

# フェムトスコピーで明かされる 高エネルギー原子核衝突事象の描像

広島大学 HIPセミナー

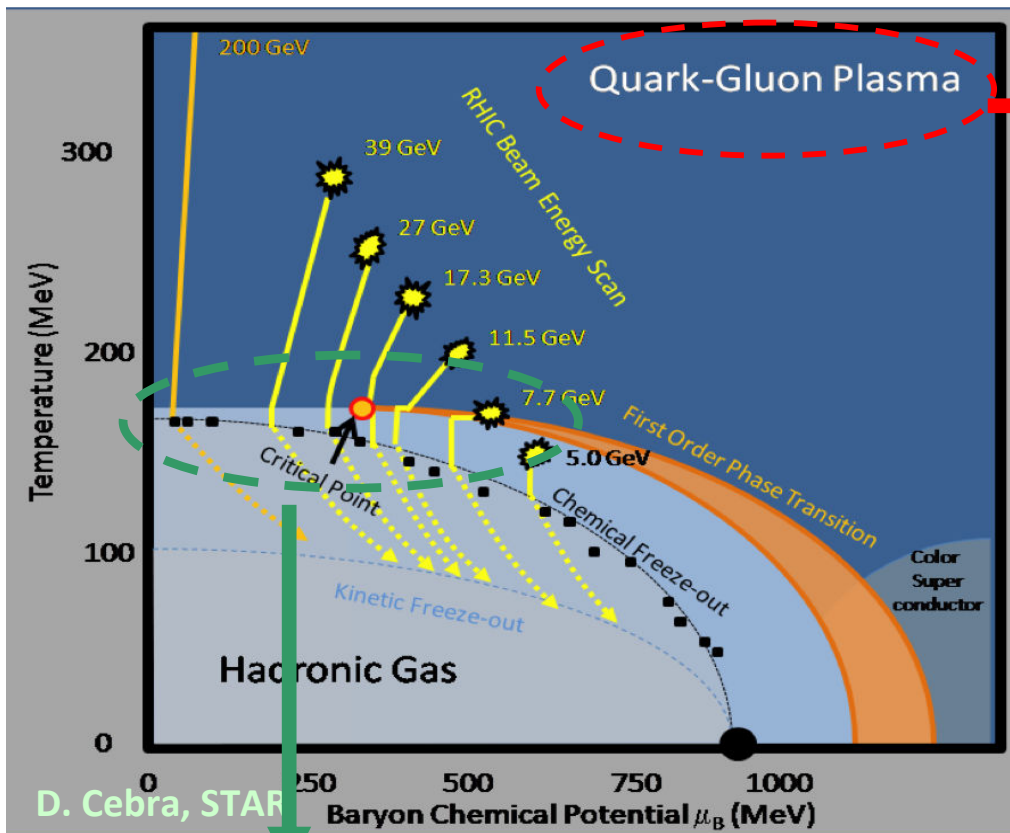
2010年3月19日

オークリッジ国立研究所

榎園 昭智



- 物理的動機
- HBT、フェムトスコーピーとは？
- HBT半径の衝突中心度、衝突エネルギー依存性
- 運動量依存性、及び識別粒子依存性から分かる衝突系のダイナミクス
- イメージング解析による詳細な粒子放出関数の測定
- まとめと今後の展望



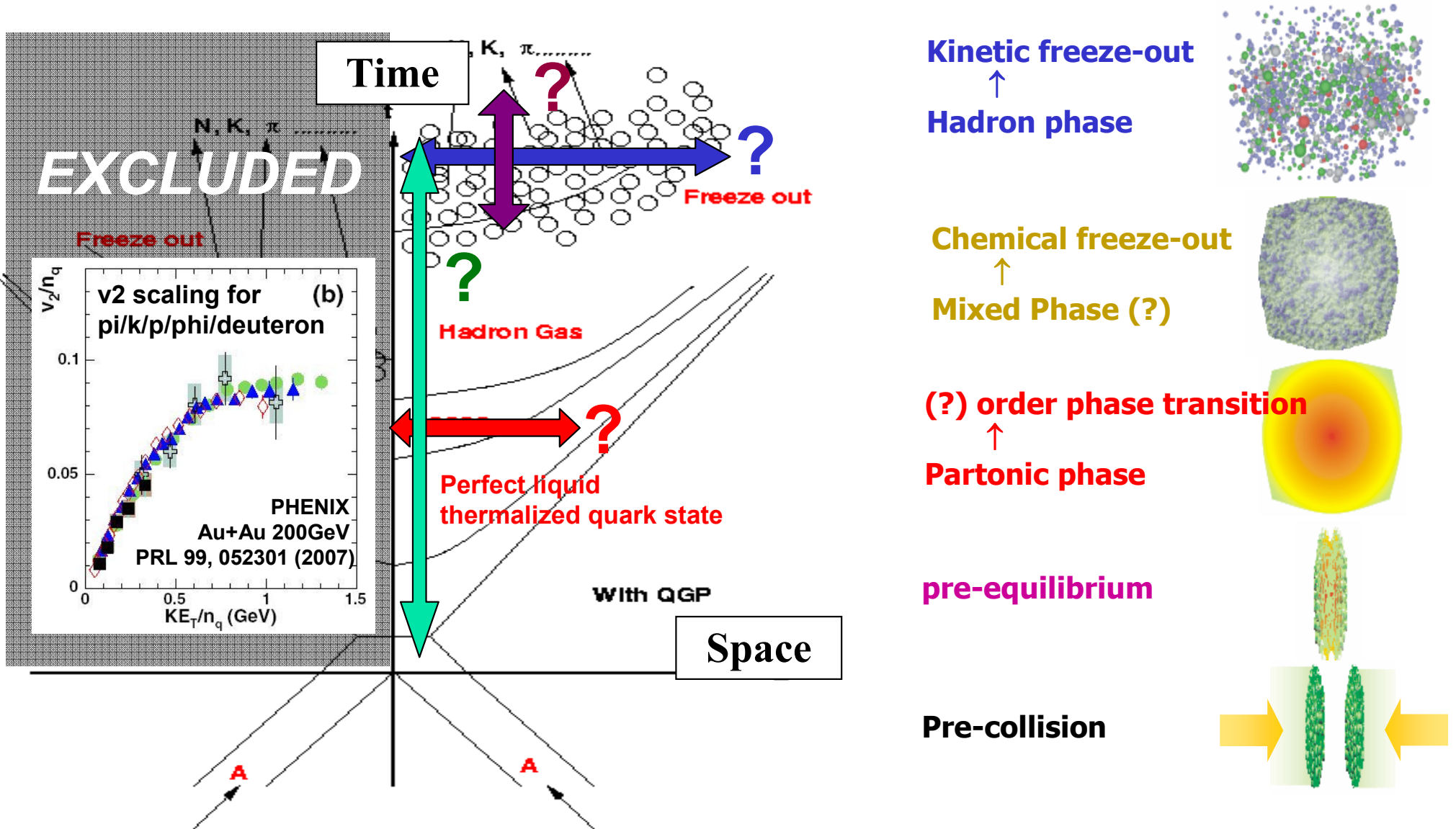
2000年より開始されたRHICにおける実験は現在までに核子当り200 GeVでの金・金衝突でのQGPの存在、及びその性質を測定する様々な観測結果が得られている:

- ジェット抑制分布
- 直接光子、レプトンのスペクトラム
- High- $p_T$ 粒子分布の  $R_{AA}$  (Au+Au/p+p比)
- 非対称衝突での発生粒子の楕円型フロー

またこれらの結果を記述する理論的枠組みの確立への努力がなされ、流体QCDモデルによるとQGPは完全流体( $\eta/s \ll 1$ )であると見積もられている。

相対論的重イオン衝突で生成された高温高密度物質がどのようにQGP平衡状態に達し、QGP・ハドロン相転移を経てハドロン運動量凍結するか？その特質はRHICとAGS, SPS衝突エネルギー領域でちがうのか？

# 4 HBT測定の物理的動機



HBT測定を様々な衝突エネルギー、衝突中心度、観測粒子でおこなうことにより衝突系の時空発展を記述する物理パラメータが決定、又は推測される。

# 5 HBTとは？

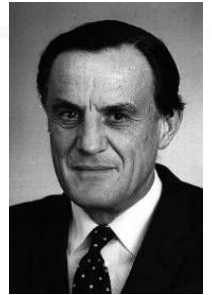
## 同一粒子の量子統計干渉効果より発生源サイズの測定

- **Robert Hanbury Brown & Richard Q. Twiss**

- 2光子相関から星の角直径を測定 (1950s)

- **Goldhaber, Goldhaber, Lee, Pais**

- 核子衝突における粒子発生源の大きさを測定 (1960s)
  - ボゾン波動関数の対称性 (フェルミオンの反対称性)



R. Hanbury Brown  
(1914-2002)

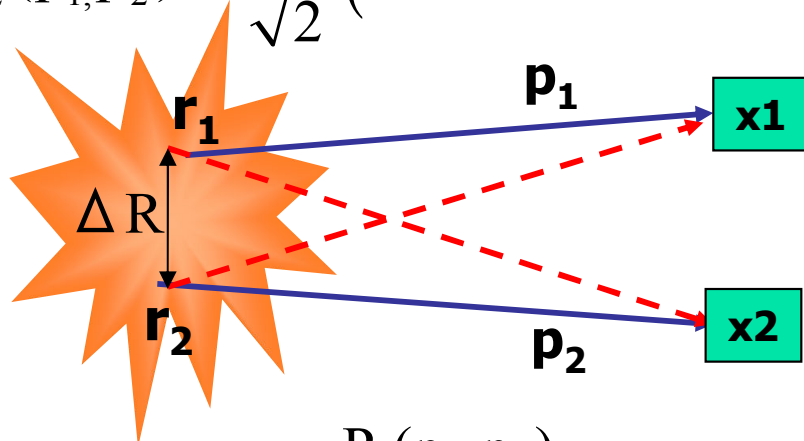


G. Goldhaber  
(1924-)



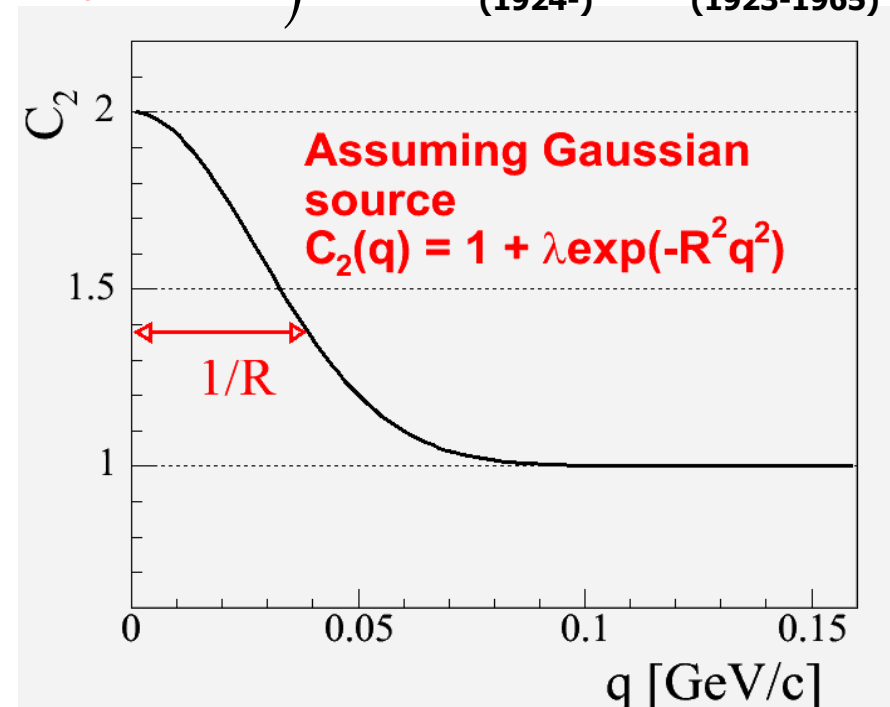
S. Goldhaber  
(1923-1965)

$$\psi_2(p_1, p_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( e^{ip_1(x_1-r_1)} e^{ip_2(x_2-r_2)} \pm e^{ip_1(x_1-r_2)} e^{ip_2(x_2-r_1)} \right)$$



$$C_2(p_1, p_2) \equiv \frac{P_2(p_1, p_2)}{P(p_1)P(p_2)} \approx 1 \pm |\rho(q)|^2$$

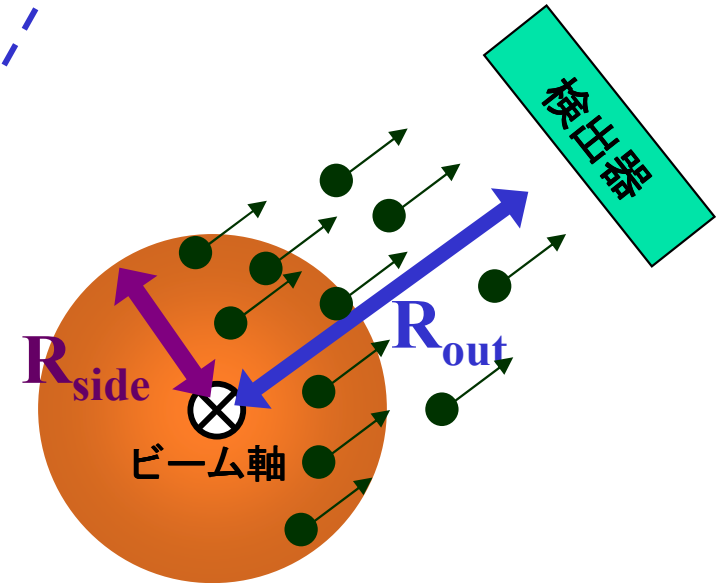
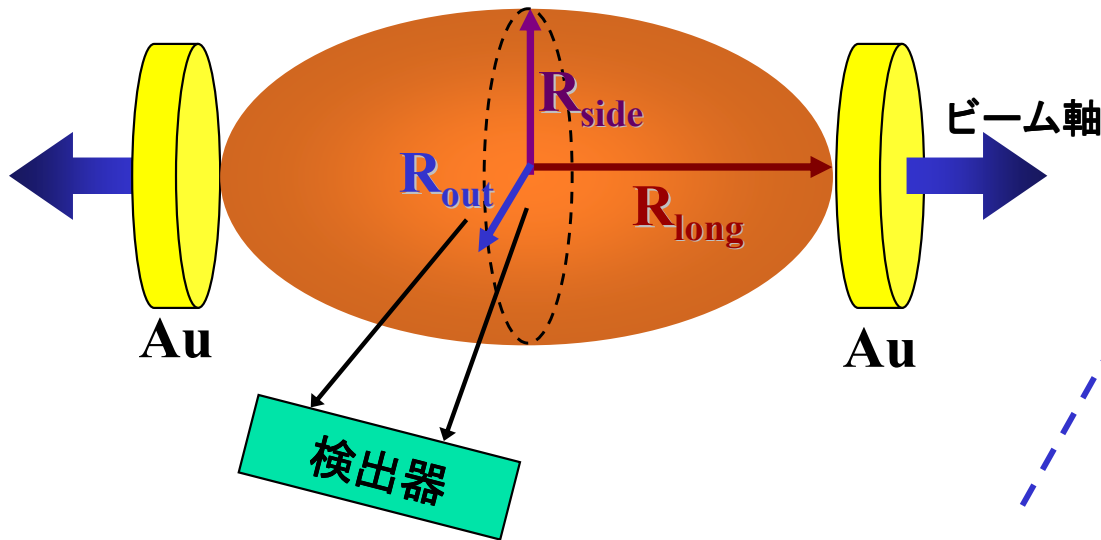
where  $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$



## 6 何故、HBT → Femtoscopy

- (慣例として) HBT解析とは同一二粒子の量子統計相関量による時間・空間測定を指す。
  - “HBT”という単語も何の解析なのか外から分かり難い
- FemtoscopyとはFemto単位での時間・空間の観測の解析全般を指す。
  - 同一二粒子相関(今日の本題)
  - 異種二粒子相関
  - 同一三粒子相関

# 3-D HBT “side-out-long”座標



$$C_2^{\text{raw}} * F_C = 1 + \lambda G$$

$$G = \exp\left(-R_{\text{side}}^2 q_{\text{side}}^2 - R_{\text{out}}^2 q_{\text{out}}^2 - R_{\text{long}}^2 q_{\text{long}}^2\right)$$

$F_C$  : クーロン効果補正項  
(逐次補正)

もし粒子放出時間が有限であれば

$$\frac{R_{\text{out}}}{R_{\text{side}}} > 1$$

$R_{\text{long}}$  = 横方向 (ビーム軸) HBT半径

$R_{\text{side}}$  = 縦方向 HBT半径

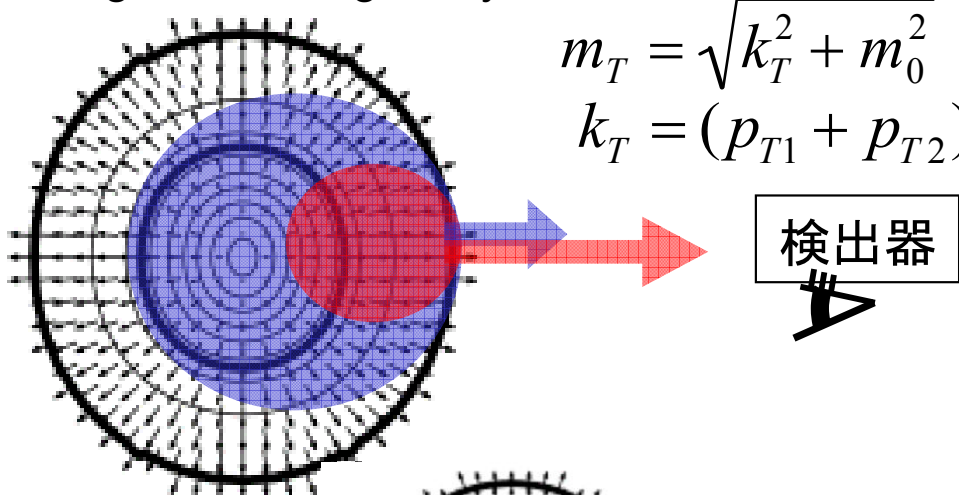
$R_{\text{out}}$  = 縦方向 HBT半径 + 粒子放出時間

$\lambda$  = (非コヒーレンス) - (共鳴粒子) - (バックグラウンド)



