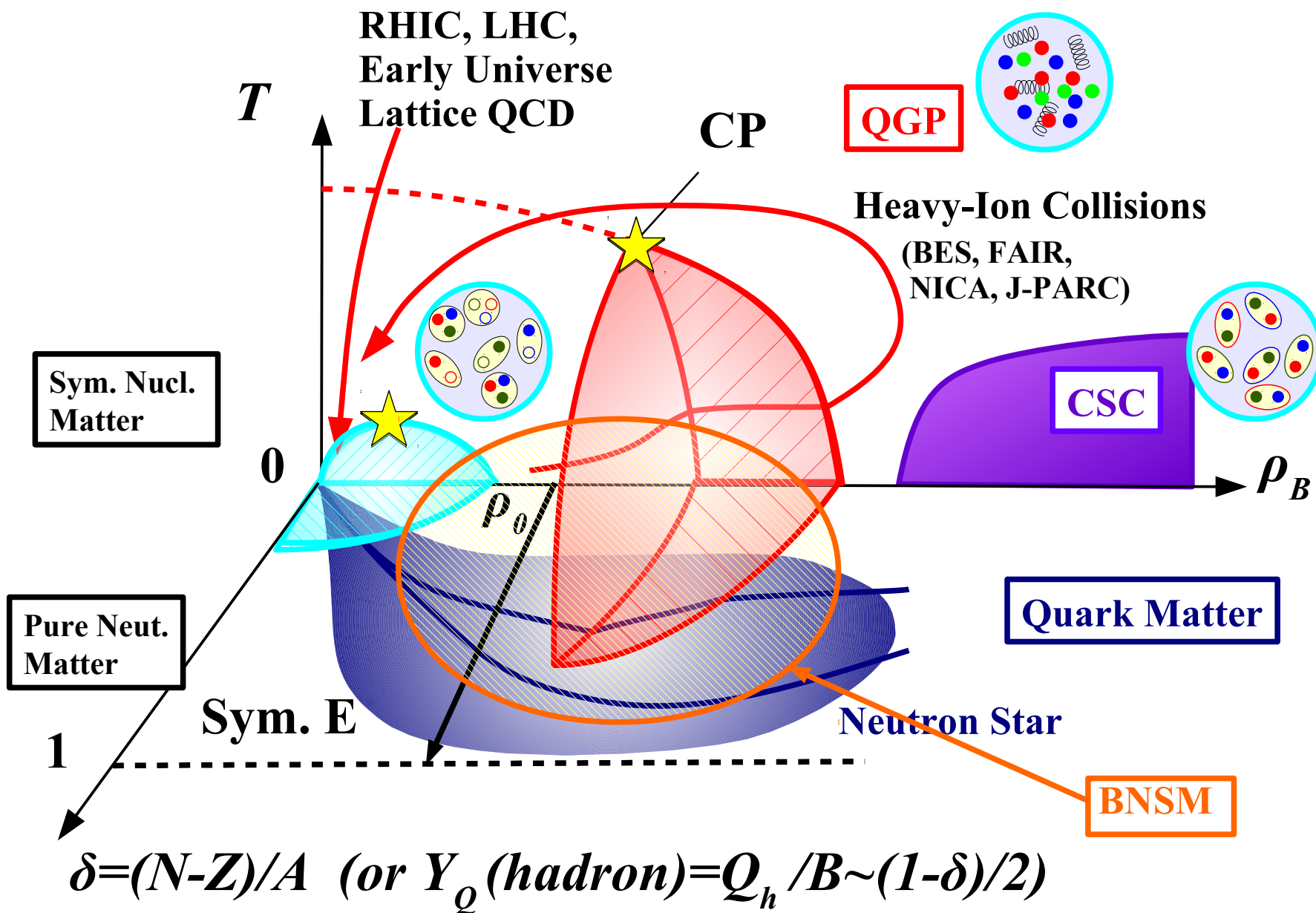

高密度核物質の物理

－原子核衝突・中性子星・ハイパー核・符号問題－

京都大学基礎物理学研究所 大西 明

京都大学セミナー (2018/12/13)

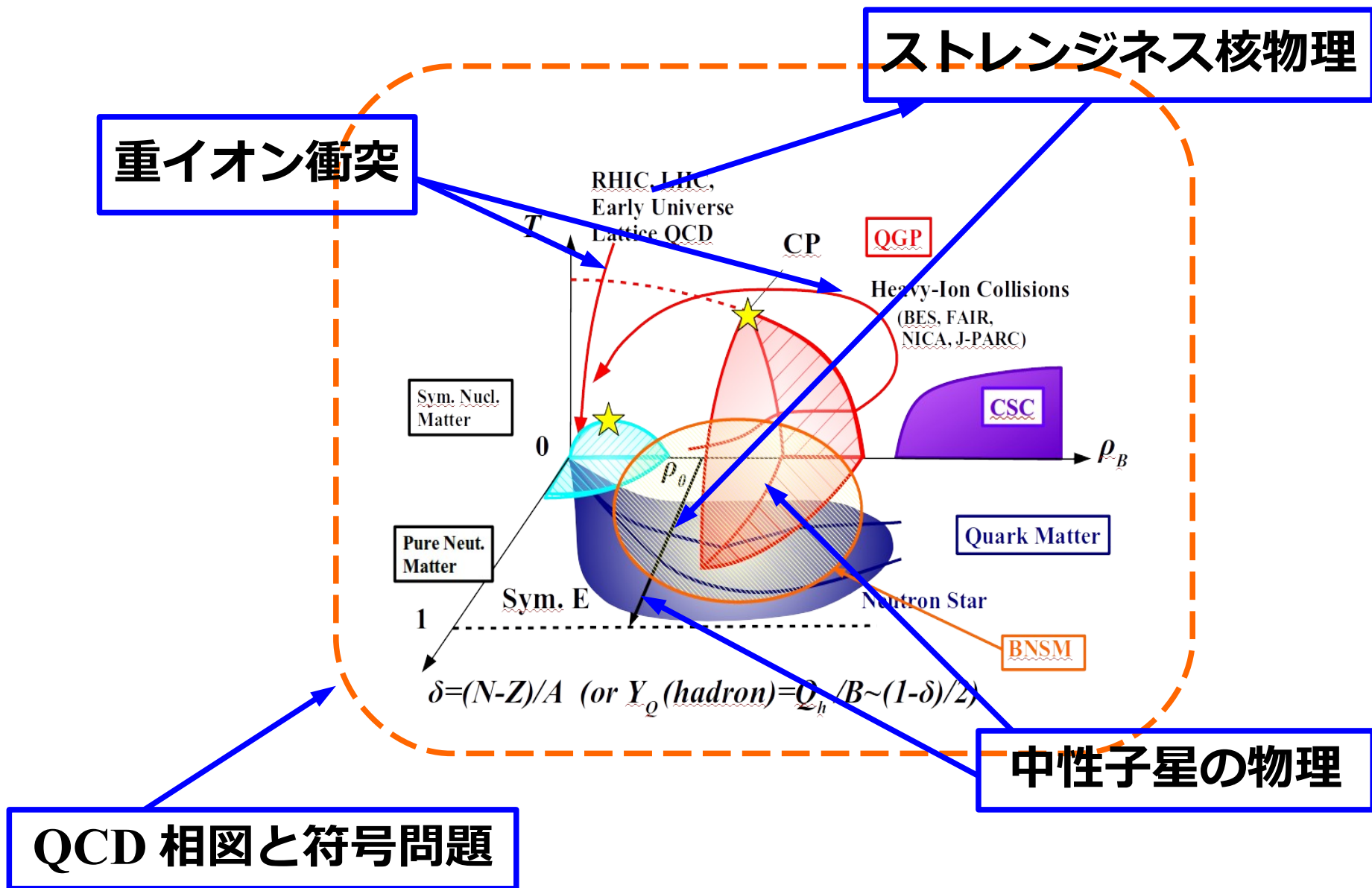
QCD 相図



AO, JPS Conf. Proc. 20 (2018), 011035

A. Ohnishi @ Kyoto U. Seminar, Dec. 13, 2018 2

高密度核物質の物理



高密度核物質の物理

■ 高密度核物質の物理

- 原子核密度程度、およびそれ以上の密度の核物質物性物理学
- 多くの物理課題と関連
低エネルギー～高エネルギーの重イオン衝突、
ストレンジネス核物理、
コンパクト天体物理、不安定核物理（対称エネルギー・対相関）、
有限密度 QCD、...

