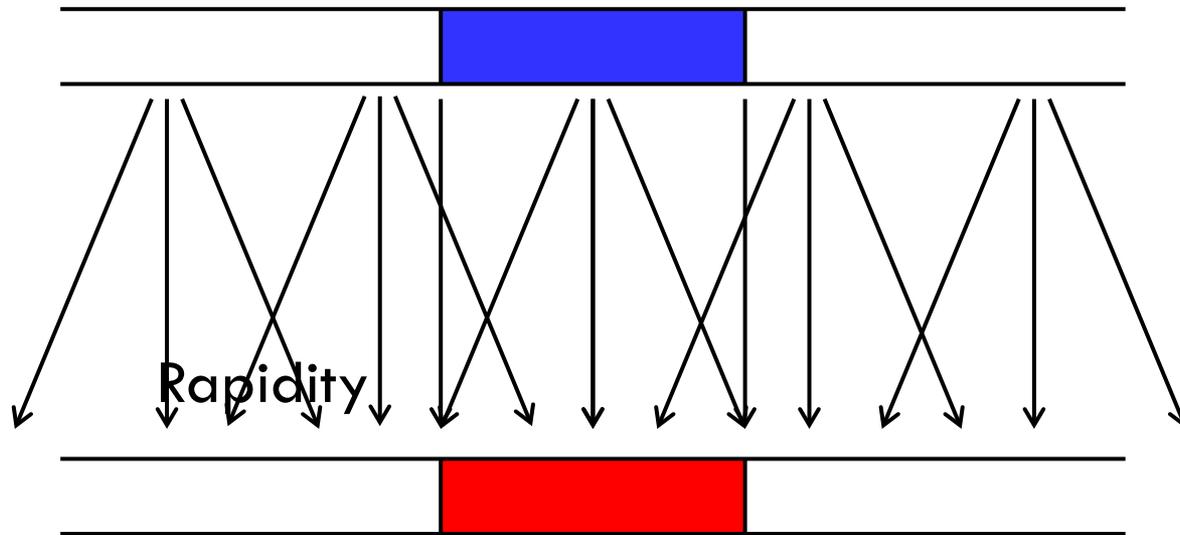
Space-time Rapidity



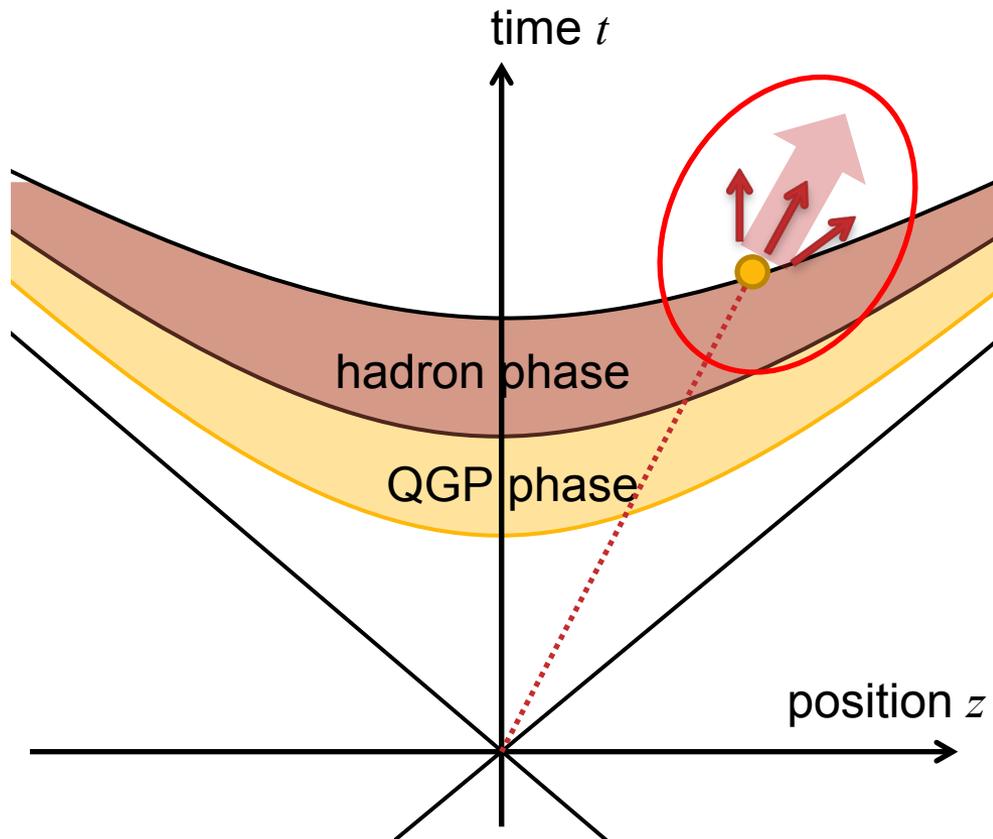
Implicitにみんなこう考えている

Thermal Motion は無視できない

Space-time Rapidity



Blurringの概念図



Rapidityと座標空間でのrapidityの関係が単純ではない
J-PARCやBESではより深刻

➡ 広いrapidity coverageが望まれる

Critical Point Searchはどうしたらいい？

- 単純に2次、3次、4次のcumulantを測定する
(BESが行っていること)だけではだめ
- もっと巧妙な方法が必要
 - ➡ Bjorken的なgeometryの場合
Sakaida et al., 秋の学会講演