# 系のダイナミクスとHBT半径

“Length of homogeneity”



$$m_T = \sqrt{k_T^2 + m_0^2}$$

$$k_T = (p_{T1} + p_{T2})/2$$

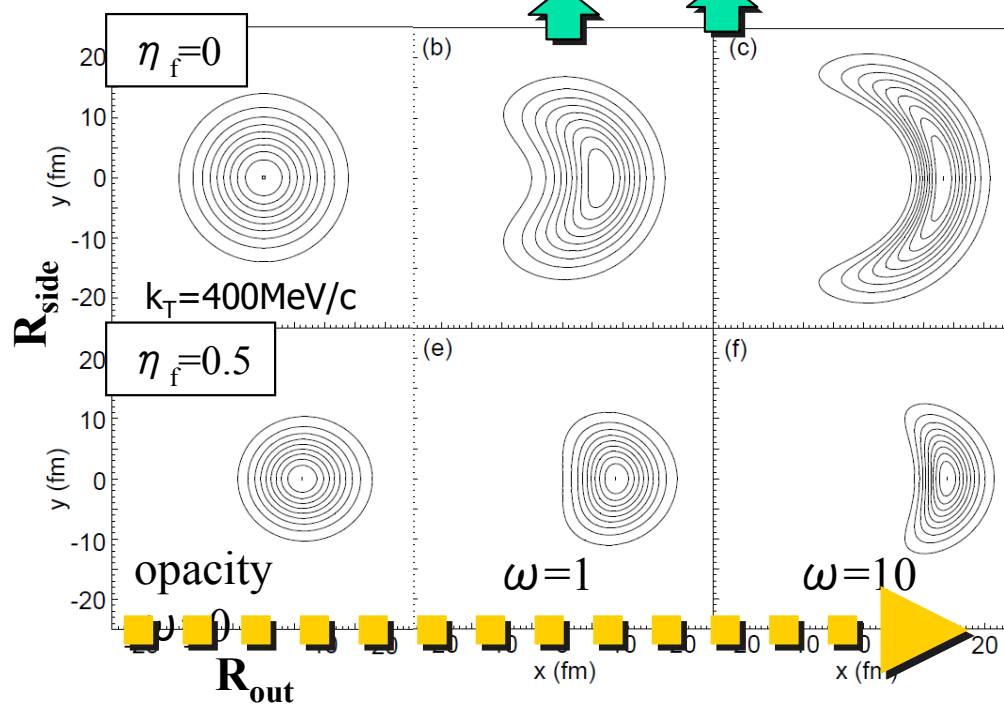
検出器

HBT半径の系統的な衝突中心度(もしくは衝突系の大きさ)依存性はHBT解析の信頼度の検証となる

静的な系: HBT半径=ソース半径  
膨張する系: HBT半径<ソース半径

集団膨張するソースの場合、観測する粒子の縦運動量領域 ( $m_T$ )が増大すると測定されるHBT半径は小さくなる

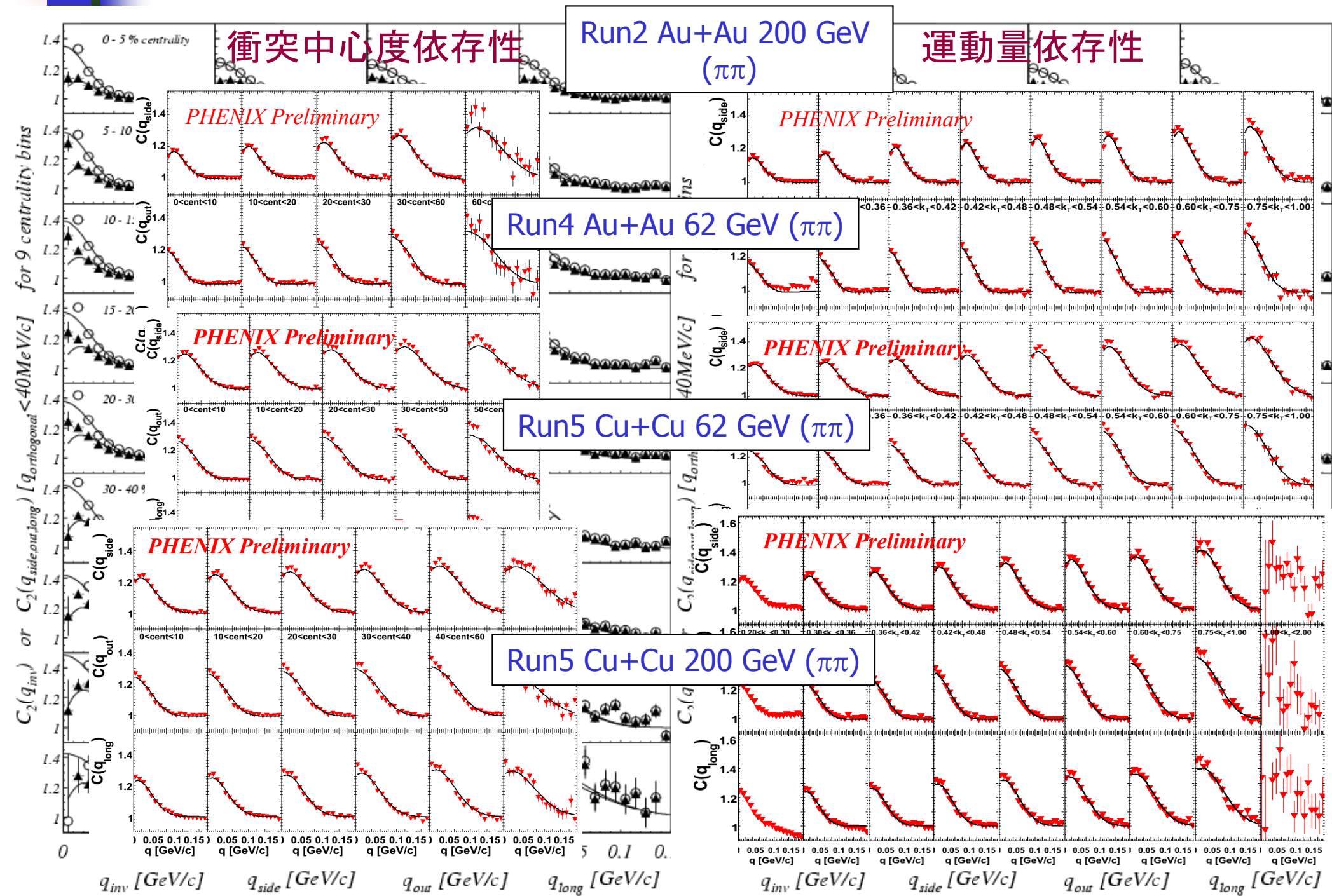
$$R_s^2 = \frac{R^2}{1 + (m_{\perp}/T)v^2}$$



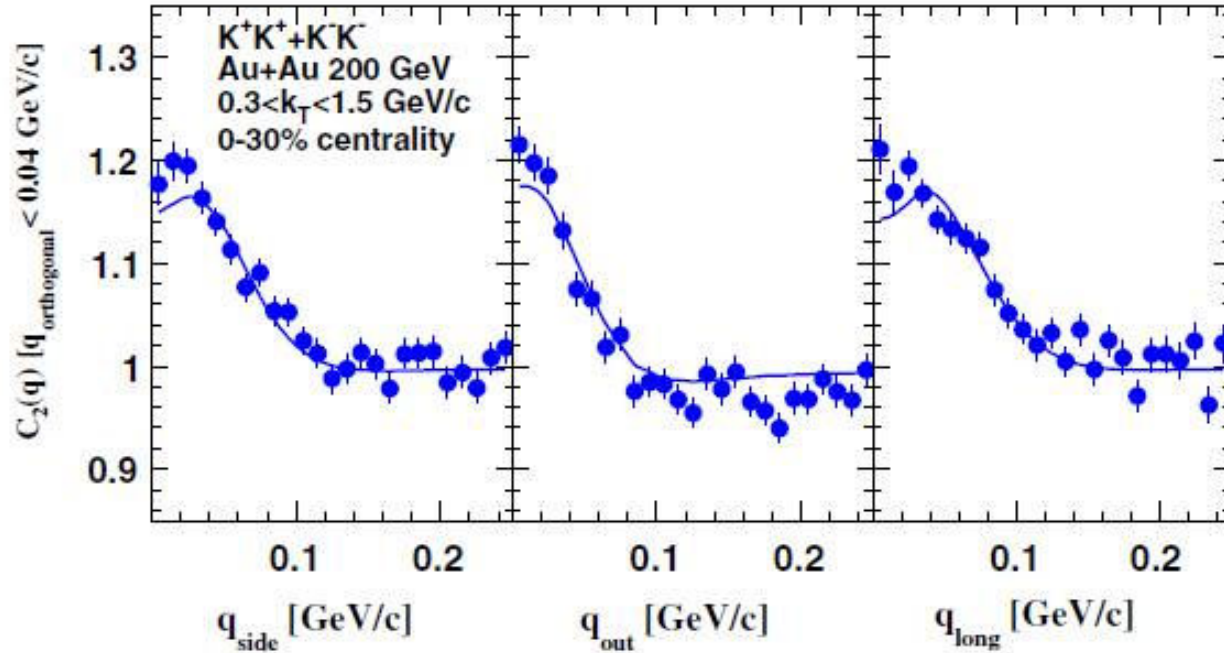
縦方向半径(特に $R_{out}$ )はソースの不透明度によっても変化する



# HBT干涉関数

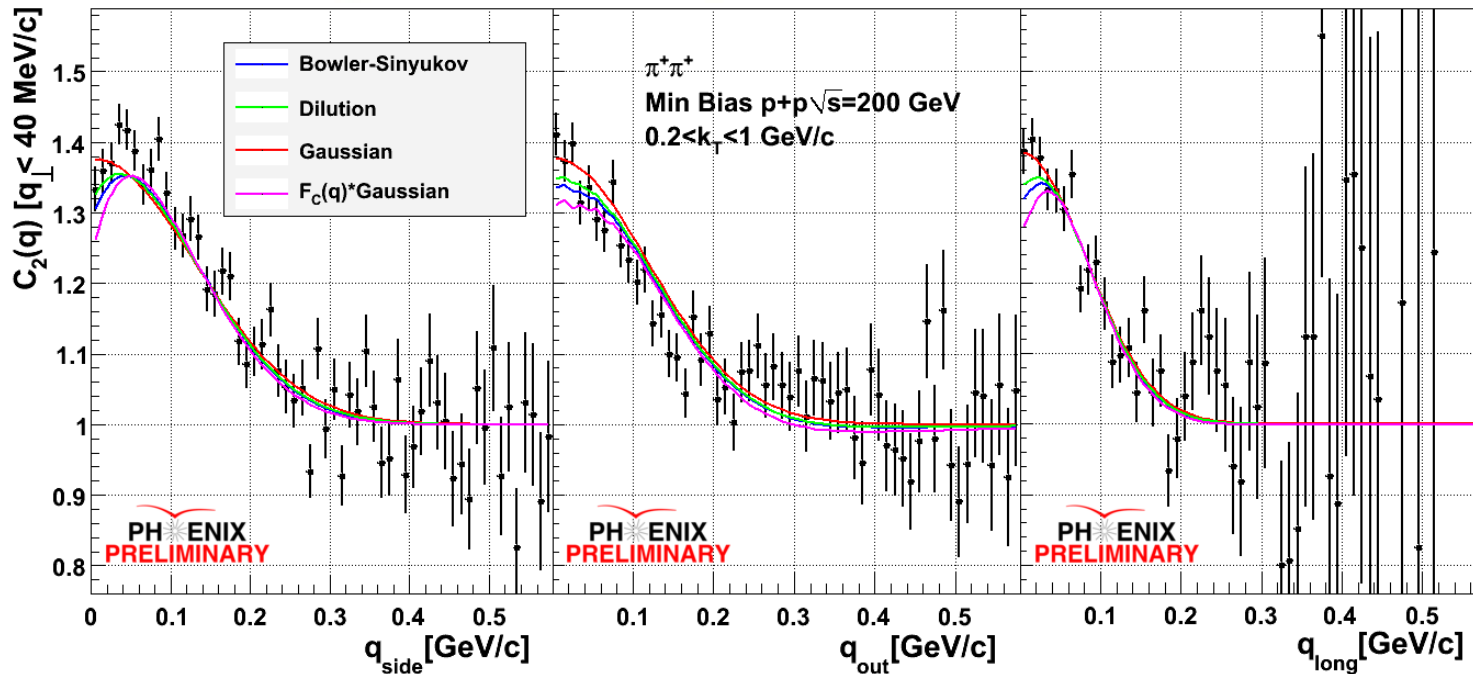


# 10 HBT干渉関数(最近のPHENIX結果)



PHENIX  
PRL 103, 142301 (2009)

K-K干渉関数  
Au+Au at 200GeV

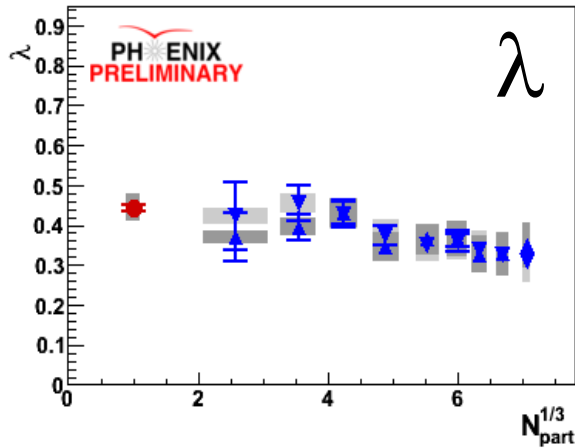


A. Glenn  
QM2009

pi-pi干渉関数  
p+p at 200GeV

HBT半径の衝突中心度、  
及びエネルギー依存性から  
分かる衝突系のダイナミクス

# 12 HBT半径の衝突中心度( $N_{part}$ )依存性



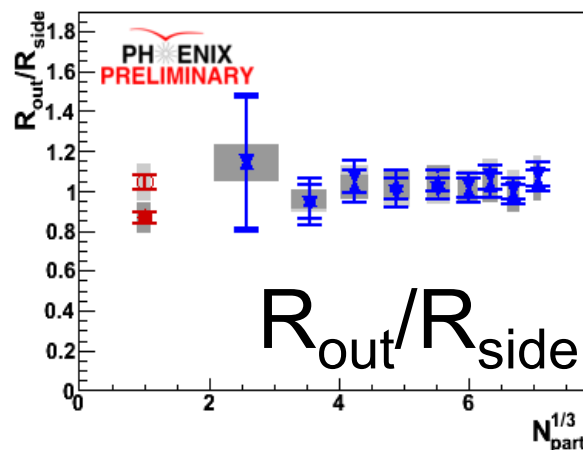
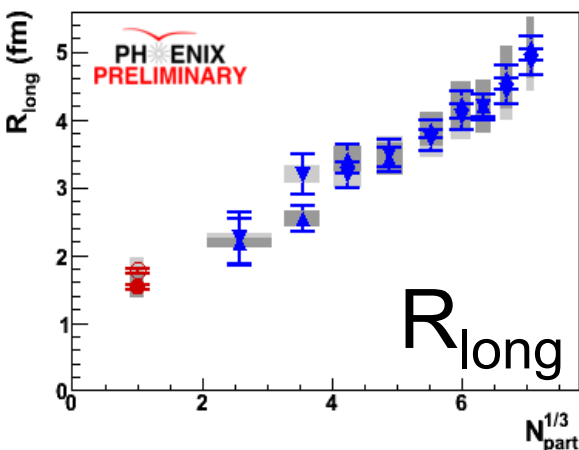
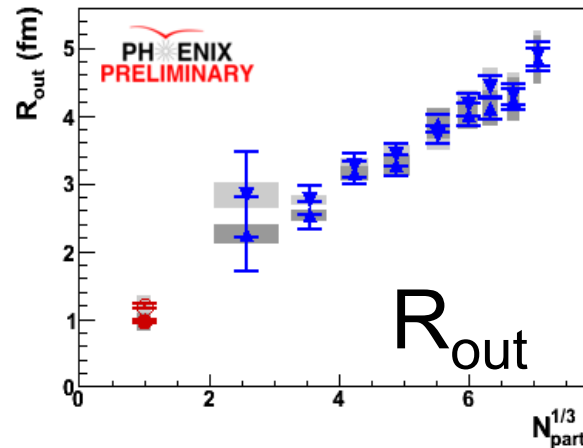
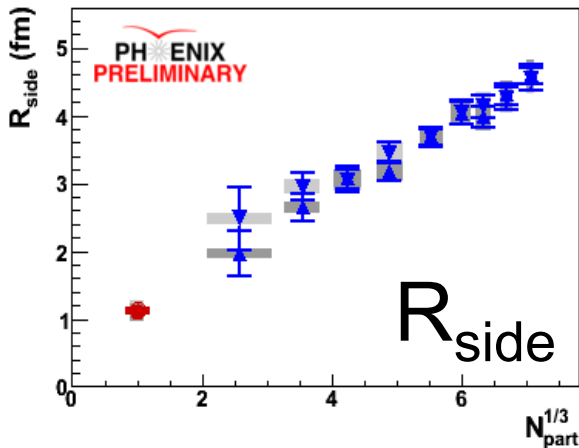
A. Glenn QM2009