■ 今回の発表の内容

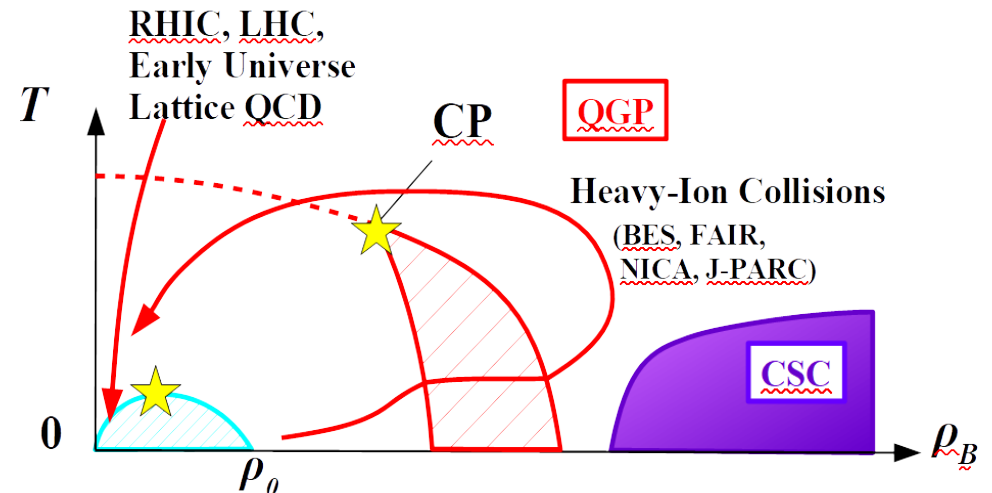
- Introduction
- 高エネルギー重イオン衝突（輸送模型と高密度 QCD 相転移）
- ハイパー核（粒子相関からハドロン間相互作用へ）
- 中性子星（対称エネルギーと中性子星半径）
- 符号問題（複素化変数での積分）
- まとめ

高エネルギー重イオン衝突

輸送模型と高密度 QCD 相転移を中心に。

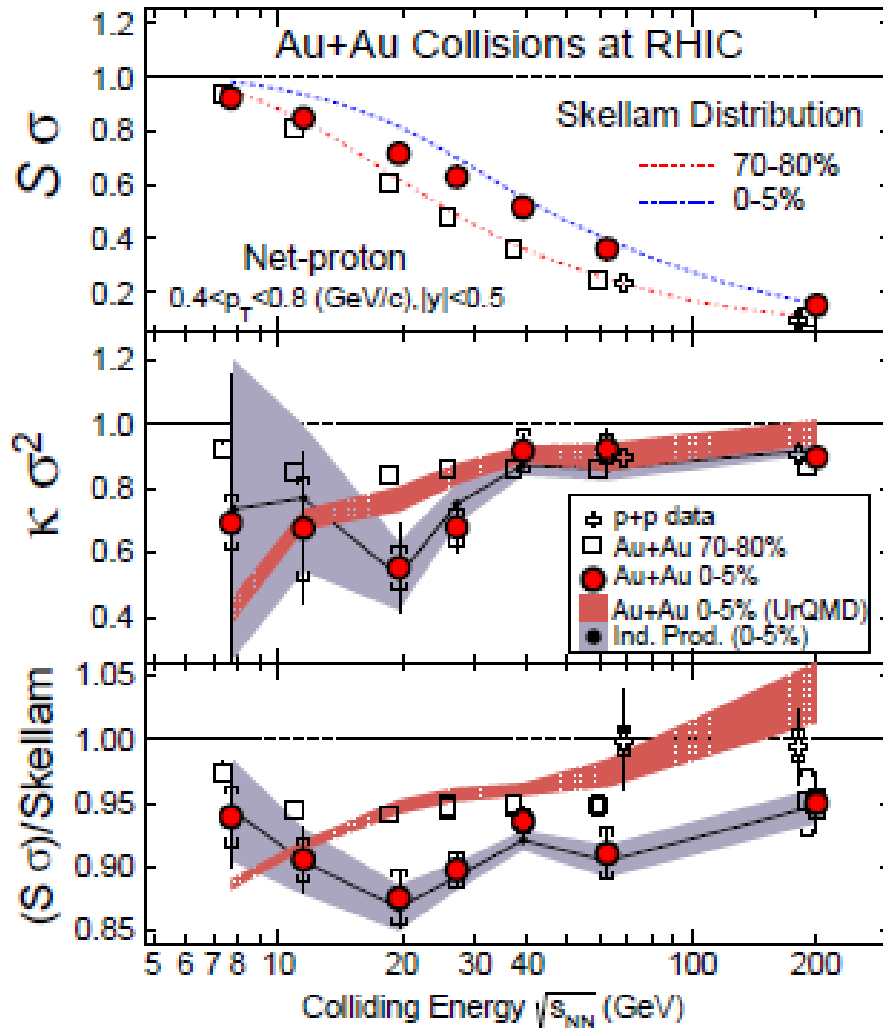
高エネルギー重イオン衝突の物理

- クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の発見・物性
 - 流体模型とジェットによる記述の成功 → 精緻化へ (RHIC の最高エネルギー、LHC)
- 高密度領域における状態方程式 (EOS) ・ QCD 相転移
 - $\sqrt{s_{NN}}=(5-20)$ GeV の衝突エネルギー領域 → $\rho=(5-10)\rho_0$
 - 高密度での EOS は決められるか？
 - 高密度での相転移は 1 次か？クロスオーバーか？