- HBT半径は衝突関与核子数の1/3乗( $N_{part}^{1/3}$ )に線形比例で増加する。

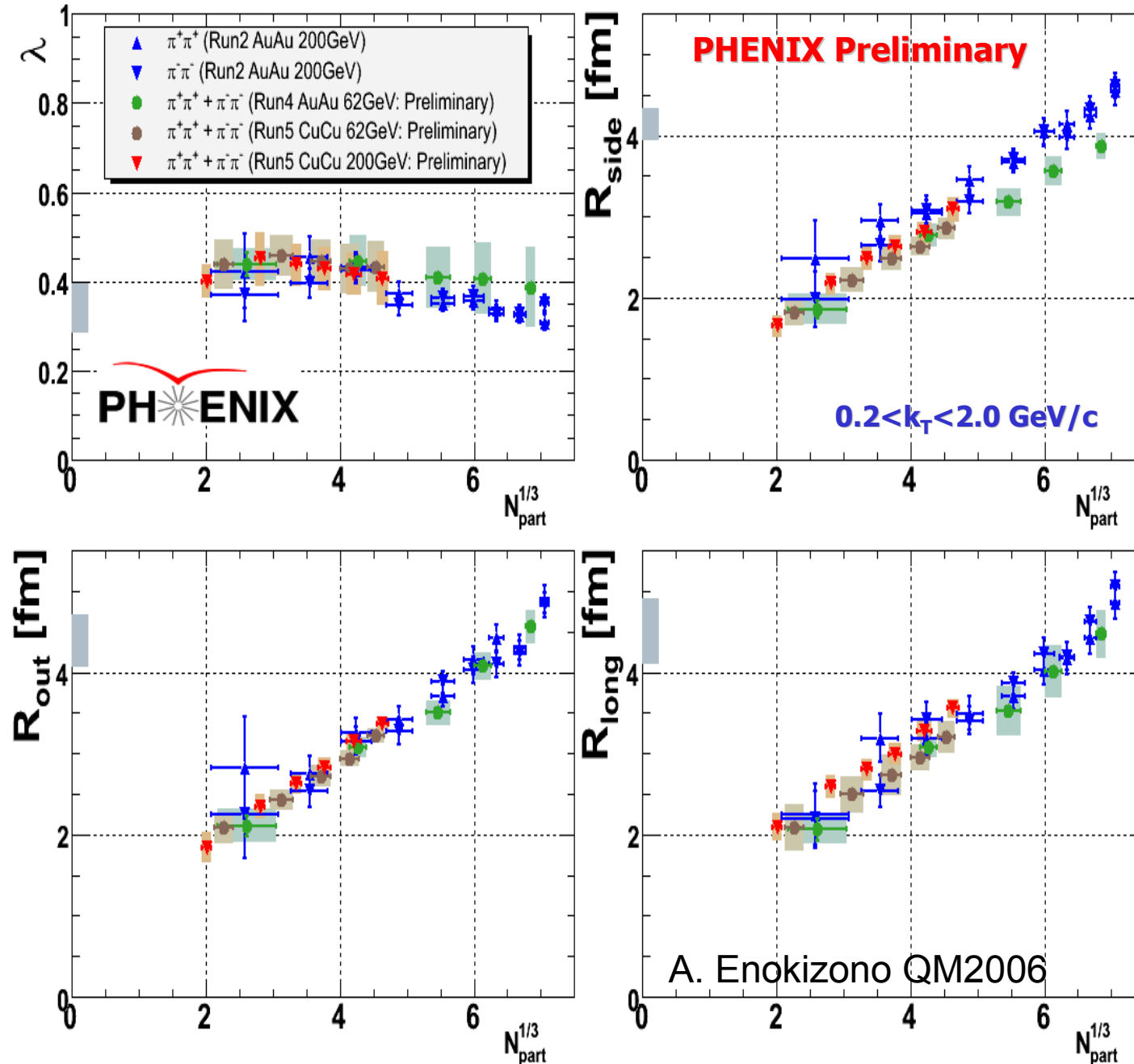
- その線形性はp+p衝突事象( $N_{part} = 2$ )に至るまで成り立っている。

- $R_{side} \sim R_{out} \sim R_{long}$  (球対称的な粒子凍結?)

- $R_{out}/R_{side}$  は衝突中心度に関わらず、 $\sim 1$ 。



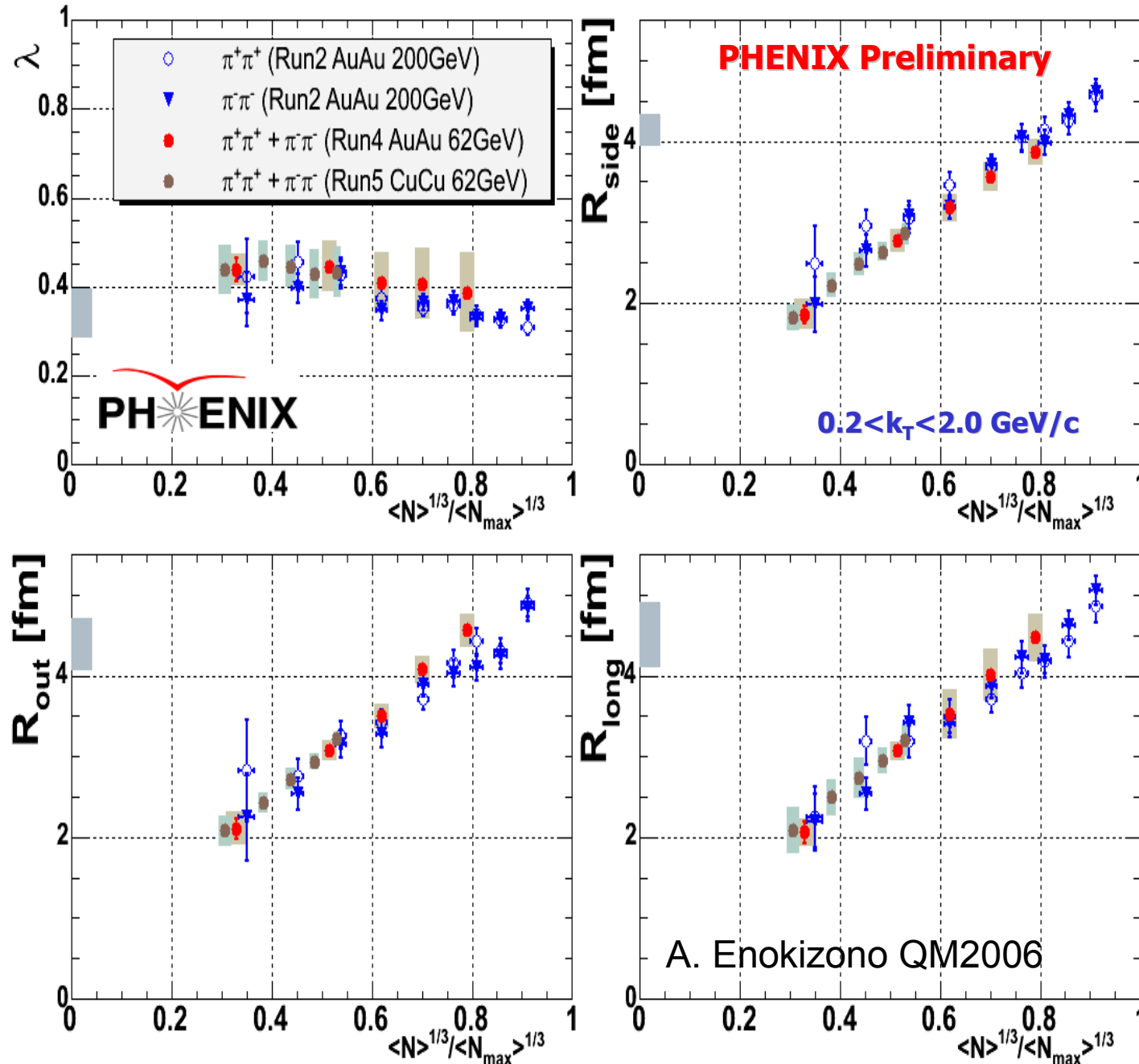
# 13 HBT半径の衝突中心度( $N_{part}$ )依存性



- 衝突核種 (Au+Au又はCu+Cu)によるHBT半径の違いは無い。

- $R_{side}$ と $R_{long}$ は衝突エネルギー62GeVと200GeV間で系統的な差がある。(200GeVのHBT半径がやや大きい。)

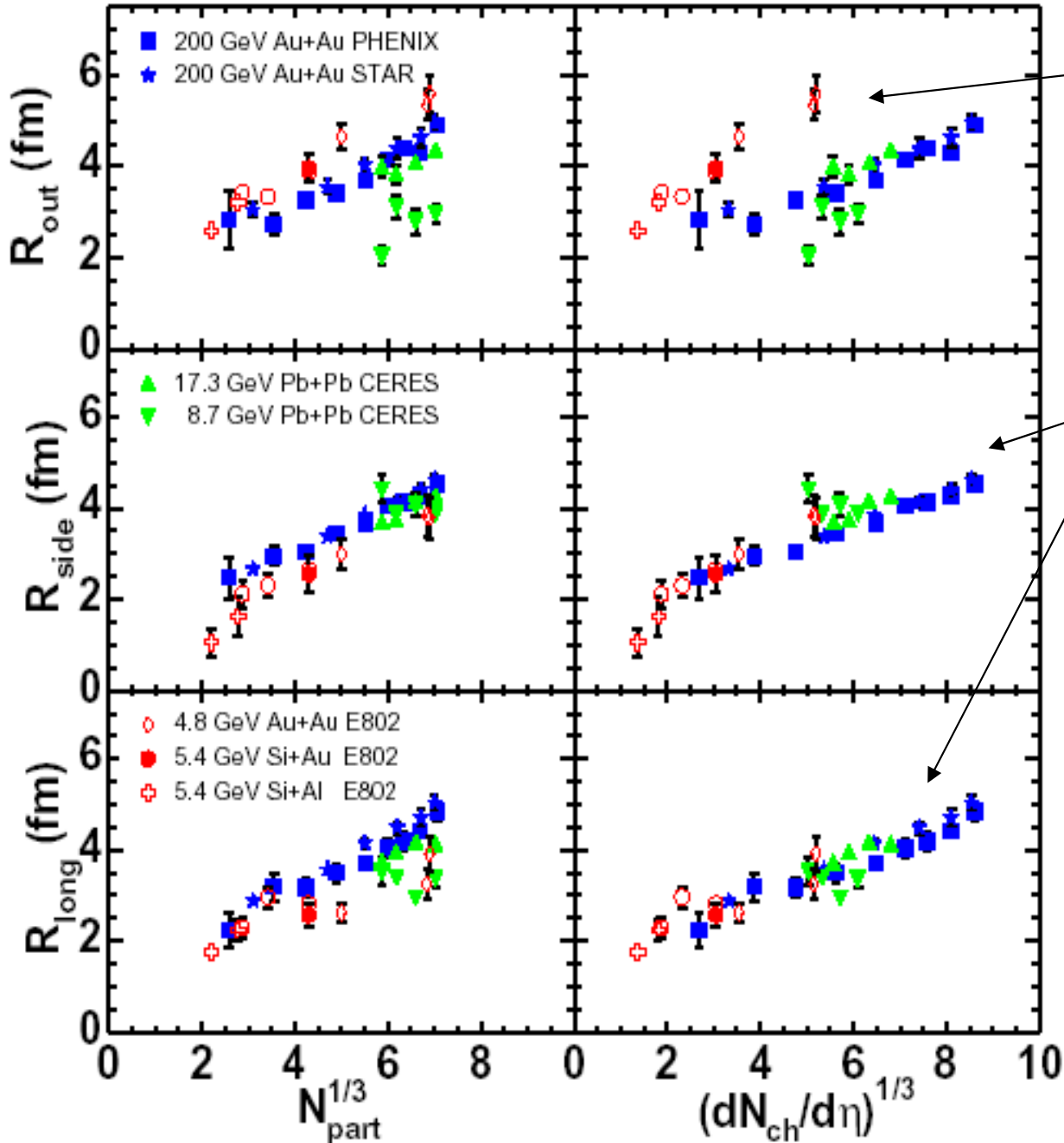
# 14 HBT半径の粒子多重度依存性



- HBT半径は粒子多重度の1/3乗 ( $N^{1/3}$ ) に線形比例して増加する。
- Au+Au及びCu+Cuの衝突エネルギーが62GeVと200GeVで観測したすべてのHBT半径は粒子多重度でスケールする。
- 粒子多重度がHBT半径を決定するパラメータである。

# 15 HBT半径の衝突エネルギー依存性

M.A. Lisa, S. Pratt, R. Soltz, U. Wiedemann nucl-ex/0505014



$R_{out}$  の粒子多重度スケールリング則はAGS-SPSエネルギー領域で成り立たない。  
AGS-SPS間で粒子放出時間に変化が起こっている？

$R_{side}$  と  $R_{long}$  はAGS-RHICのエネルギー領域で  $dN/dy$  (単位ラピディディあたりの粒子多重度) で良くスケールしている。

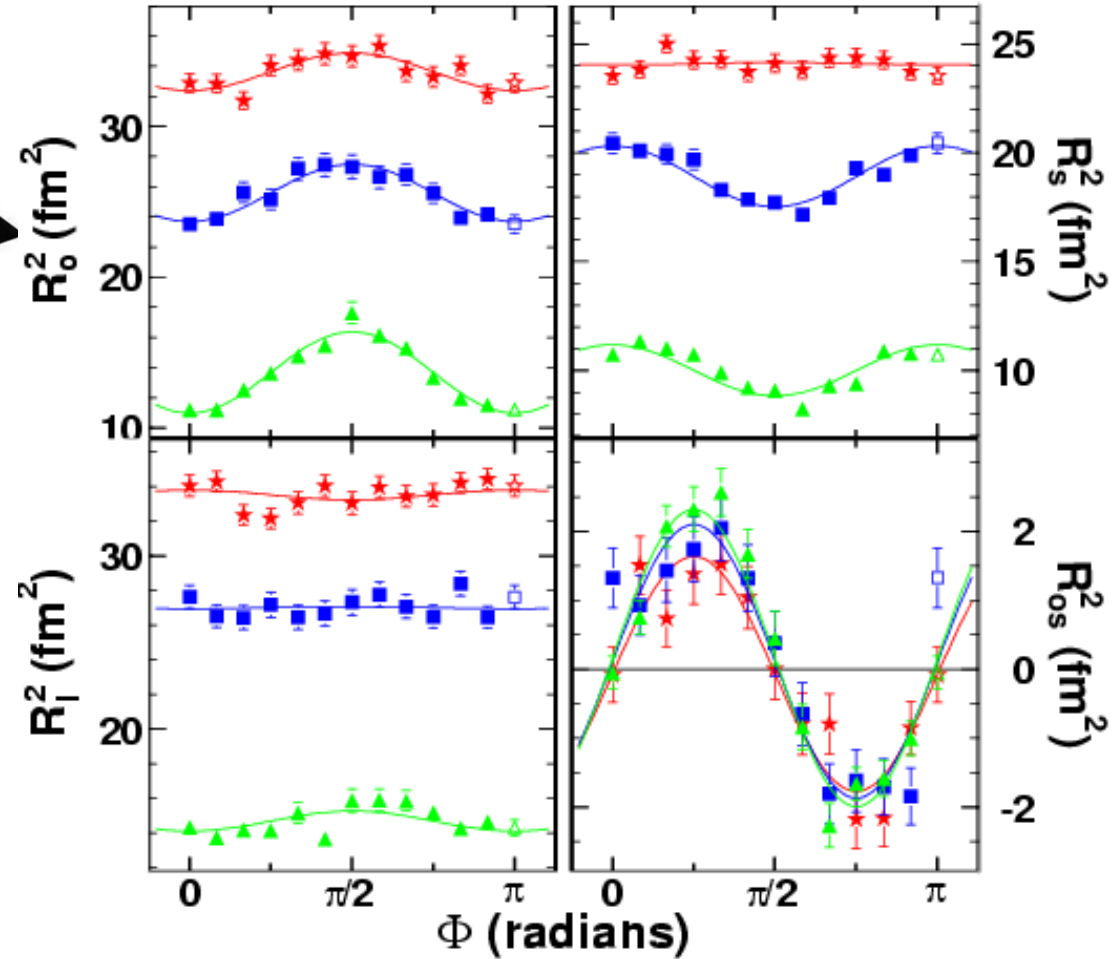
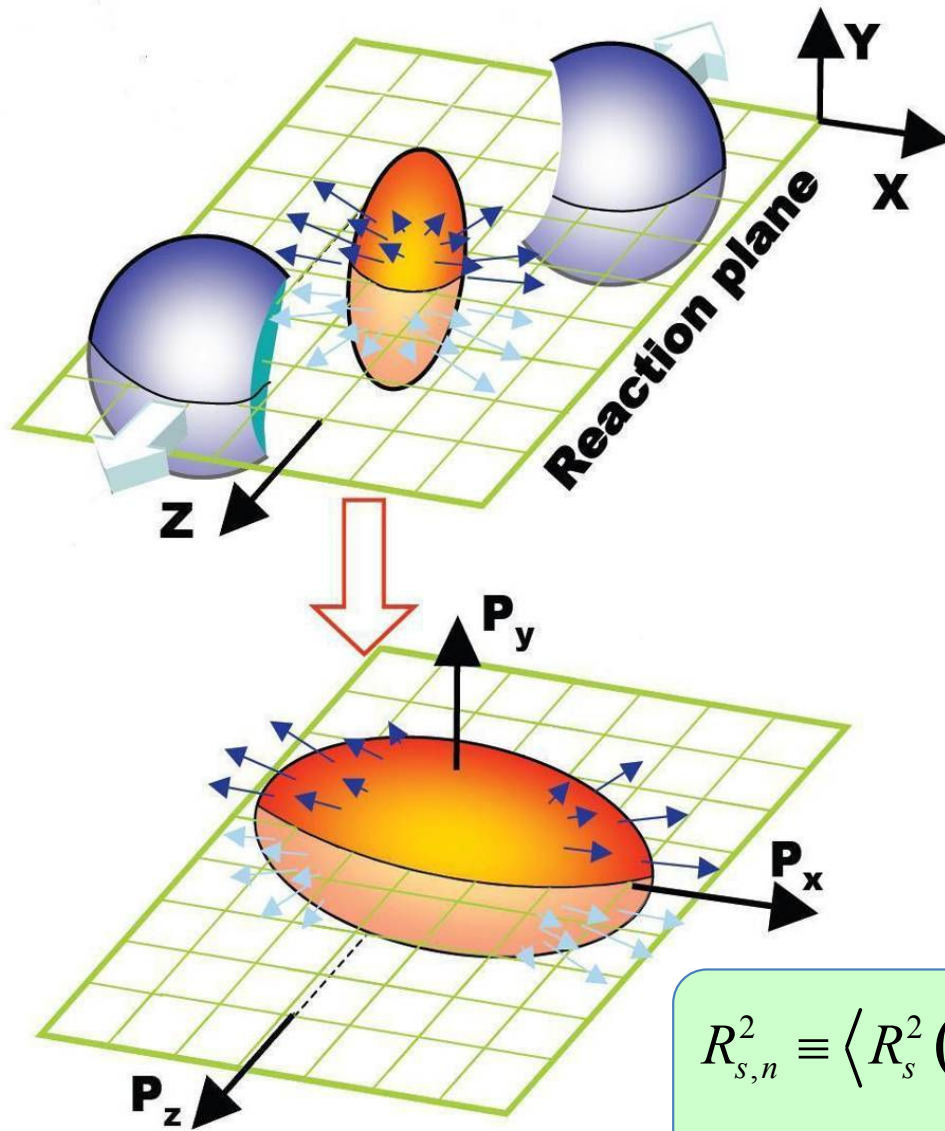
AGS-SPSエネルギー領域でのより詳細なHBT半径の  $N_{ch}/dy$  依存性の測定が必要である。

LHCのエネルギーでこのスケールリングは成り立つか？



# 16 偏極フローとHBT半径 (Azimuthal HBT)

STAR, PRL93 012301 (2004)

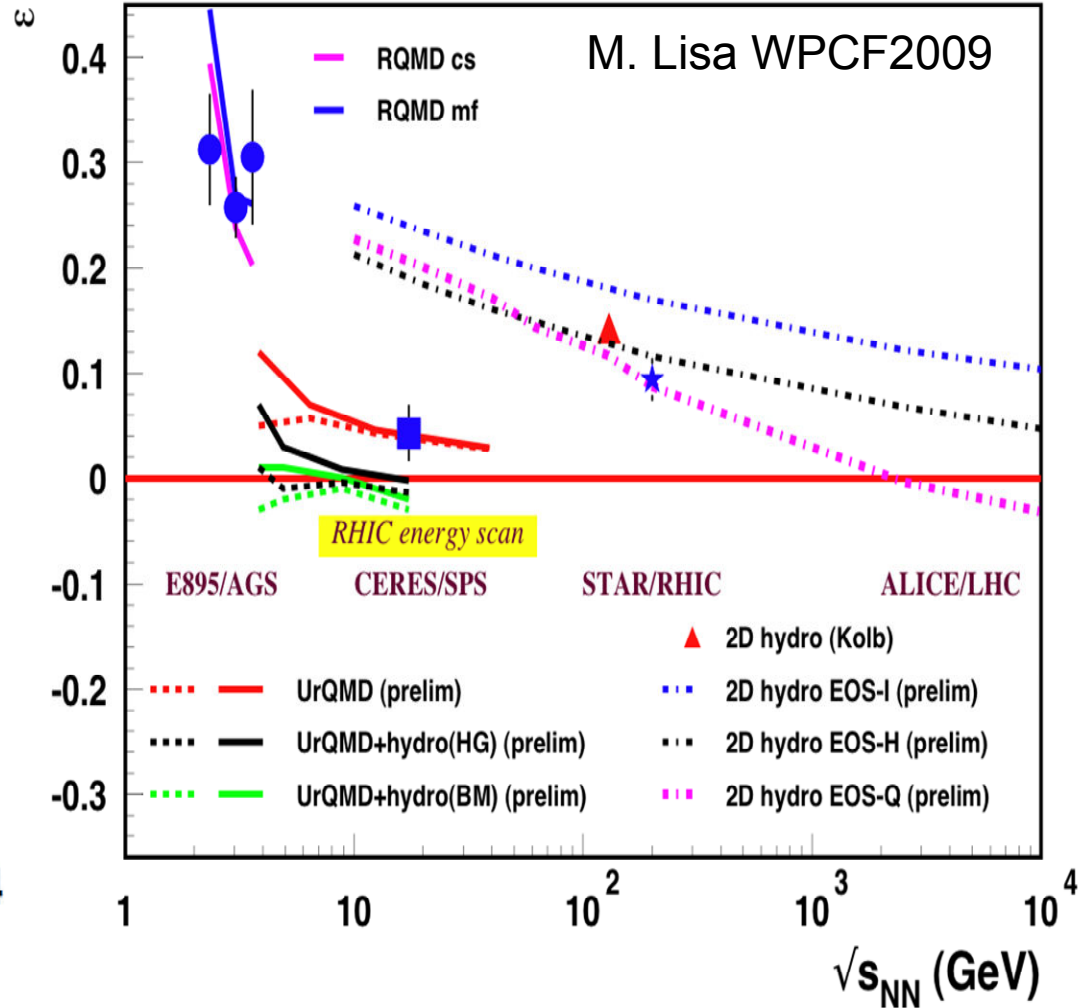
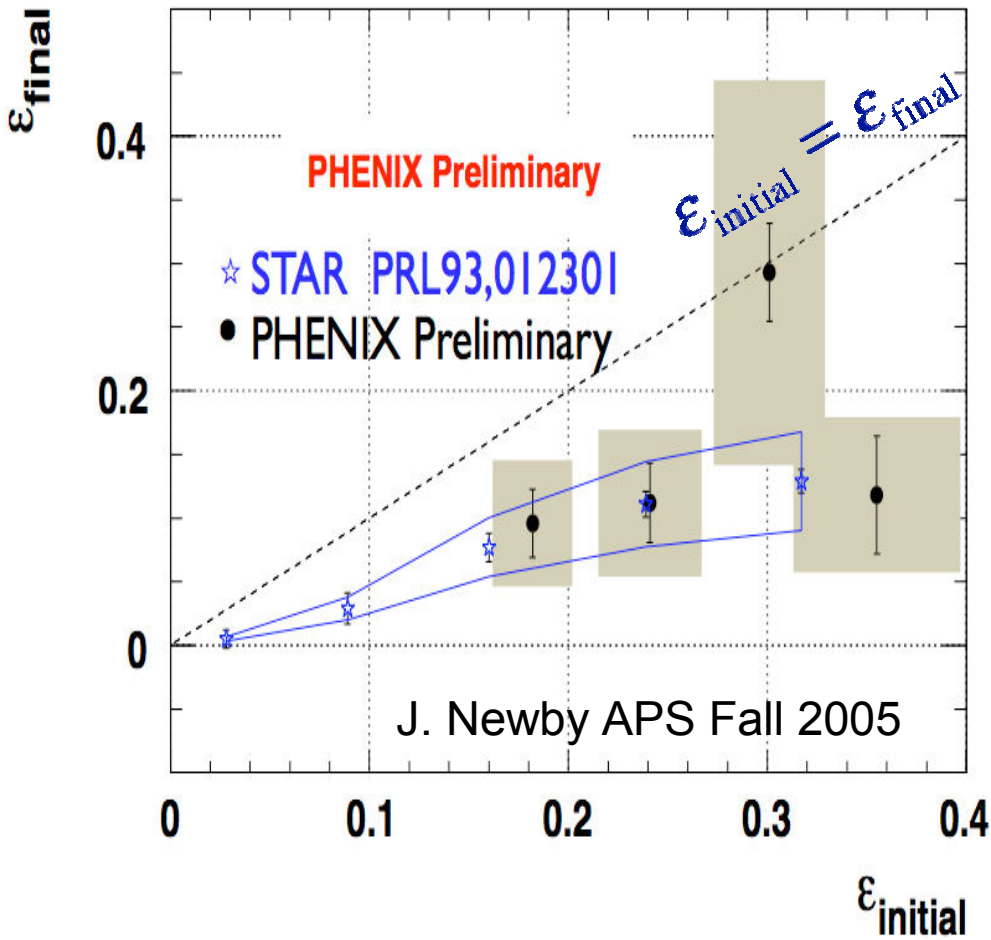


$$R_{s,n}^2 \equiv \langle R_s^2(\phi) \cdot \cos(n\phi) \rangle \quad \varepsilon = 2 \frac{R_{s,2}^2}{R_{s,0}^2} = 2 \frac{R_{os,2}^2}{R_{s,0}^2} = -2 \frac{R_{o,2}^2}{R_{s,0}^2}$$

Retiere&MAL PRC70 (2004) 044907

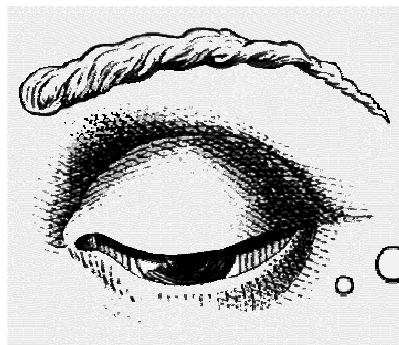
# 17 偏極フリーズアウトの衝突エネルギー依存性

$$\epsilon \approx 2R_{s,2}/R_{s,0}$$

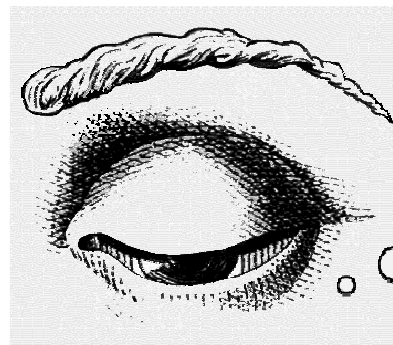


- STARとPHENIXともに  $\epsilon_{\text{final}} \sim \epsilon_{\text{initial}}/2$
- $\epsilon(\text{SPS}) < \epsilon(\text{RHIC}) < \epsilon(\text{AGS})$ を予測する理論は未だ無い。RHICでのLow energy scanでの結果が重要。

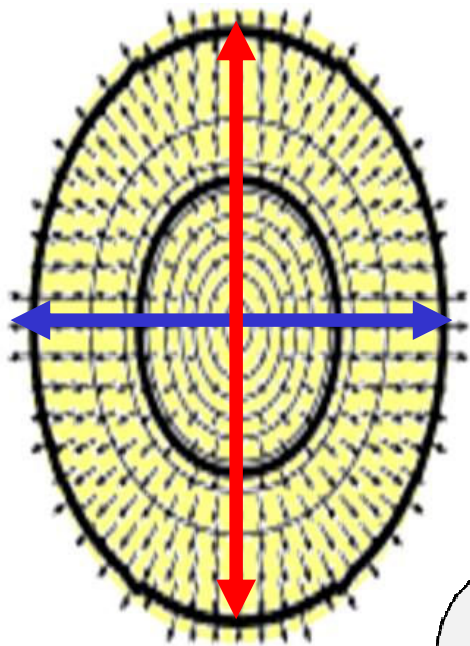
# 18 Azimuthal HBTの現実



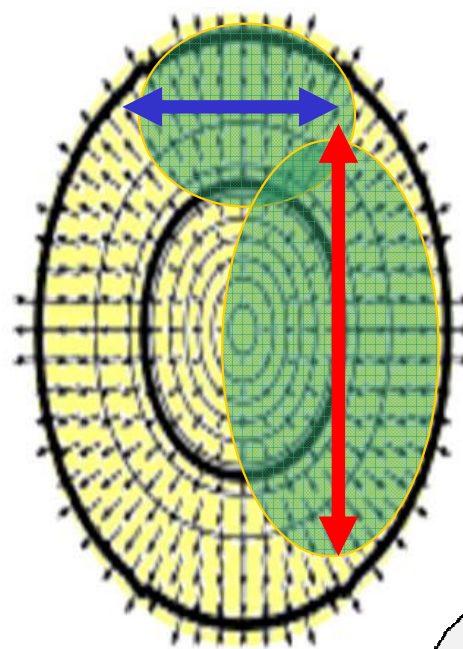
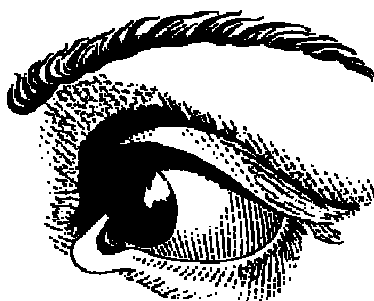
small  $R_s$



small  $R_s$



big  $R_s$

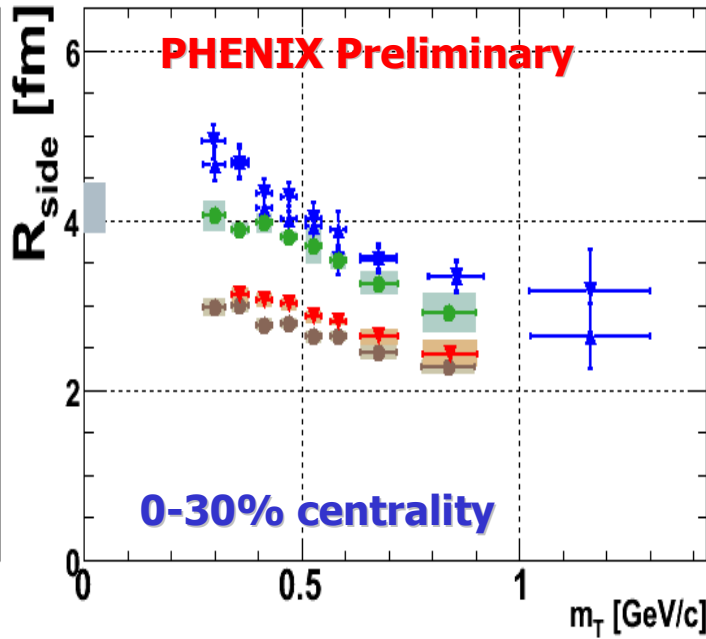
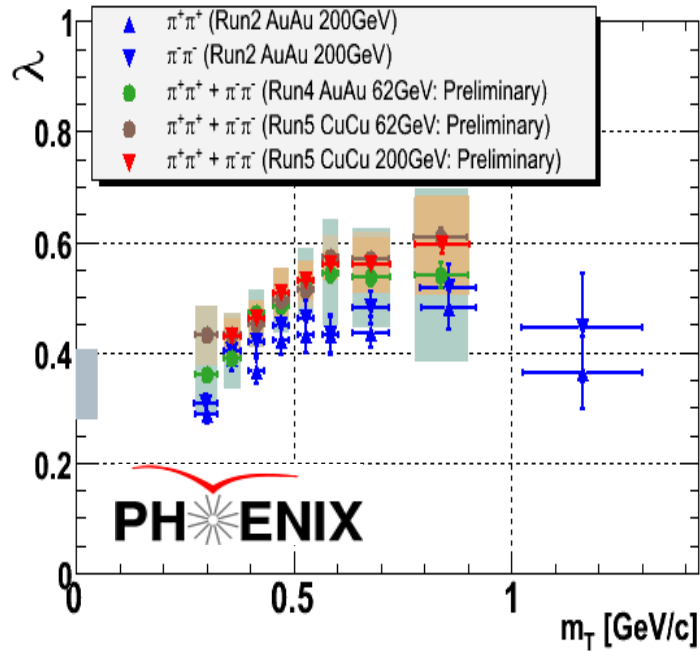


big  $R_s$



# 運動量依存性、識別粒子依存性 から分かる衝突系のダイナミクス

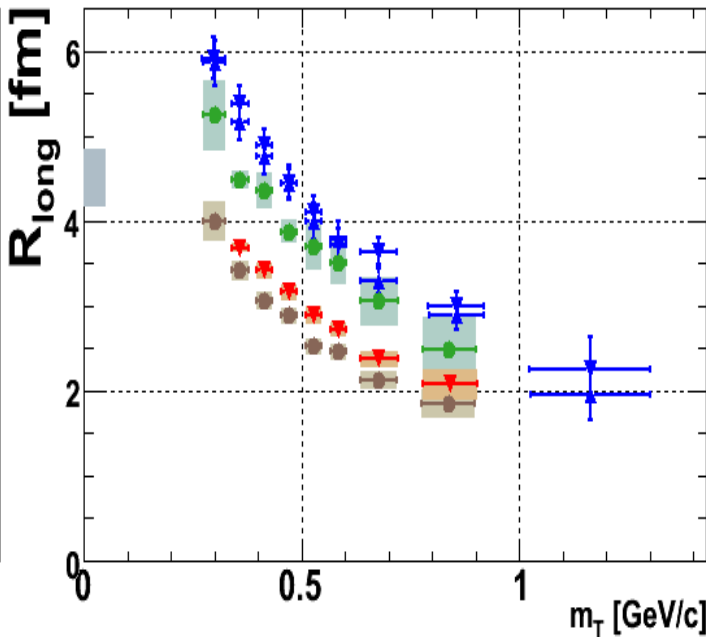
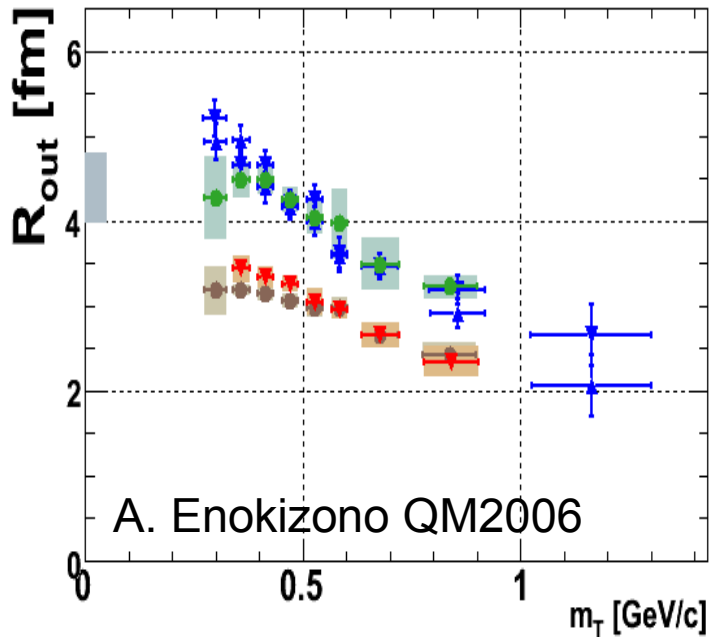
# 20 HBT半径の運動量( $m_T$ )依存性



• 同じ衝突中心度で測ったHBT半径は衝突エネルギー62GeVと200GeVでは系統的な違いがある。  
 → 62GeVと200GeVでの  $dN_{ch}/dy$  の違いによるものである。