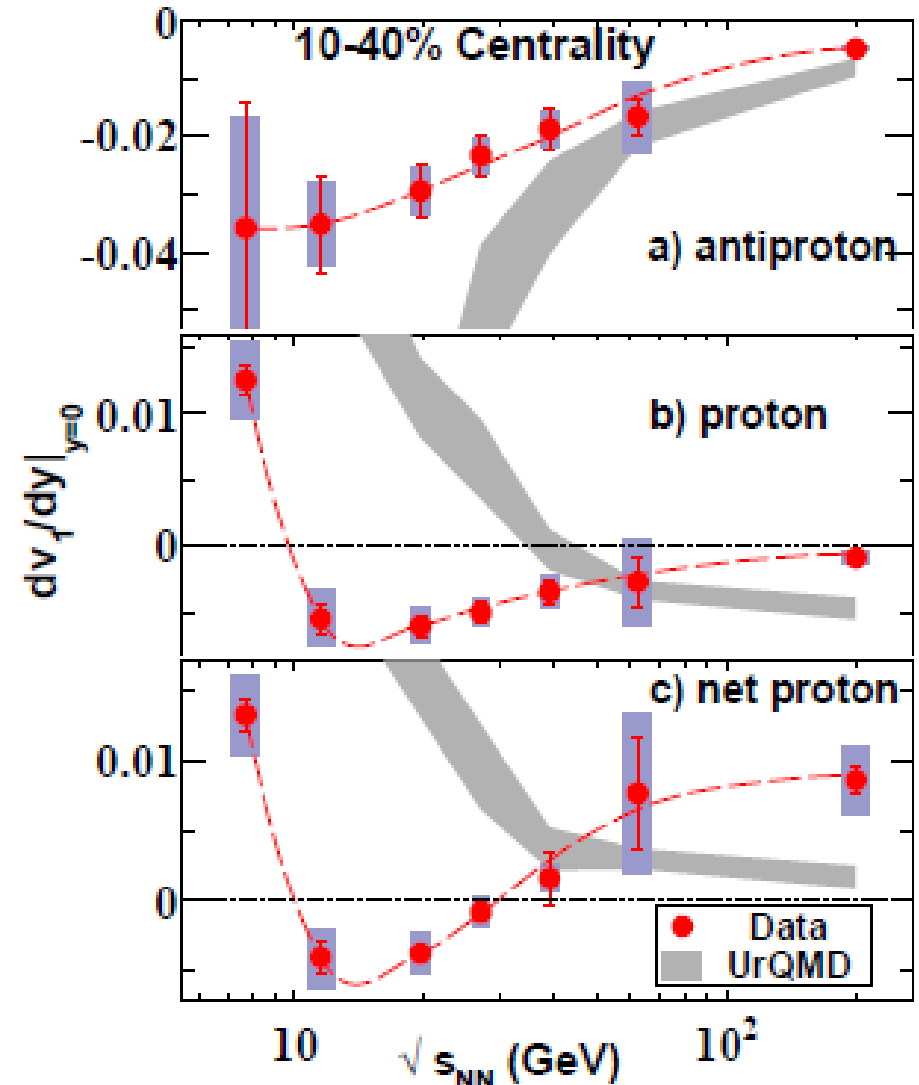


QCD 一次相転移は見たか？

- 衝突エネルギー関数として非単調性が見えている ($\kappa\sigma^2$, dv_1/dy)



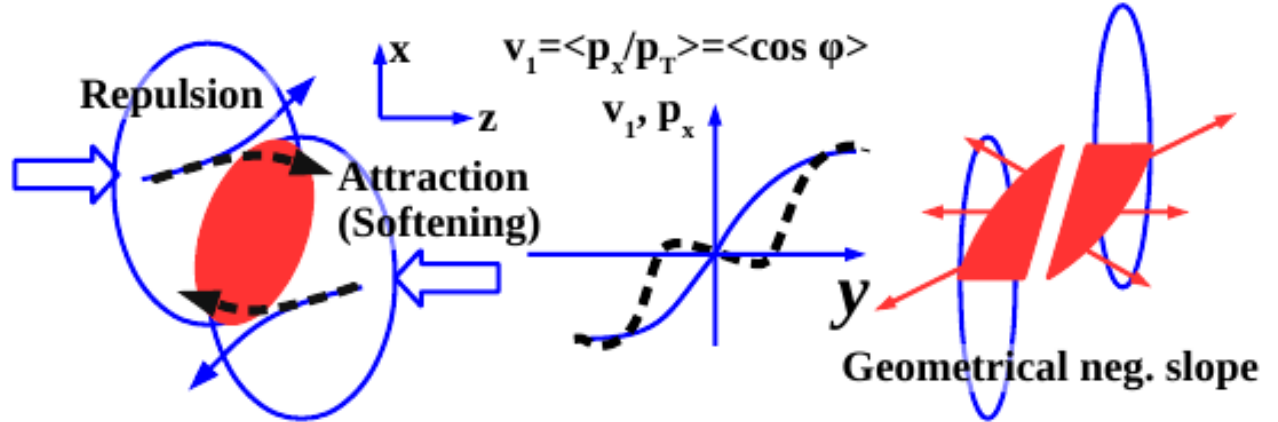
STAR Collab., PRL 112('14)032302.



STAR Collab., PRL 112('14)162301.

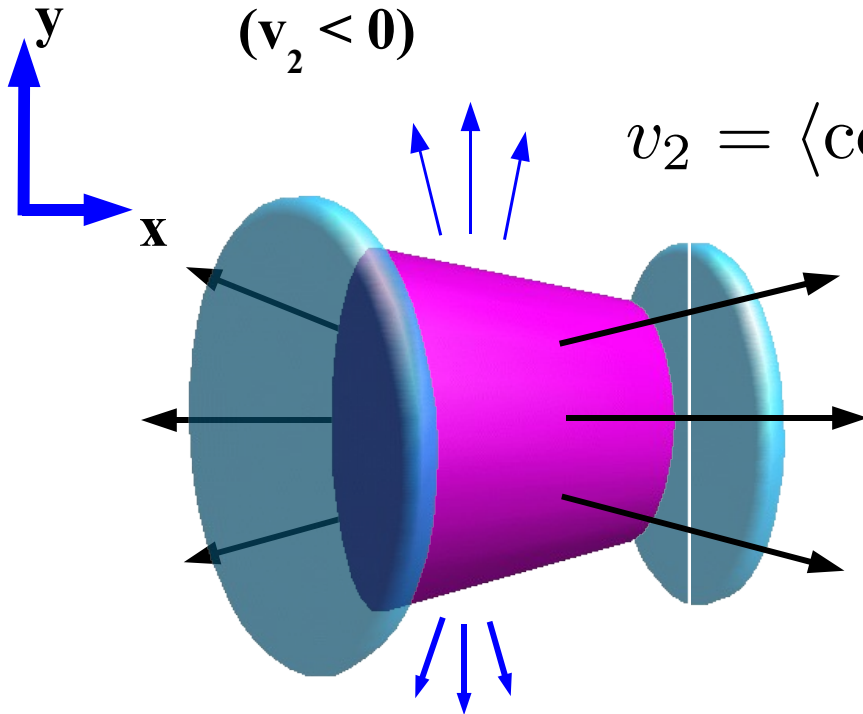
- Directed flow ($v_1, \langle p_x \rangle$), Elliptic flow (v_2)

→ 衝突初期に作られ、高密度の状態方程式 (EOS) に敏感



Out-of-Plane Flow
($v_2 < 0$)

$$v_2 = \langle \cos 2\phi \rangle$$



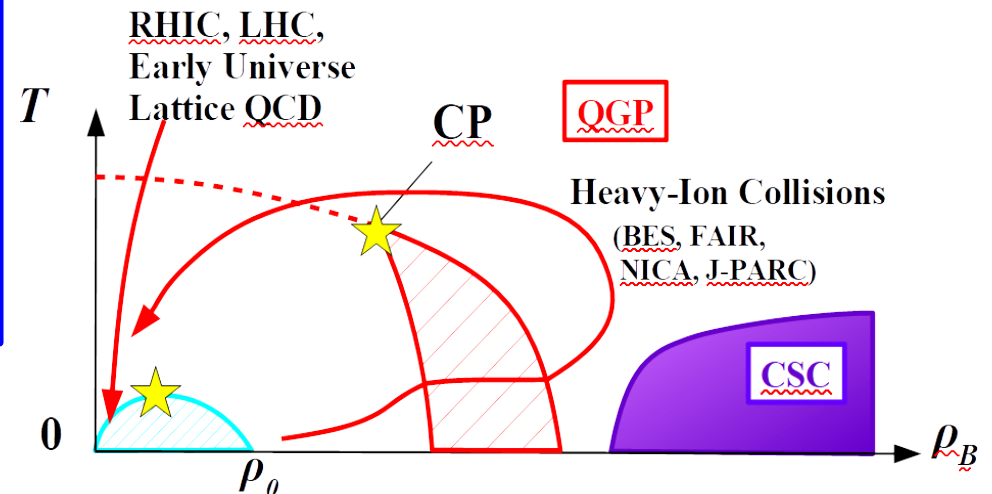
In-Plane Flow
($v_2 > 0$)