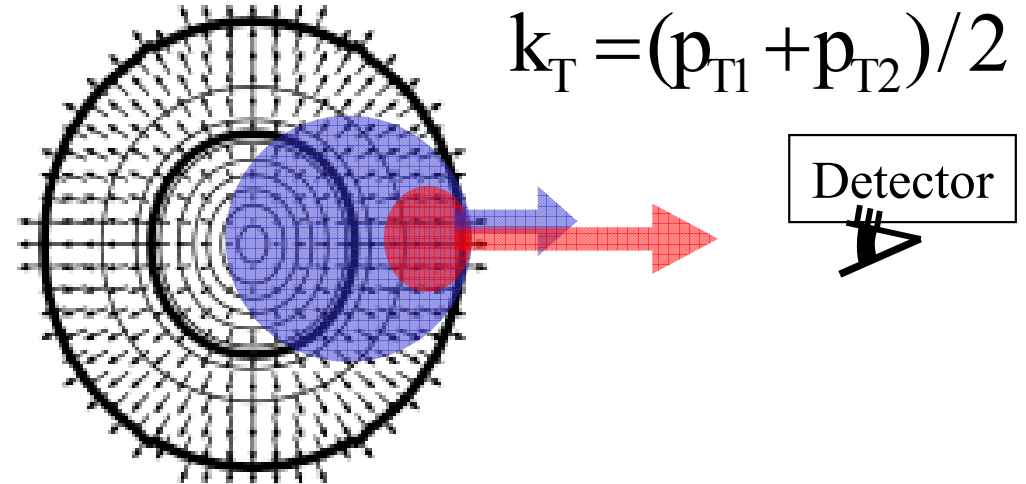
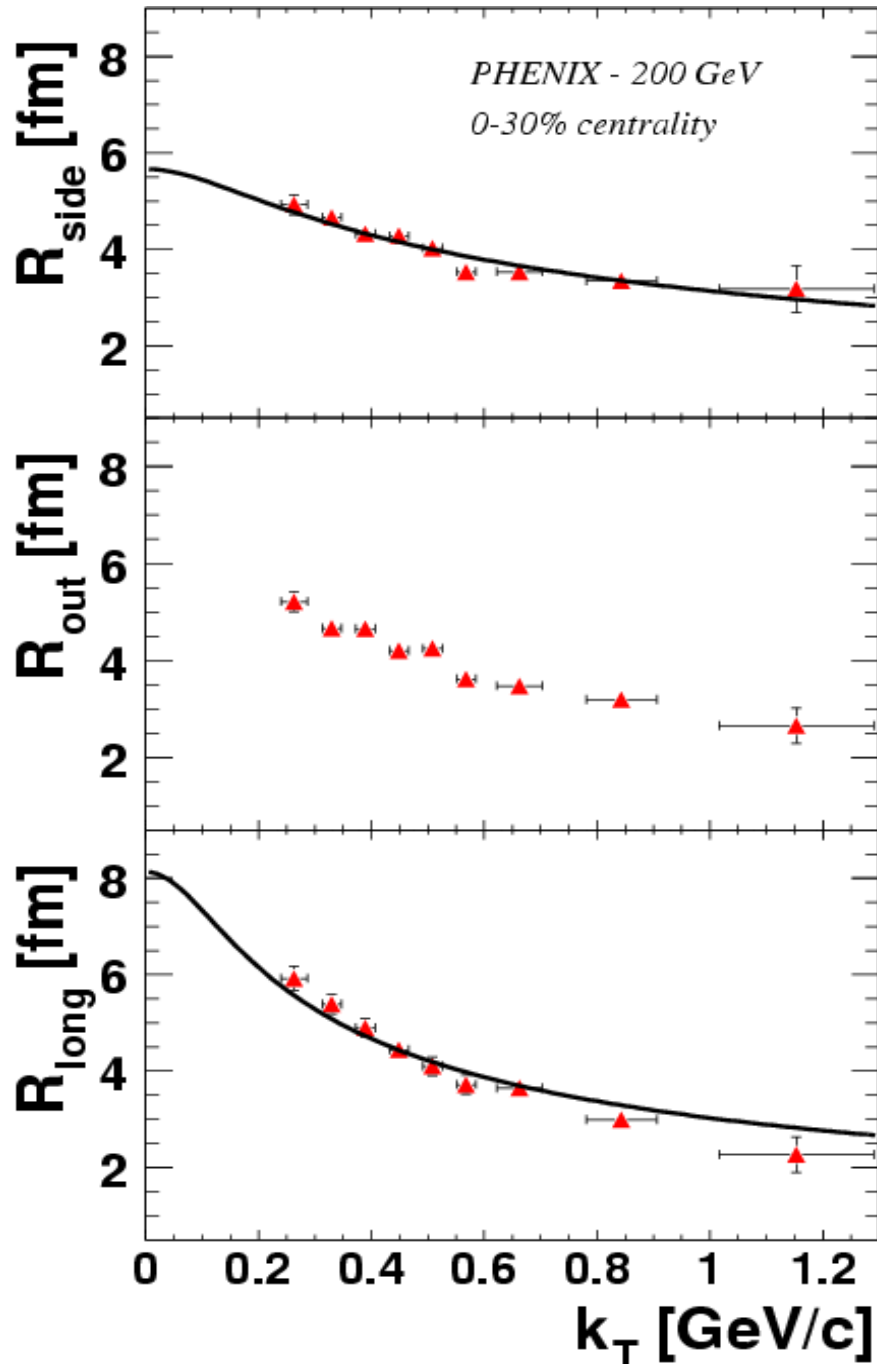
• すべてのHBT半径は  $m_T$  増加に伴い減少している  
 → ハドロン凍結時に衝突系が集団膨張している証拠の1つ。

• Cu+Cuで観測された  $R_{side}$  の  $m_T$  依存性は Au+Auの場合と比べてやや小さい → 小さな衝突系では集団膨張速度がやや遅くなる？





# 系の凍結サイズ、寿命の見積もり



$$R_{\text{side}}(m_T) \approx \sqrt{\frac{R_{\text{geom}}^2}{1 + \beta_f^2 m_T / T_0}}, \quad (m_T = \sqrt{k_T^2 + m_\pi^2})$$

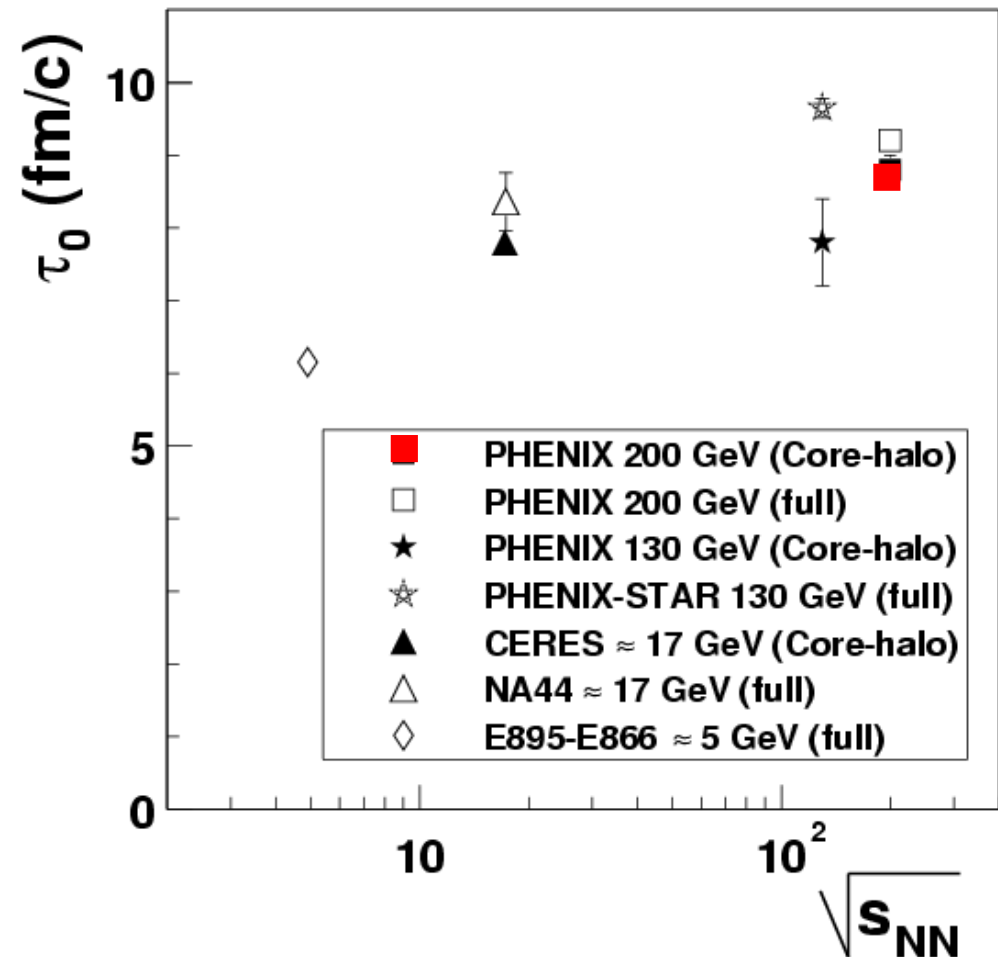
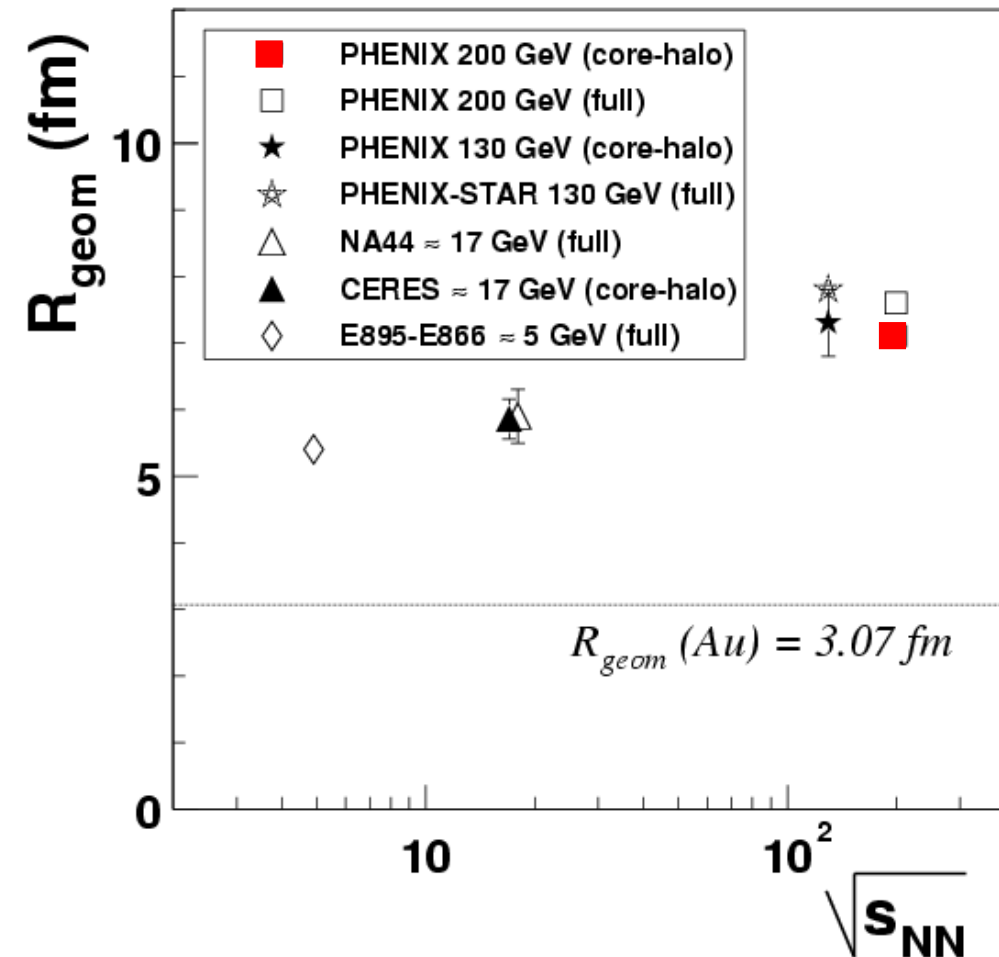
$$R_{\text{geom}} = 7.1 \pm 0.1 \text{ fm} \quad (\chi^2/\text{dof} = 5.6/8)$$

$$(T_0 = 120 \text{ MeV} \quad \beta_f = 0.7 \text{ at PHENIX 200 GeV})$$

$$R_{\text{long}}(m_T) \approx \tau_0 \sqrt{\frac{T_0}{m_T}}$$

$$\tau_0 = 8.7 \pm 0.2 \text{ fm/c} \quad (\chi^2/\text{dof} = 9.4/8)$$

$$(T_0 = 120 \text{ MeV, at PHENIX 200 GeV})$$



- ハドロン凍結時の縦方向ソース半径( $R_{geom}$ )はその衝突時(R.M.S radius  $\sim 3.07 \text{ fm}$ )と比較して $\sim 2$ 倍の大きさに膨張している。
- RHICにおける $R_{geom}$ と寿命( $\tau_0$ )はAGS-SPSでの衝突エネルギー領域と比較して、少し( $2-3 \text{ fm}$ )増大している。

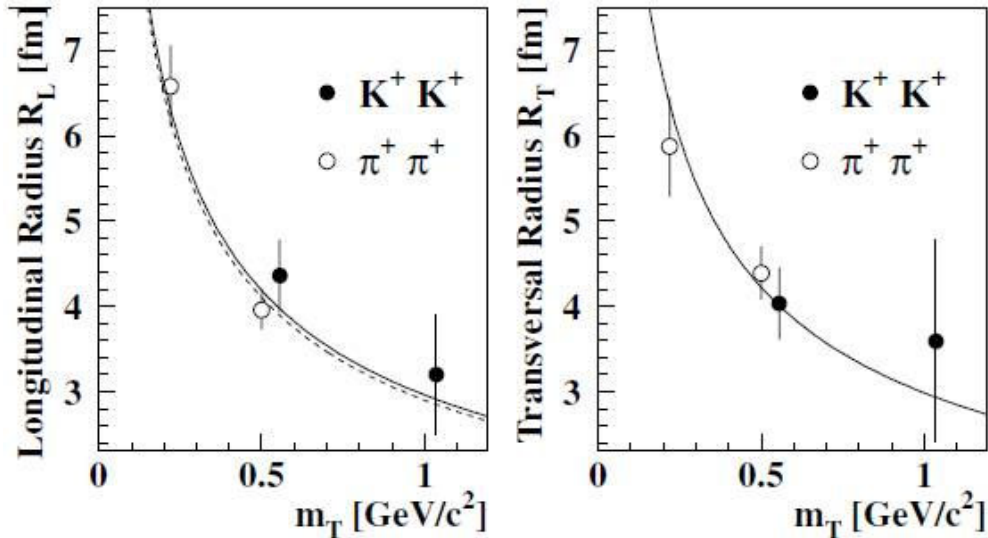


# 23 PID vs. HBT半径

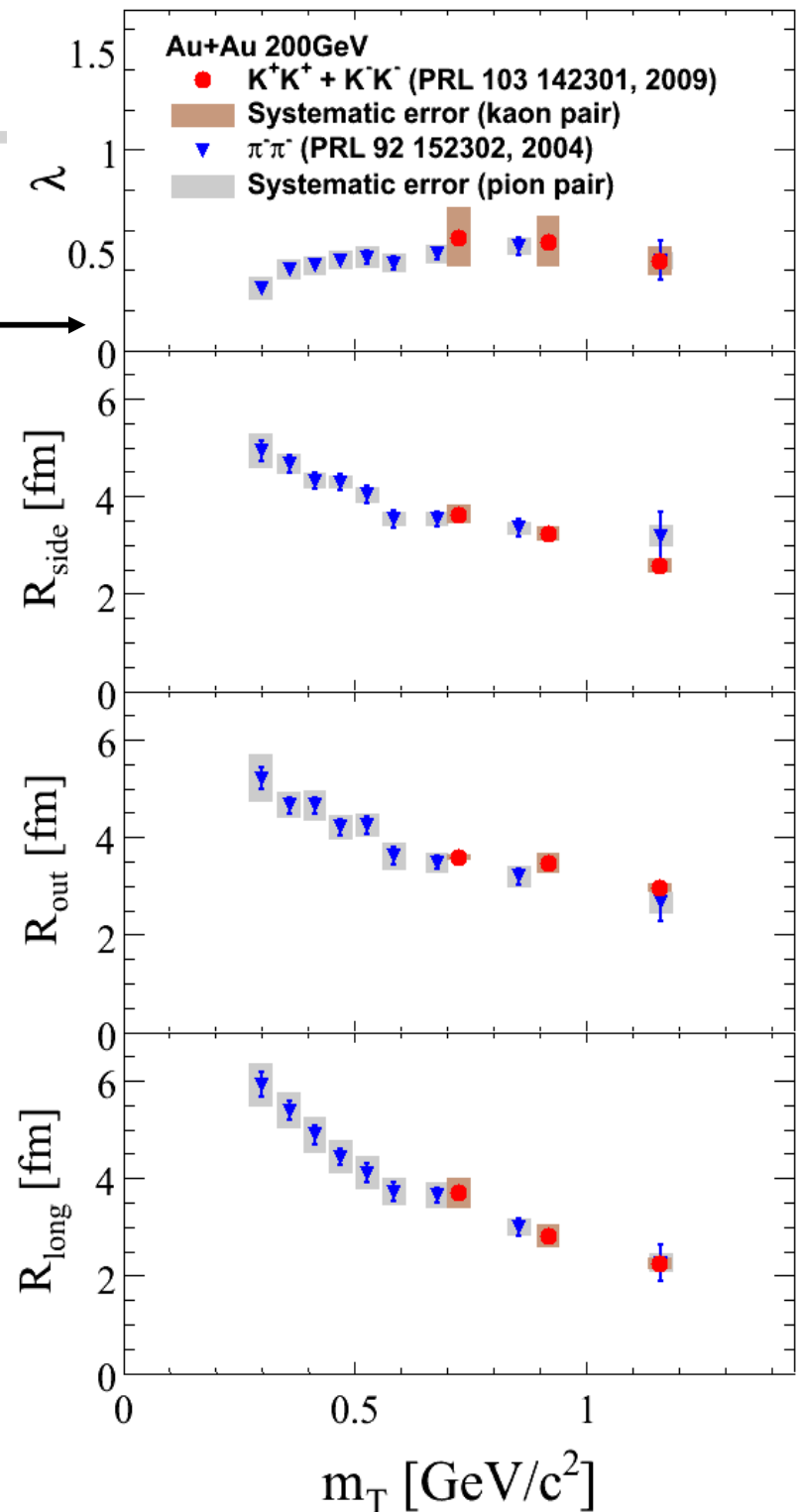
Au+Au@200GeVにおいてkaonと pionのHBT半径の運動量依存性は  $m_T$  スケーリングに従うことを確認。

$m_T$  スケーリングはPb+Pb@17GeV においても従うことが分かっている。

NA44 PRL 87, 112301 (2001)

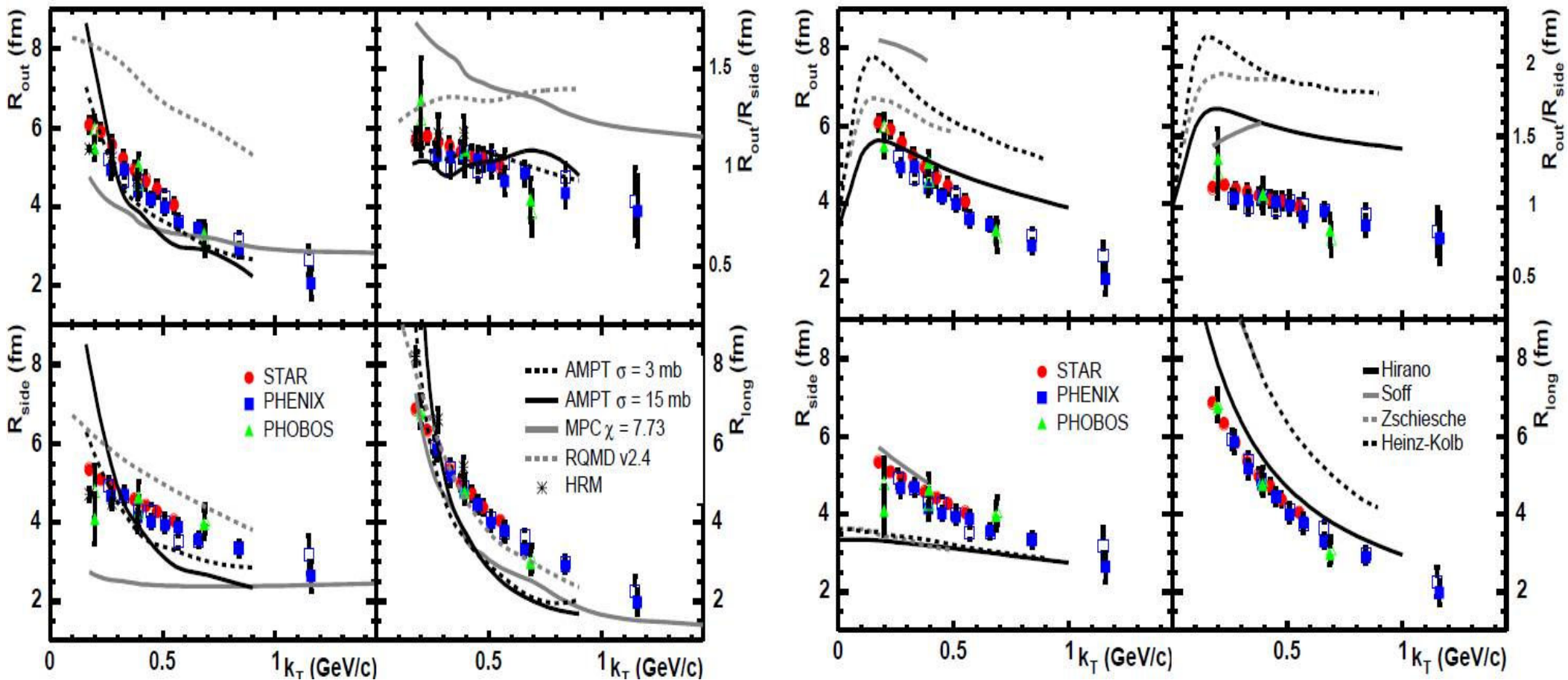


フリーズアウト後のハドロン散乱の違いはHBT半径には寄与しない？



# 24 The HBT puzzle

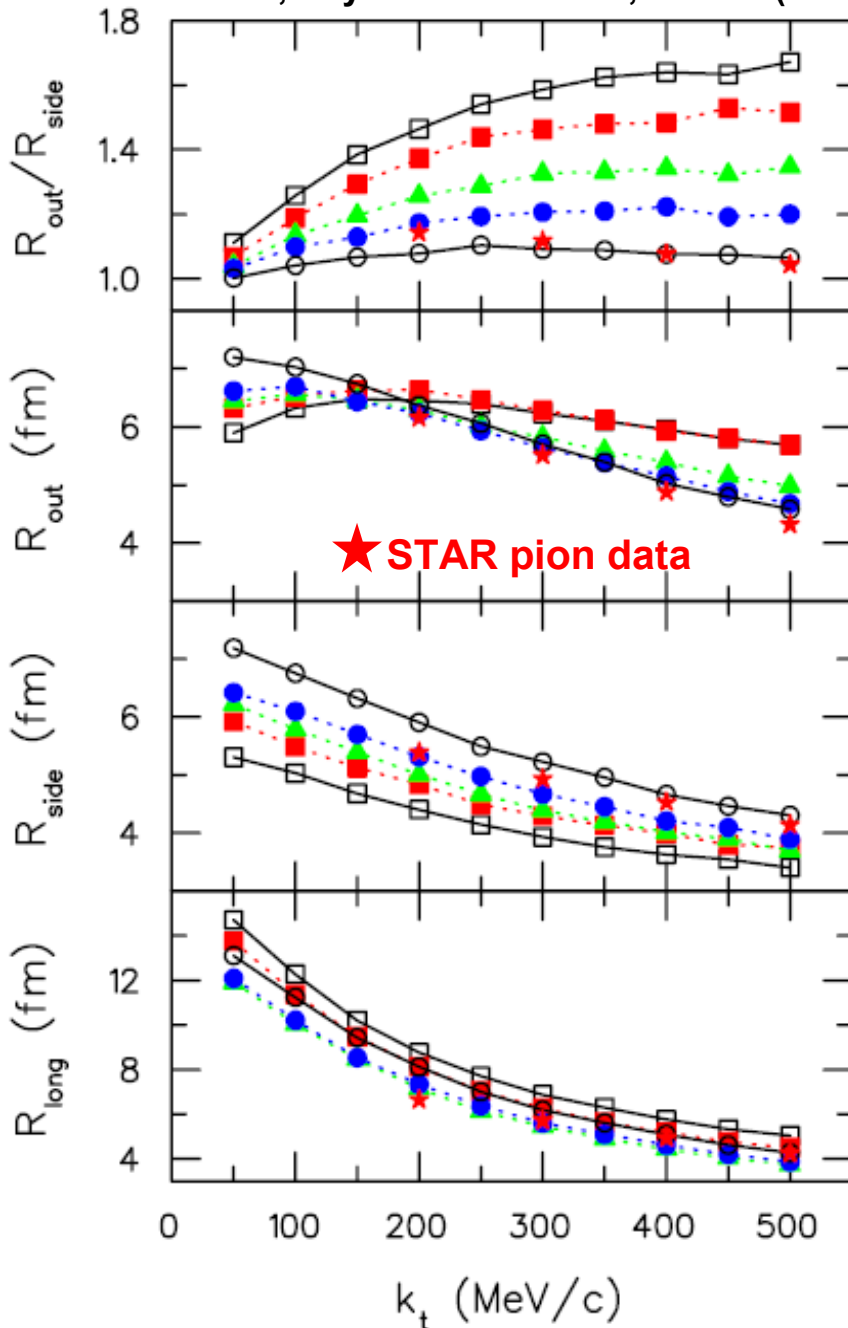
M.A. Lisa, S. Pratt, R. Soltz, U. Wiedemann nucl-ex/0505014



- PHENIX、STARのHBT測定の結果から数年の間、どのモデル計算もその結果を再現することはなかった。

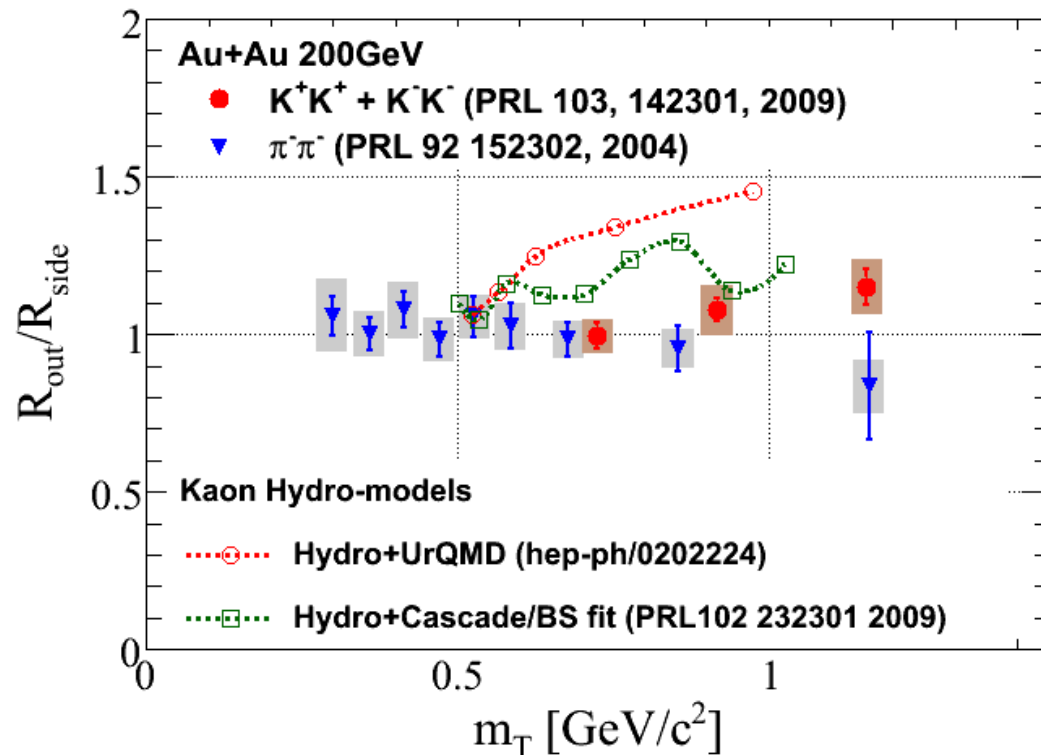
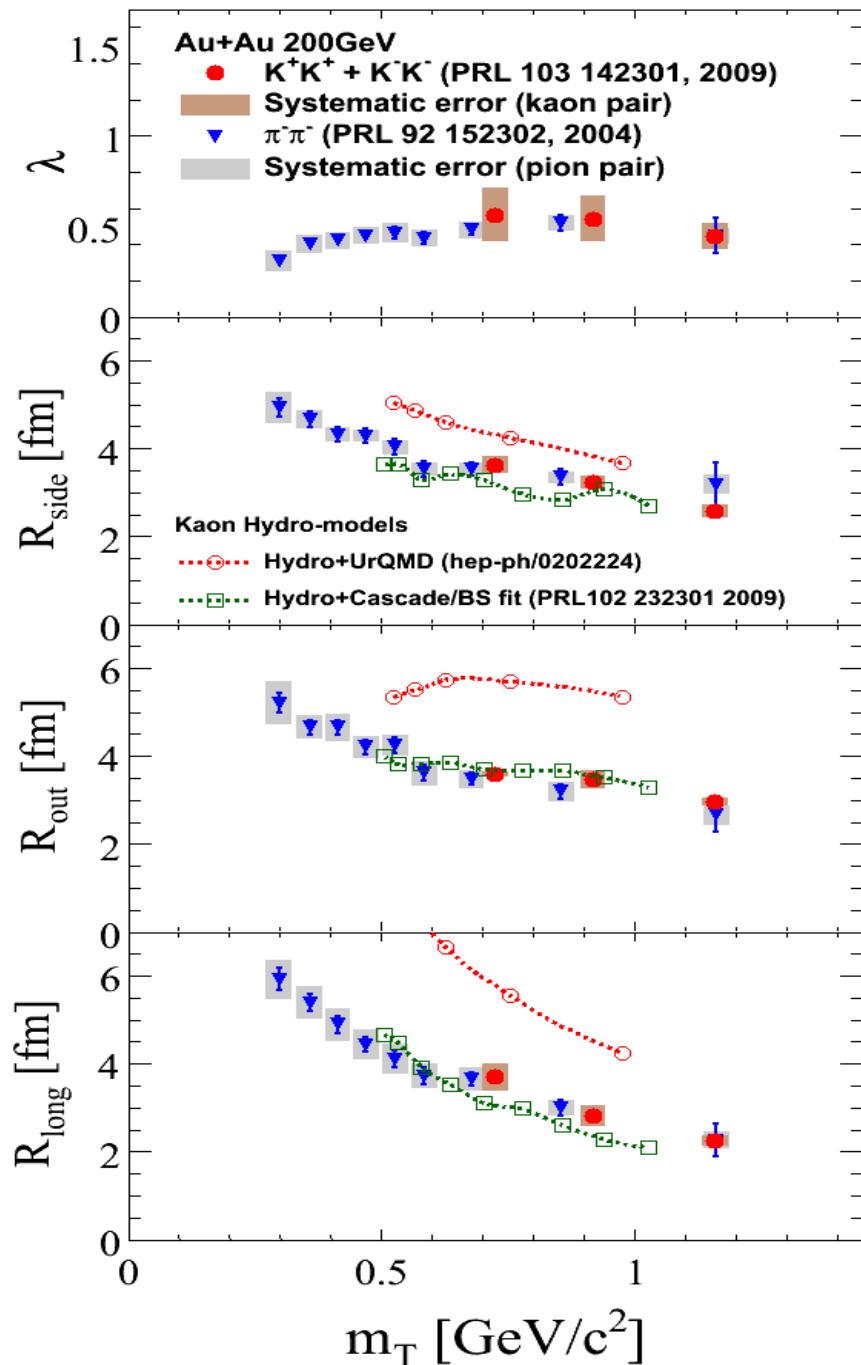
# 25 HBT puzzleの解

S. Pratt, Phys. Rev. Lett. 102, 232301 (2009)



- 1<sup>st</sup> order phase transition, no per-thermal flow, no viscosity
- Include pre-thermal acceleration
- ▲ Stiffer equation of state
- Adding viscosity
- Include all features

- Scott Prattの最近の1D+1 hydro+cascadeモデルはSTARの実験結果を良く再現する。
- HBT puzzleへの解は、はいくつかの仮定をすべて計算に盛り込むことによって得られる。
- 3D+1 hydro+cascadeモデルがv2を再現するか検証が必要。

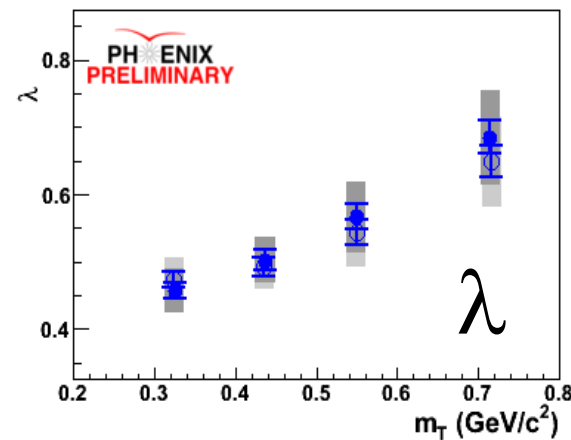


Pion同様、kaonの $m_T$ 依存性も良く再現する  
(パラメータはpionにチューンされている！)

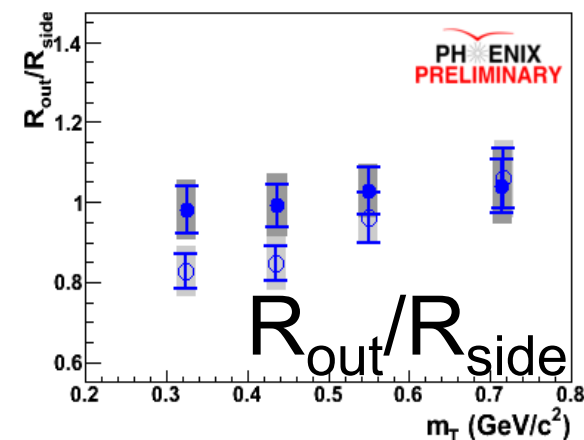
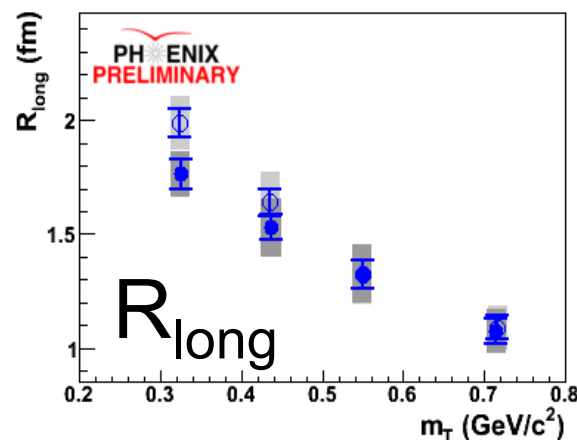
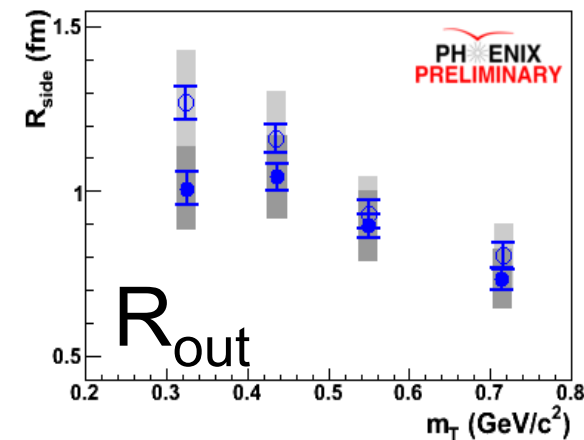
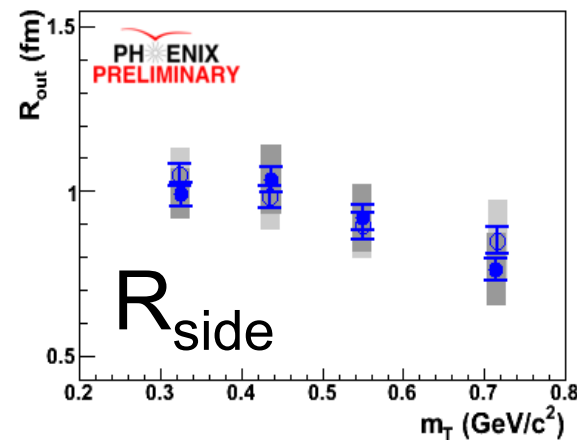
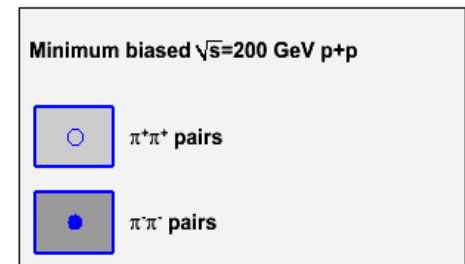
さらにhigh- $m_T$ 領域での実験と理論の比較  
検証が重要。

# 27 $p+p$ 衝突事象のHBT半径

- $p+p$  衝突事象でも Au+Au や Cu+Cu と同様 HBT 半径の運動量依存性が多少見られる。
- 集団的フローの存在？それともその他の効果（ハドロン散乱等）の影響？