高エネルギー重イオン衝突の物理

- クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の発見・物性
 - 流体模型とジェットによる記述の成功 → 精緻化へ (RHIC の最高エネルギー、LHC)
- 高密度領域における状態方程式 (EOS) ・ QCD 相転移
 - $\sqrt{s_{NN}}=(5-20)$ GeV の衝突エネルギー領域 → $\rho=(5-10)\rho_0$
 - 高密度での EOS は決められるか？
 - 高密度での相転移は 1 次か？クロスオーバーか？

■ ハドロン輸送模型に基づく研究

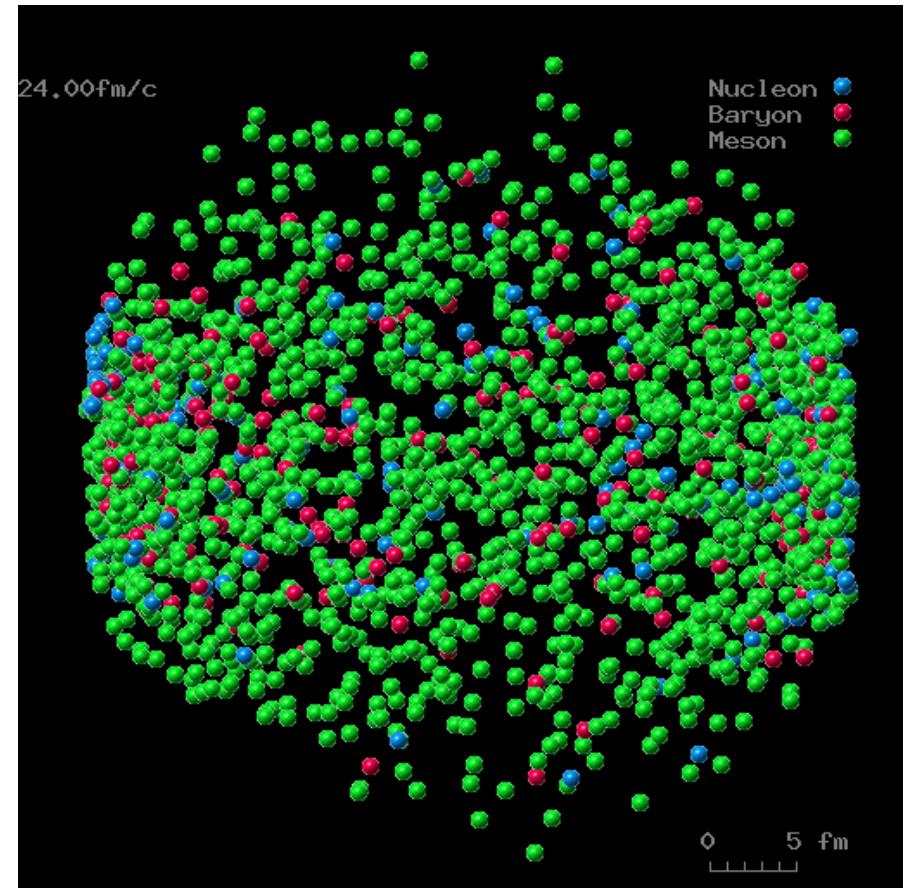
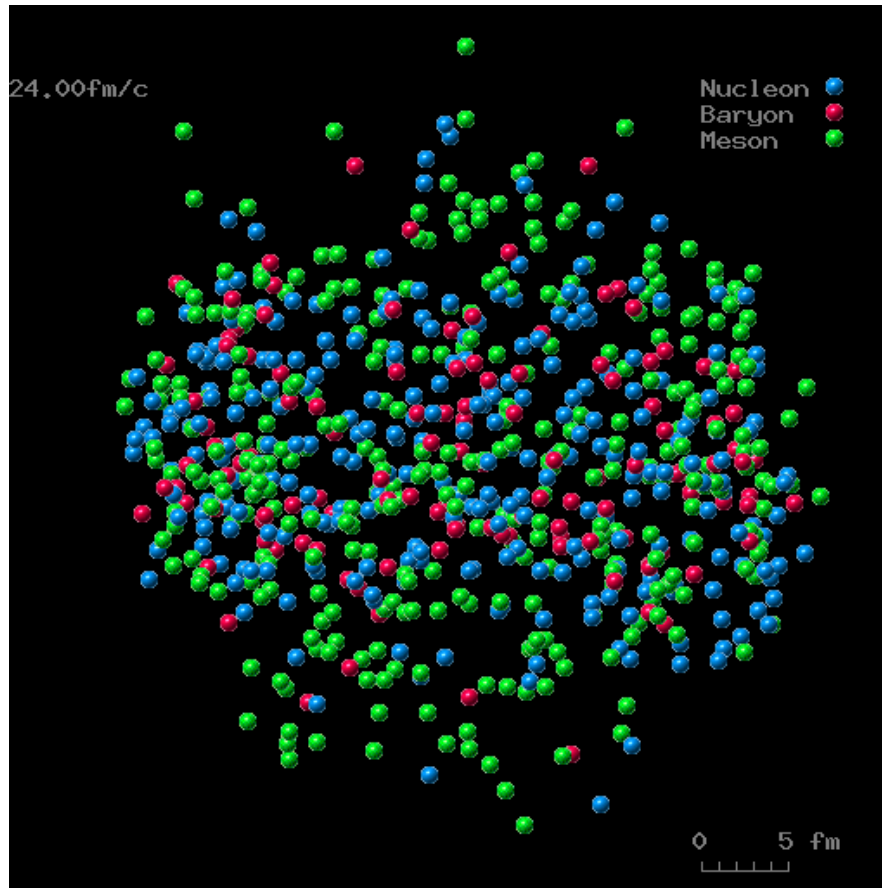
- ハドロン輸送模型 JAM
- EOS の導入とフロー
- 負の側方フローと EOS の軟化



How do heavy-ion collisions look like ?

Au+Au, 10.6 A GeV

Pb+Pb, 158 A GeV



$$\sqrt{s_{NN}} \sim 5 \text{ GeV}$$

$$\sqrt{s_{NN}} \sim 20 \text{ GeV}$$

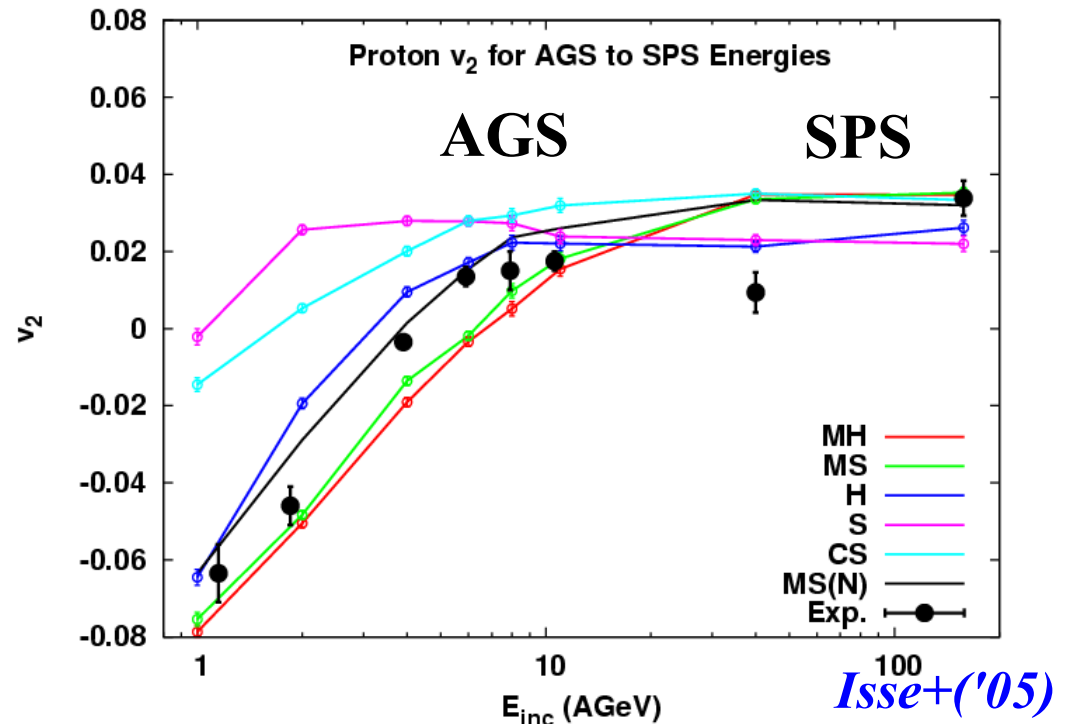
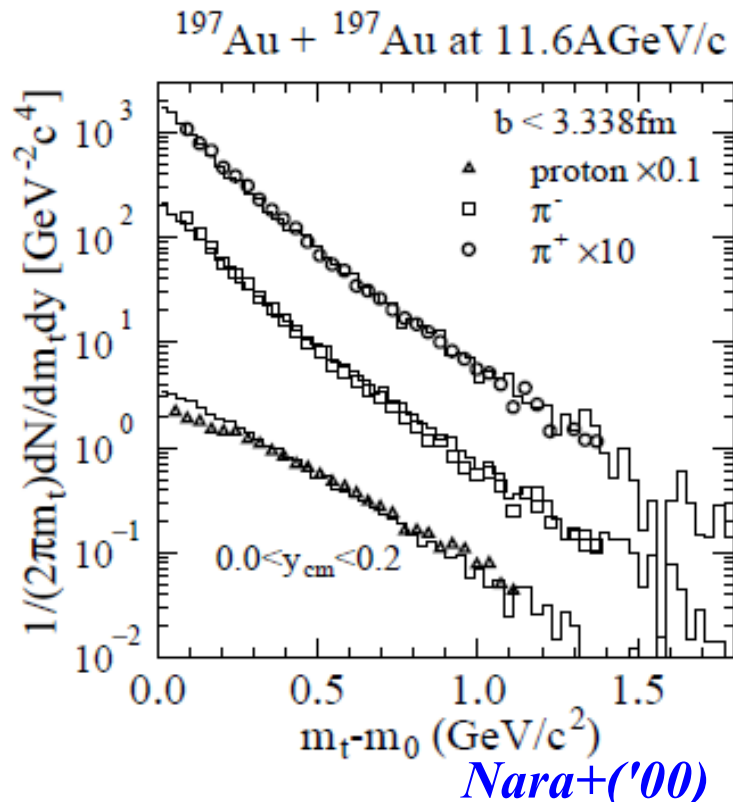
JAMming on the Web <http://www.jcprg.org/jow/>

ハドロン輸送模型 JAM

Y.Nara, N.Otuka, AO, K.Niita, S.Chiba, PRC61('00), 024901
 M.Isse, AO, N.Otuka, P.K.Sahu, Y.Nara, PRC72 ('05)064908

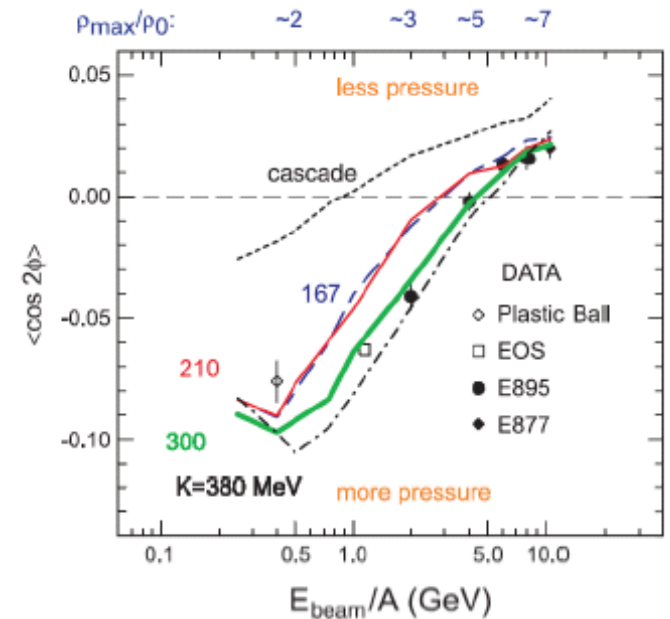
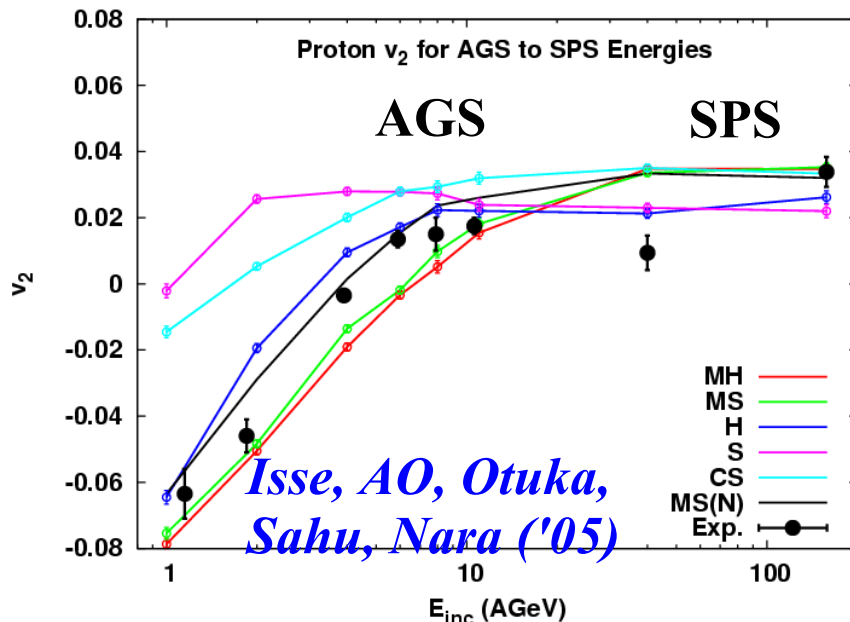
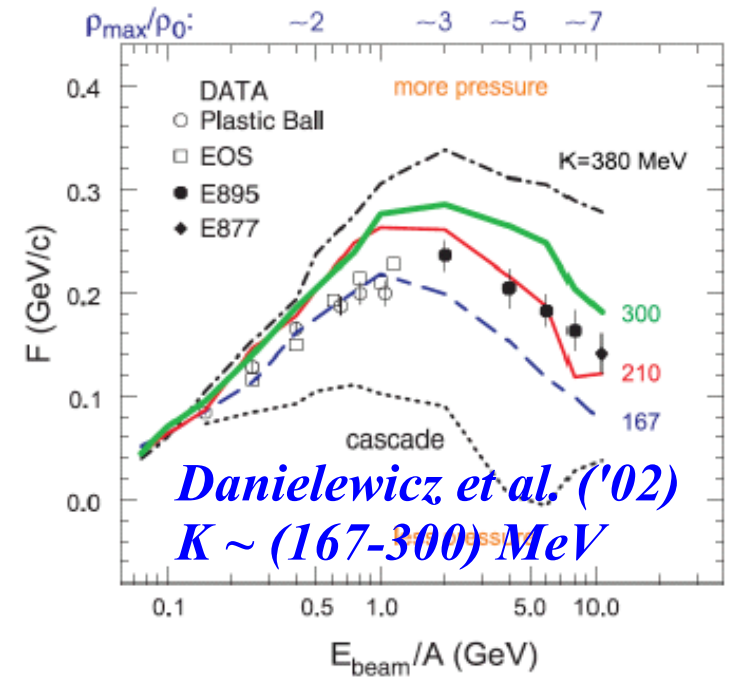
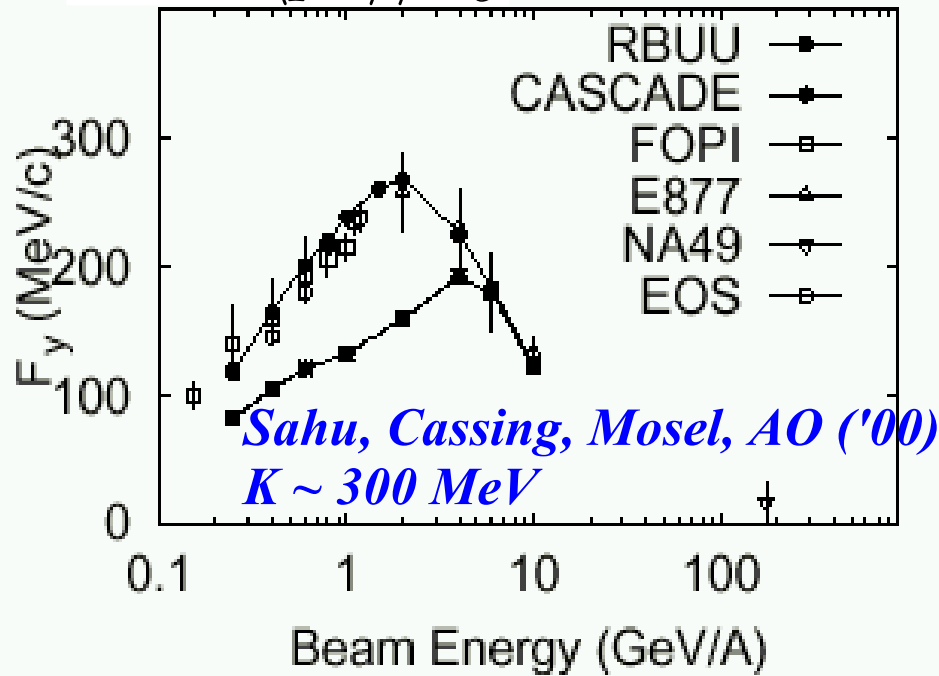
■ Event Generator: Jet AA Microscopic transport model (JAM)