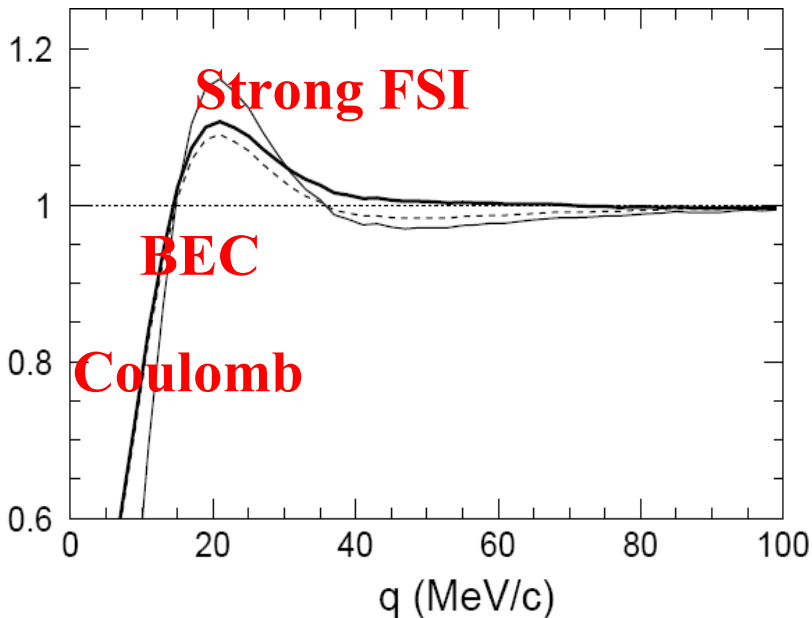
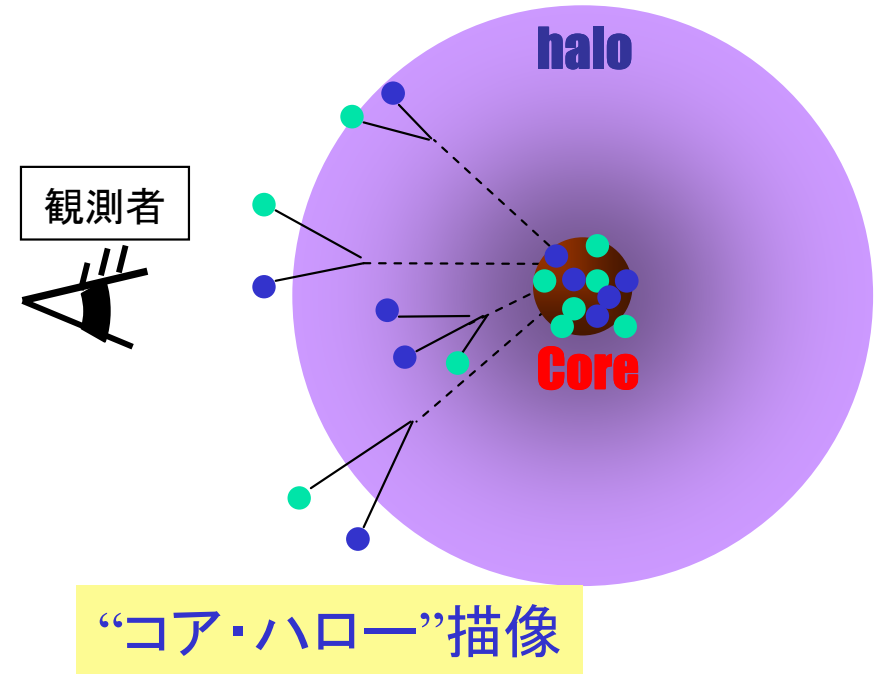
A. Glenn QM2009



# イメージング解析による 詳細な粒子放出関数の測定

# 29 HBTイメージング解析の利点

(1) 従来のHBT解析では粒子ソース関数がガウス分布に従うという仮定で、HBT半径( $\propto$ ガウシアン幅 $^{-1}$ )をフィットして求めた。しかしソース関数がガウス分布である必然性は無い。むしろ重イオン衝突におけるハドロン放出はハドロン散乱、共鳴粒子崩壊の寄与により、ガウス分布では無いとするほうがより自然である。より詳細で、モデルに依存しないソース関数を測る必要がある。



(2) FSI (荷電粒子間のクーロン力、陽子間の場合は強い相互作用など)の効果によりHBT効果による純粋な干渉関数及びそれに基づいたソース関数が測定しにくくなる。しかしイメージング解析を用いることによりFSIの取り扱いを厳密に行ない、より正確なソース関数を導き出すことができる。



# 30 HBT イメージング解析とは？

$$R_{\vec{p}}^{\text{obs}}(\vec{q}) \equiv C_{\vec{p}}^{\text{obs}}(\vec{q}) - 1 = \int d\vec{r} K(\vec{q}, \vec{r}) S_{\vec{p}}(\vec{r})$$

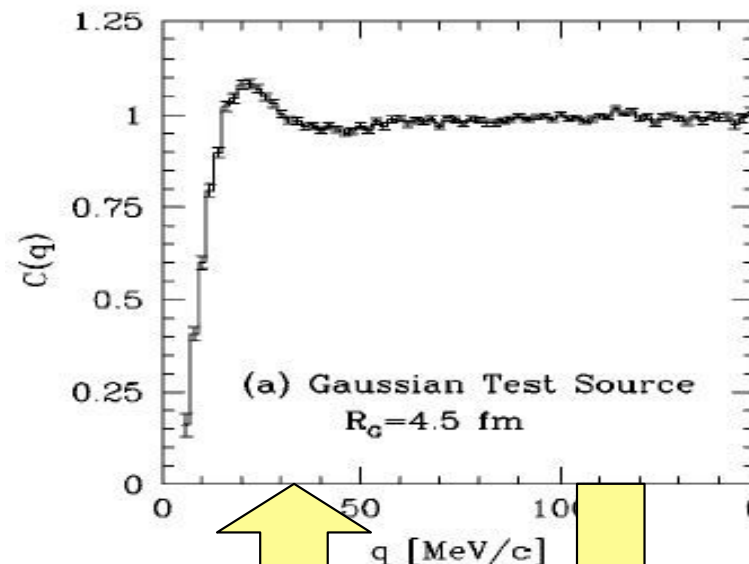
$$K(\vec{q}, \vec{r}) = \left| \Phi_{\vec{q}}(\vec{r}) \right|^2 - 1$$

カーネル: HBT効果や既知のFSI(クーロン効果など)から計算可能な項である。

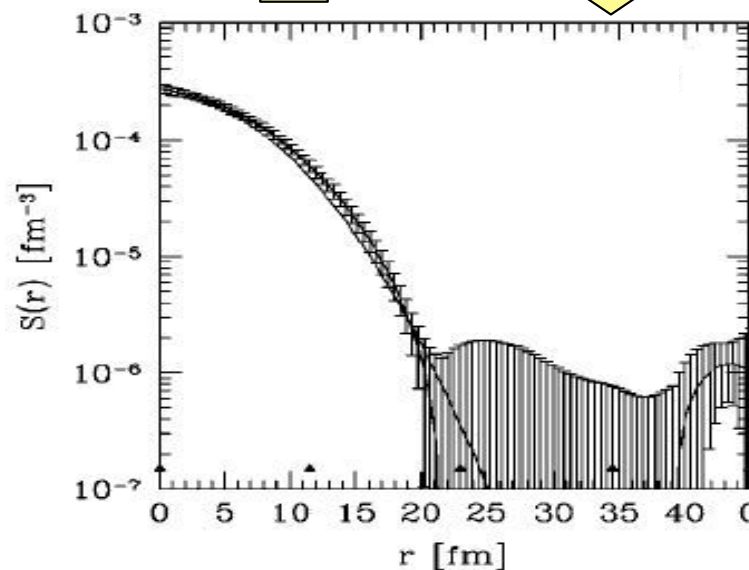
$$S_{\vec{p}}(\vec{r})$$

ソース関数: 2粒子が重心系の距離  $r$  から放出される確率。

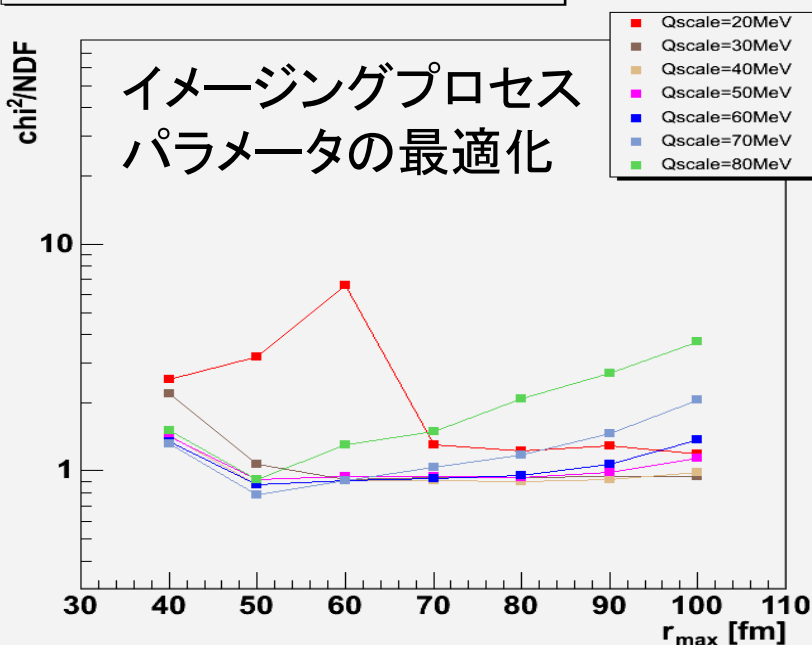
D.A. Brown and P. Danielewicz  
Phys. Rev. C. 64, 014902 (2001)



**Restore** **Image**



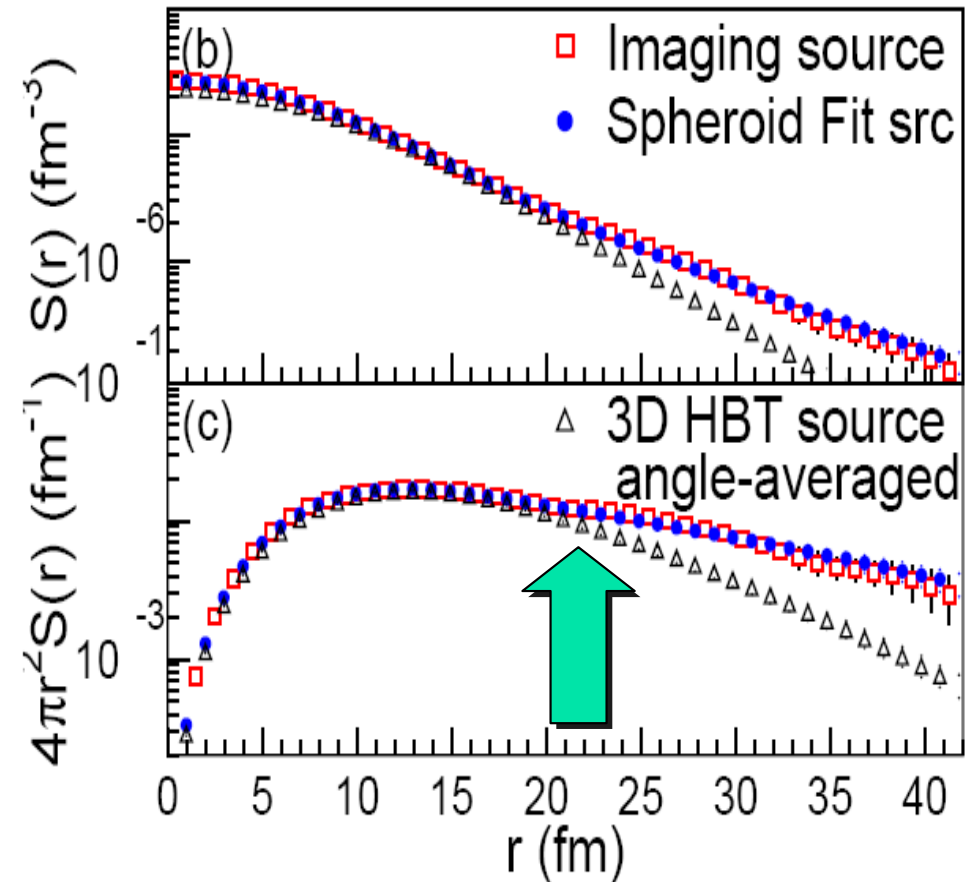
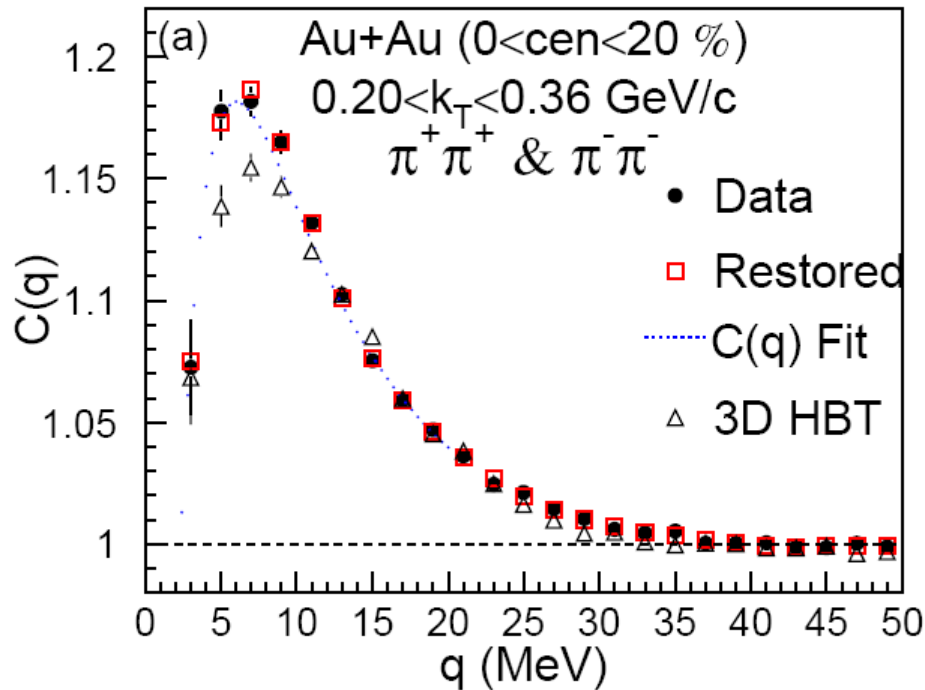
00 term : Standard correction



$r_{\text{max}}$  :  
イメージング解  
析をおこなう  $r$   
の最大値

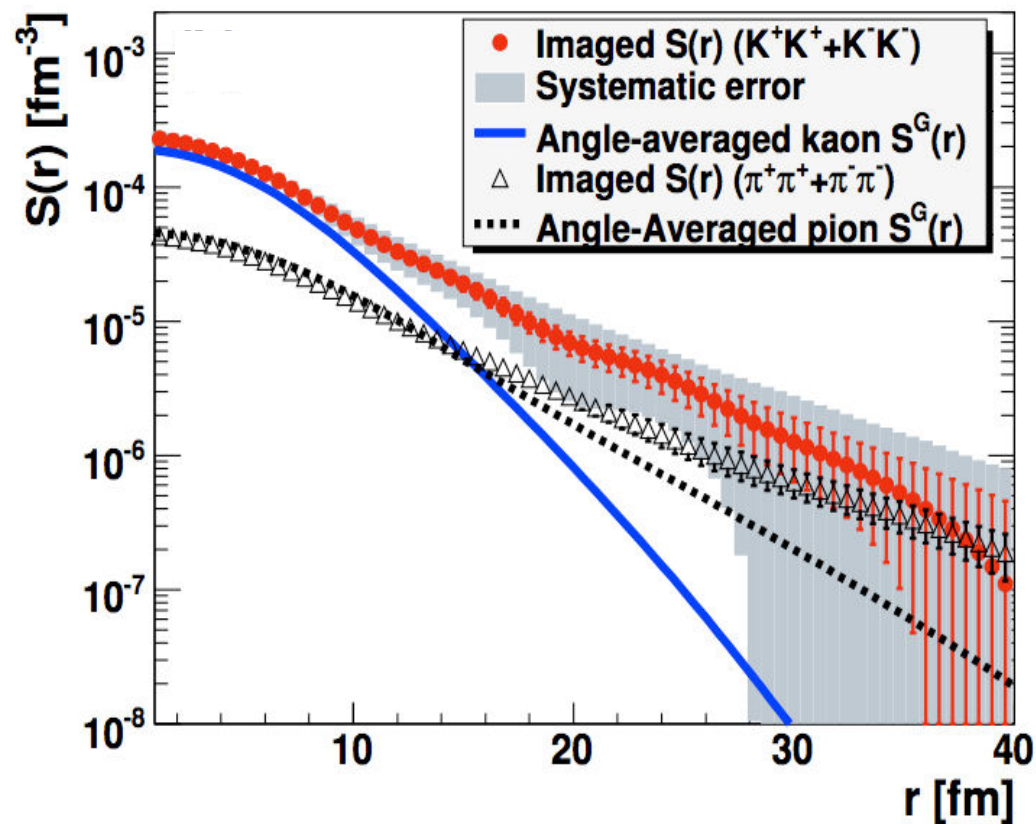
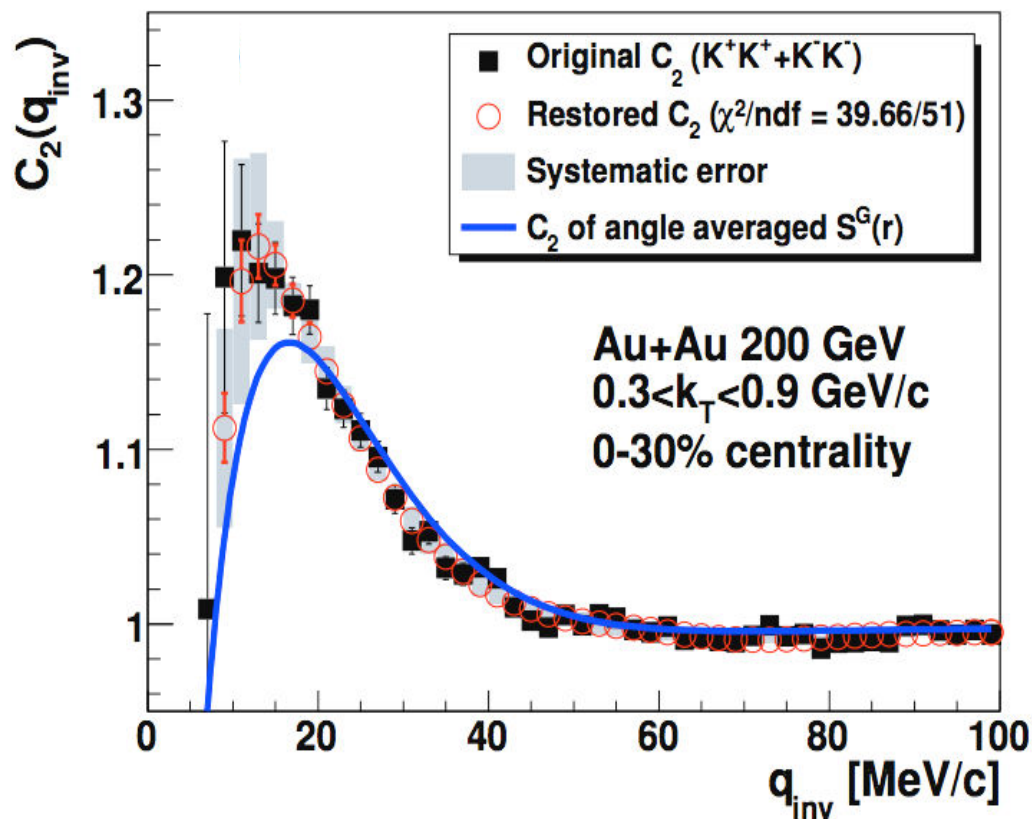
$q_{\text{scale}} = \pi/2 \Delta r$   
イメージング解  
析の精度