- 多くの自由度・素過程を取り入れた輸送模型
- 平均場を導入して $E_{inc}=(1-158)$ AGeV でのフローをほぼ説明
- しかし $\sqrt{s_{NN}}=11.5$ GeV での負のフローは説明できない



集団フローから状態方程式へ

$$F = d\langle p_x \rangle / dy$$

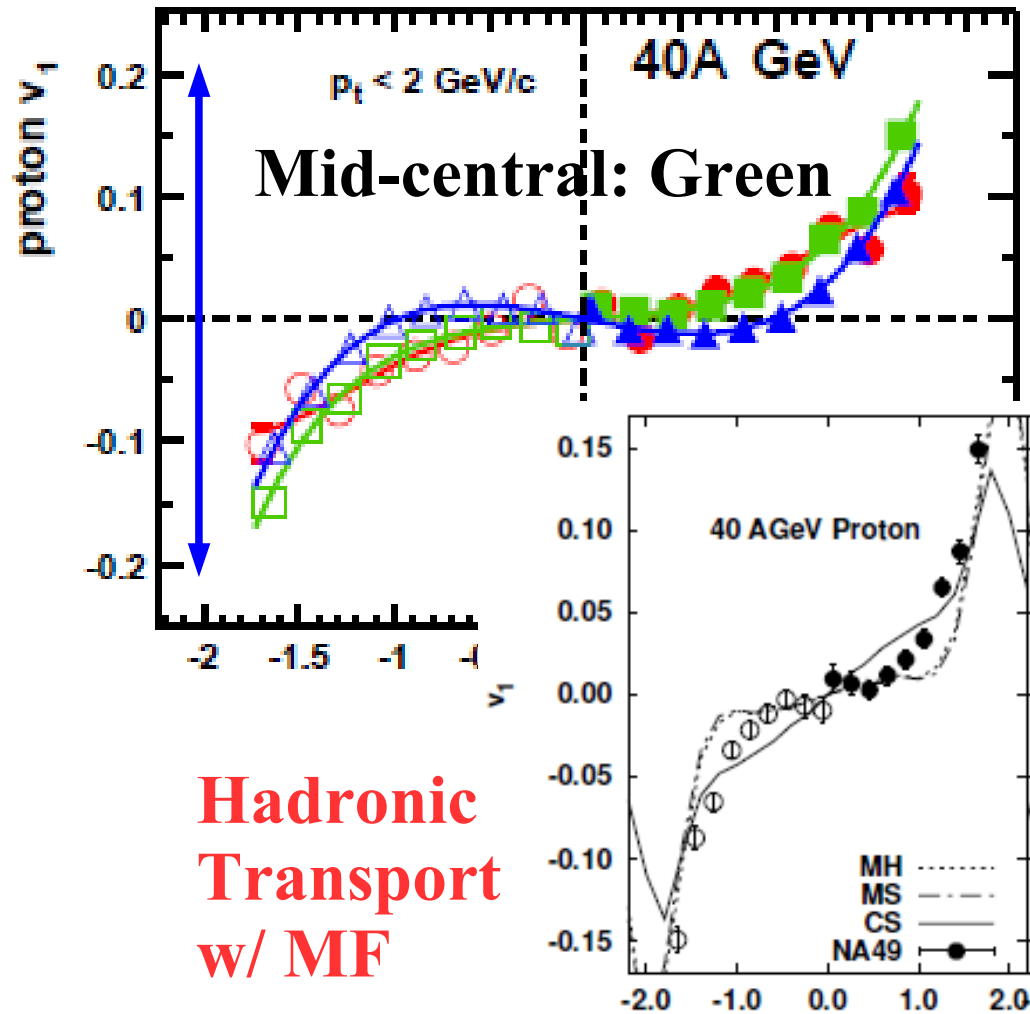


SPS(NA49) vs RHIC(STAR)

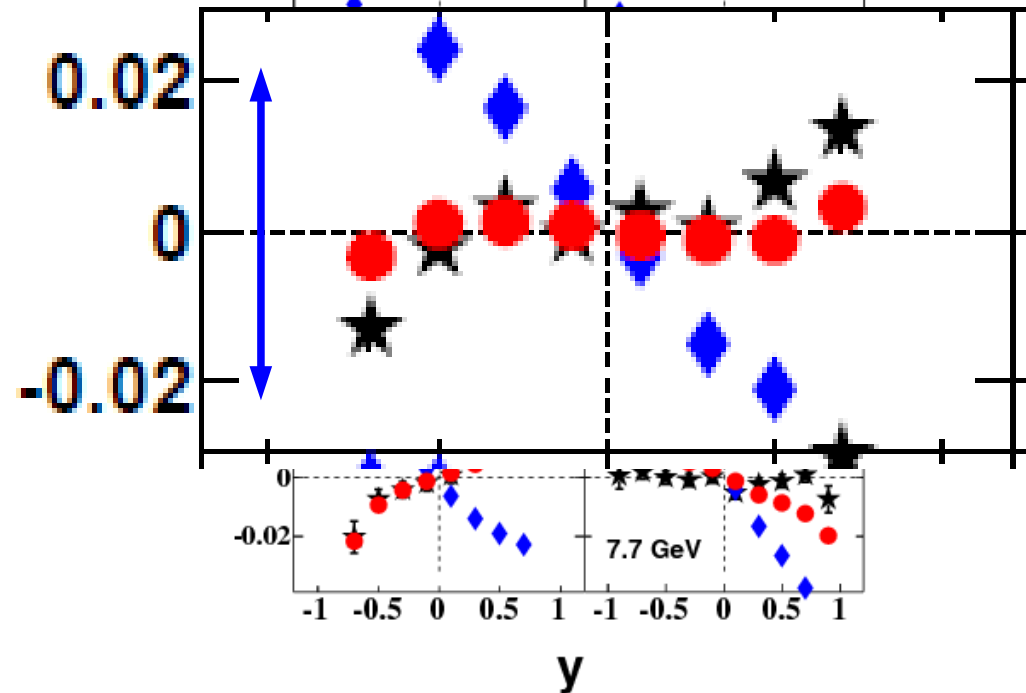
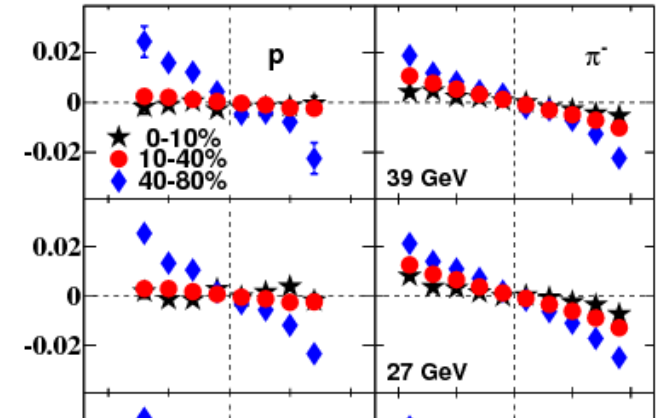
■ SPS (NA49), $\sqrt{s_{NN}} = 8.9$ GeV

■ RHIC(STAR), 7.7-39 GeV

C. Alt et al. (NA49), PRC68 ('03) 034903



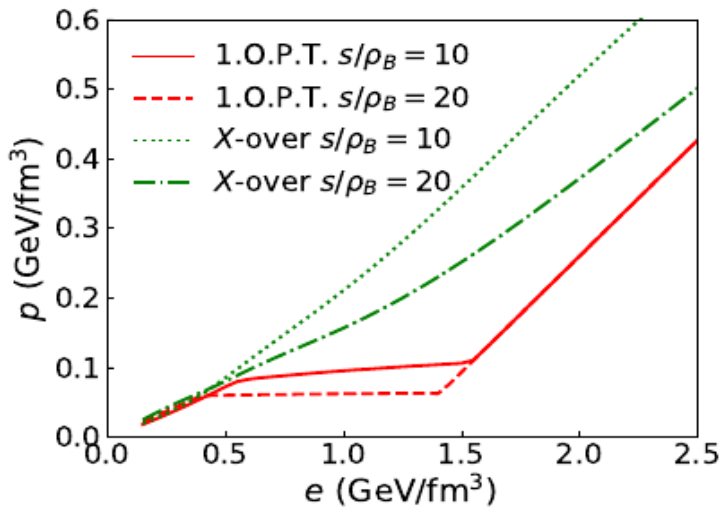
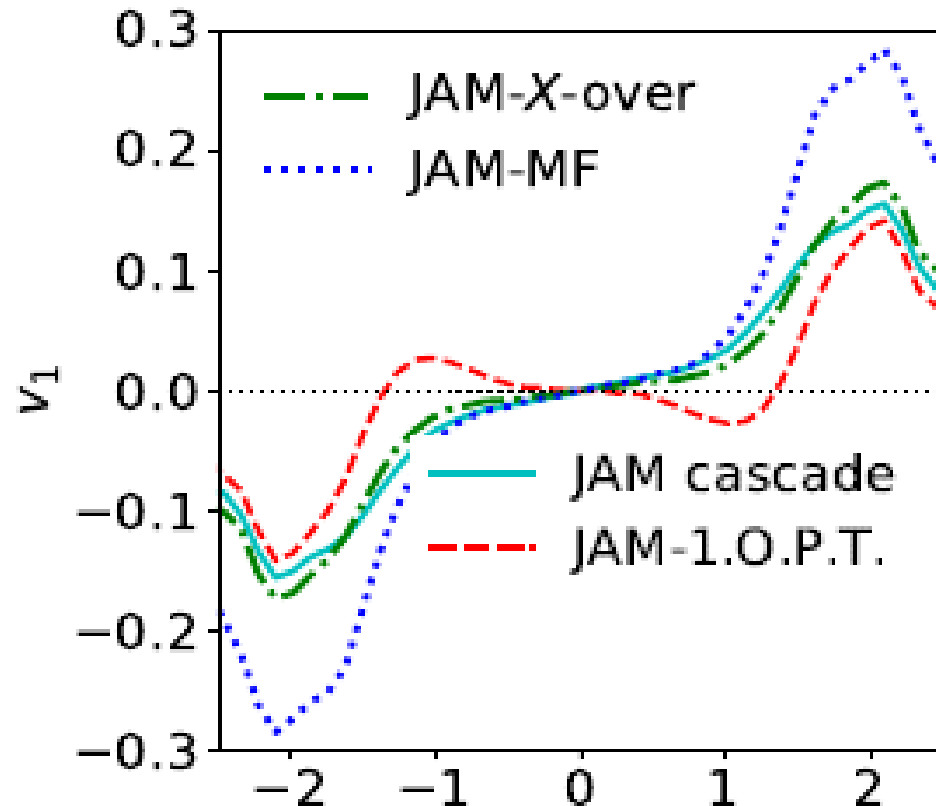
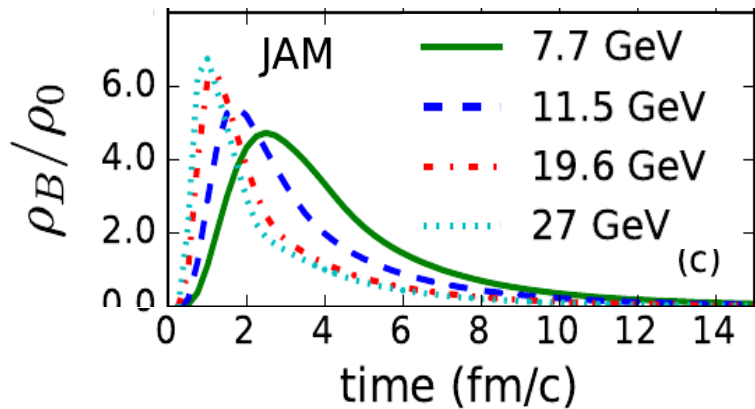
M.Isse, A.O., N.Otuka, P.K.Sahu, Y.Nara,
PRC72 ('05)064908



L. Adamczyk et al. (STAR),
PRL 112(2014)162301

負のフローとEOSの軟化

- ビリアル定理を使って任意のEOSを取り込めるように理論を拡張
- $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeVで見られる負のフロー ($dv_1/dy < 0$)
 → $(5-10)\rho_0$ において急激なEOSの軟化あれば説明可能



Y.Nara, H.Niemi, AO, H.Stoecker, PRC94('16)034906.
Y. Nara, H. Niemi, AO, J. Steinheimer, X.-F. Luo,
H. Stoecker, EPJA 54 ('18)18