PHENIX Au+Au 200GeV  
Phys. Rev. Lett. 98, 132301 (2007)



- イメージング解析による放出関数は  $r > 15\text{-}20$  fm の領域ではガウス分布に従わない。
- この非ガウス分布の構造は何が原因であるか？
  - 共鳴粒子からの崩壊 ( $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $c\tau \sim 20$  fm)、有限な粒子放出時間、もしくはハドロン散乱の効果？

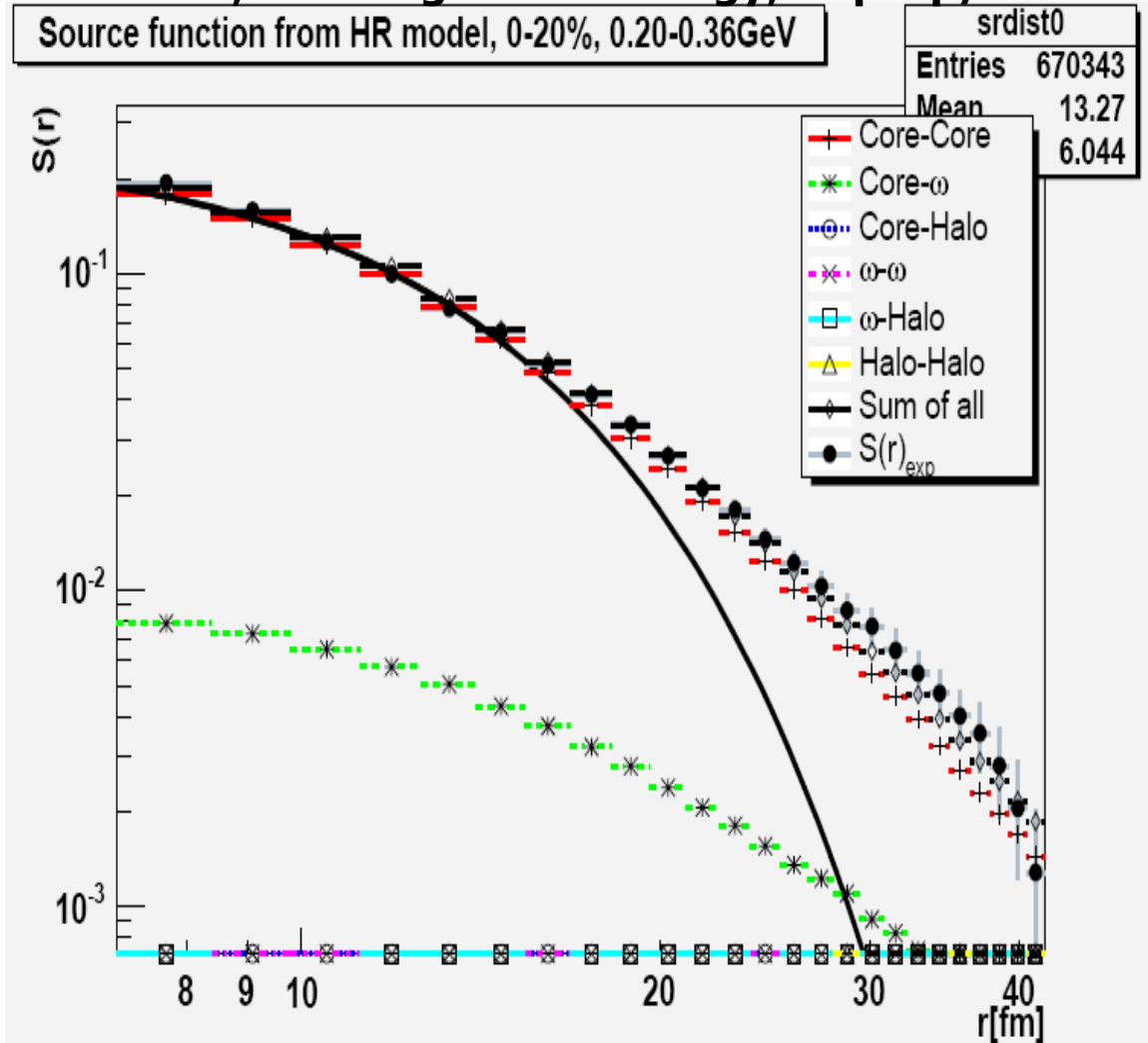
PHENIX Au+Au 200GeV Phys. Rev. Lett. 103, 142301 (2009)



- 実験結果はKaonの放出関数も非ガウス分布を示した。
  - Pionの非ガウス分布のTail ( $r > 15 \sim 20$  fm)と比較してもKaonの非ガウス分布のTail ( $r > \sim 10$  fm)はより有意である。
- しかしまだ実験の系統誤差が大きく、更なる高統計解析が必要である。

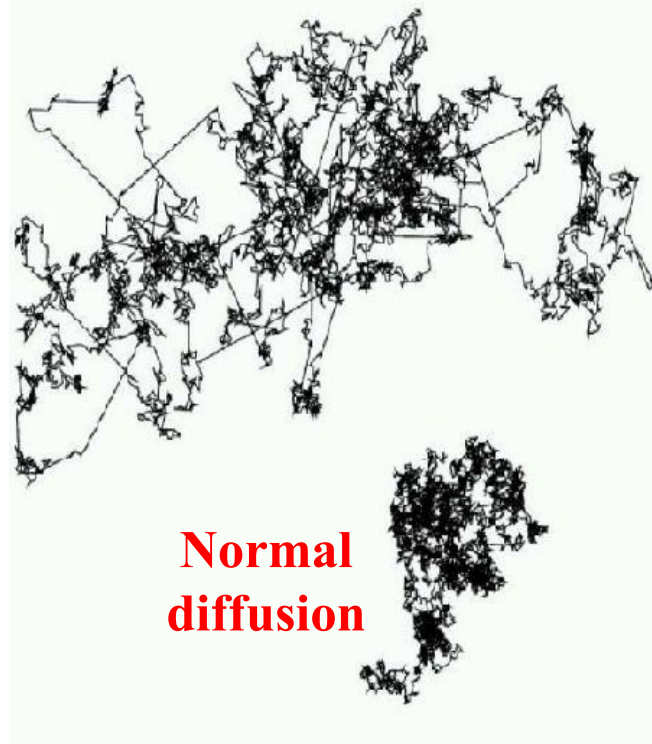
# 33 放出関数の理論モデル

M. Csanád, T. Csörgő and M. Nagy, hep-hp/0702032



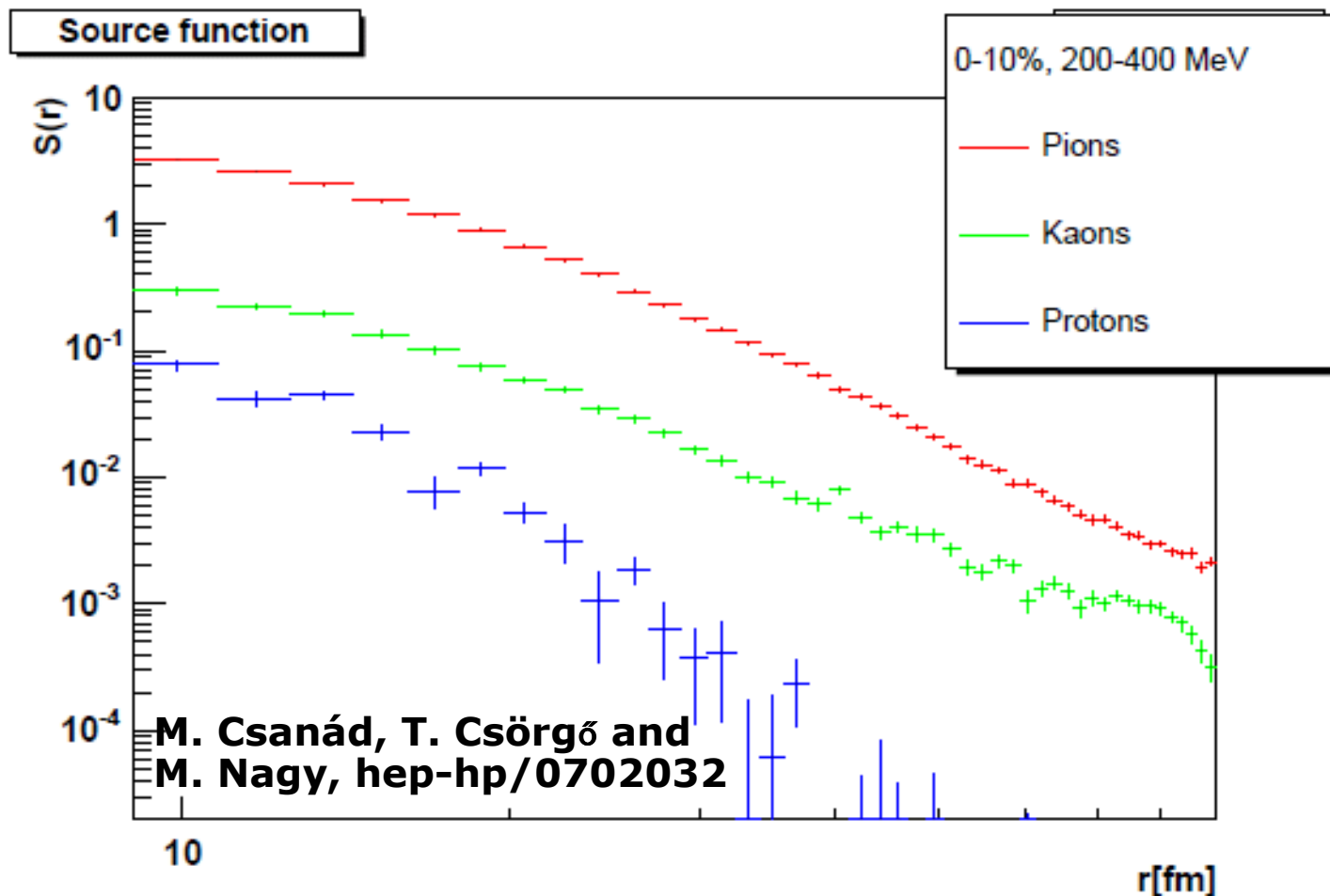
この理論モデルはPHENIXの実験結果を良く再現する。またHalo粒子はnon-Gaussian tailに殆ど寄与しないことを示唆。

“Anomalous” diffusion



- 膨張する系での時間依存する平均自由行程により、ハドロン散乱より放出される粒子は非ガウス分布(Levy type exponential分布)になる。

# 非ガウス分布の起源は?



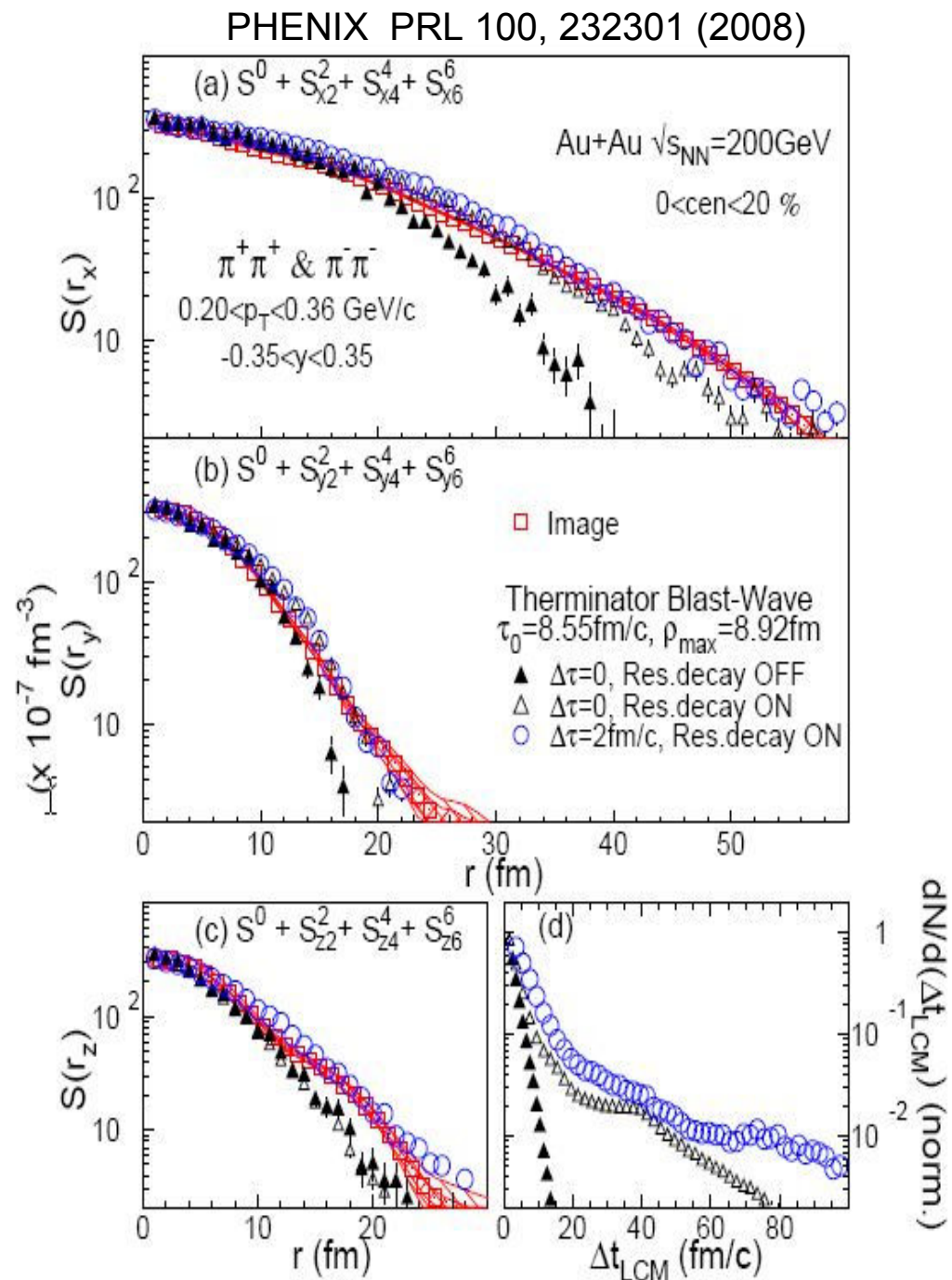
**このモデル計算ではtailの大きさは観測粒子に依存。**

- pion, kaon, protonの中ではkaonがcross-sectionが一番小さく、従ってanomalous diffusionによるnon-Gaussian tailが一番大きくなる。
- 検証の為には、Protonの $S(r)$ の観測結果が重要。



# 35 三次元イメージング

- Au+Au@200GeVにおいて高統計pionを用い3次元放出関数を測定
- Blast-Waveモデルを用いた計算結果は共鳴粒子の寄与を示唆。
- ハイドロ理論による計算との比較が重要。



## 36 まとめ

- 3-D HBT半径の衝突中心度、エネルギー依存性
  - HBT半径は粒子多重度にスケールする。
  - フリーズアウト時の偏極度が見積もられた。
- 3-D HBT半径の観測粒子、運動量依存性
  - Pionとkaonの $m_T$ スケーリング: HBT半径(小さな  $r$  領域での  $S(r)$ 情報)はハドロン散乱からの影響は少ない。
  - HBT puzzleは近年の理論計算の進展により、ほぼ過去のものとなりつつある。
- イメージング解析による詳細なソース関数解析
  - 荷電 $\pi$ , K中間子の $S(r)$ 測定結果は大きな  $r$  領域での非ガウス分布を示した。
  - 従来のHBT解析では、HBT半径(小さな  $r$  領域の情報)だけを検証して来たが、大きな  $r$  領域でのソース関数を詳細に検証することで、より多くの重要な情報が得られる。



- **RHICにおけるHBT測定**
  - 直接光子のHBT測定
    - QGPの時空情報を直接得ることが可能。
  - 3次元HBTイメージング解析
    - 粒子依存性(pi,K,p)、異種粒子相関(pi-K等)
  - より低いエネルギー(スキャン)でのHBT半径測定
    - クリティカルポイントでどのようにHBT半径が変化するか？
- **LHC (主にALICE) 実験におけるHBT測定**
  - 直接光子のHBT測定
    - PHOS検出器の高い二光子分解能、EMCalは広いアクセプタンス。
  - **Pb+Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeVにおけるハドロンのHBT半径**
    - 粒子多重度スケーリングはLHCエネルギー領域でも有効か？
    - 運動量依存性は？
  - **ジェット・トモグラフィーとしてのHBTイメージング解析**
    - ジェットがQGP内でどのように崩壊しているか、より詳細な情報を得ることができるかもしれない。
  - **ヘビー・フレーバーを用いたHBT測定**
    - 相対論的重イオン衝突の初期状態の時空情報を得ることが可能。しかしS/N比が非常に小さく、HBTシグナルが見えにくい。