ビリアル定理

■ Virial

$$G = \sum_i \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}_i$$

$$\rightarrow \frac{dG}{dt} = \underbrace{\sum_i \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{v}_i}_{\text{Kinetic}} - \underbrace{\sum_i \nabla_i U \cdot \mathbf{r}_i}_{\text{Potential}} + \underbrace{\frac{1}{\Delta t} \sum_{\text{collision}} \mathbf{q}_i \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}_{\text{Pressure from Collisions}} = 3VP$$

■ Attractive / Repulsive Orbit Scatterings

- 通常は散乱角はランダム → 衝突項の圧力への影響はゼロ
- Attractive orbits → $\Delta P < 0$ (softening)
- Repulsive orbits → $\Delta P > 0$ (hardening)

■ Boltzmann Eq. simulating a given EOS

$P > P(\varepsilon) \rightarrow$ Attractive orbit, $P < P(\varepsilon) \rightarrow$ Repulsive orbit
衝突が十分に頻繁であれば、ボルツマン方程式だけでポテンシャル効果をシミュレートできる！

**$(5-10)\rho_0$ で QCD 相転移がありそう。
軟化が必要なことから (対称核物質では)
1 次相転移が想定される！**

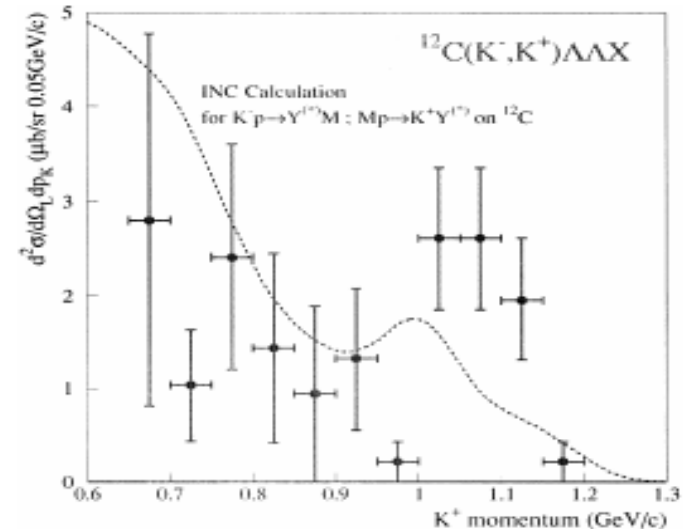
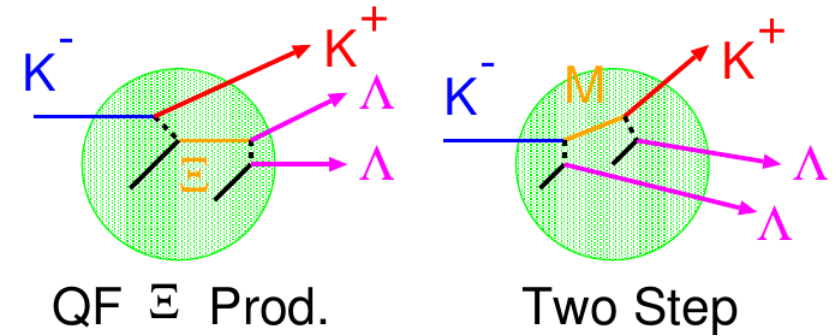
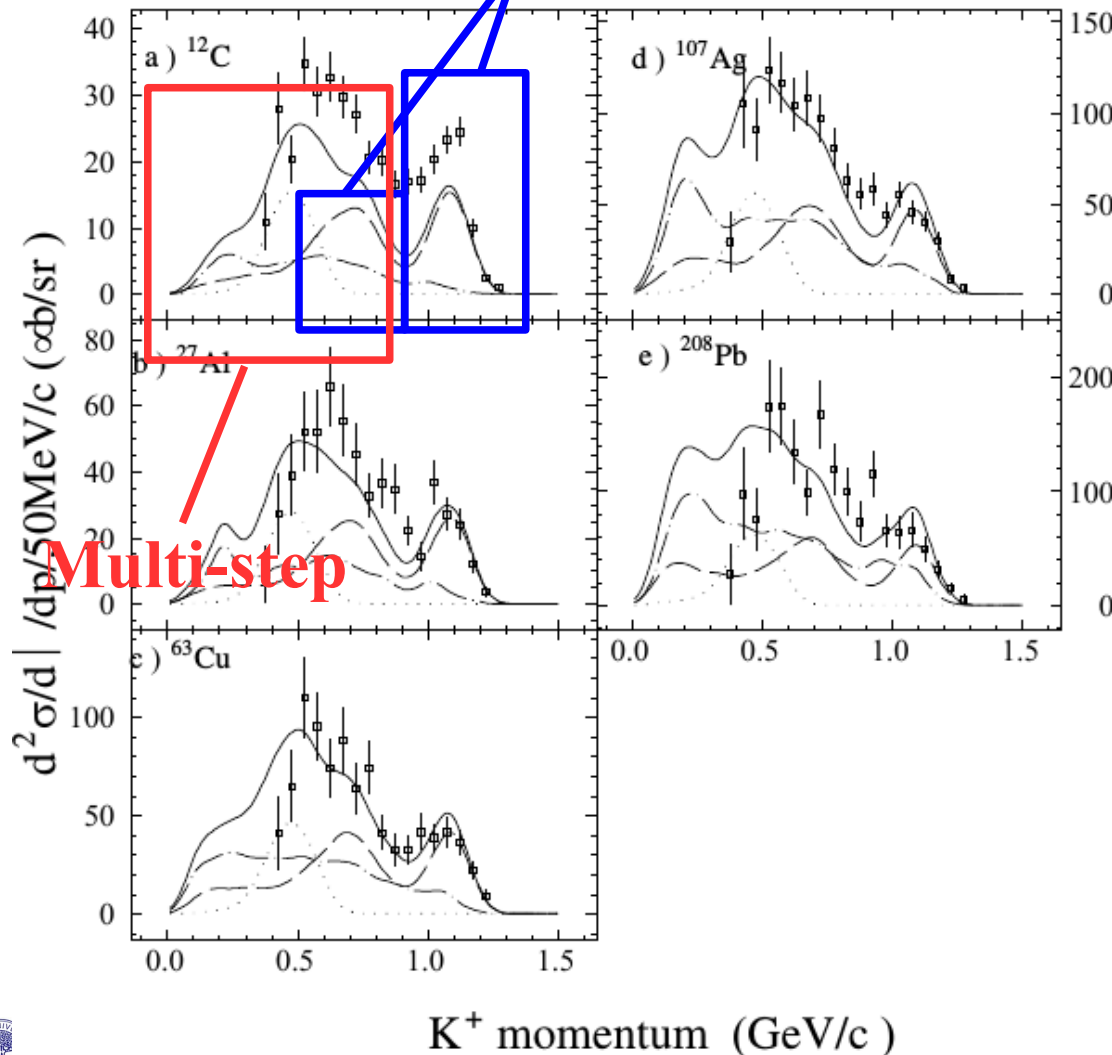
ストレンジネス核物理

ハイペロン相互作用を中心に。

(K^- , K^+) スペクトル ($S=-2$ 系への入り口) の謎

- 準自由反応で説明できない盛り上がり *T. Iijima et al., NPA546('92) 588.*
 - 多段階反応である。 *Y. Nara, AO, T. Harada, A. Engel, NPA614('97)433*
 - 確かに (2 ハイペロン放出) 。 *Ahn et al. (E224) ('98)*

Quasi Free $\Xi(\Xi^*)$



Ahn et al. (E224)('98)

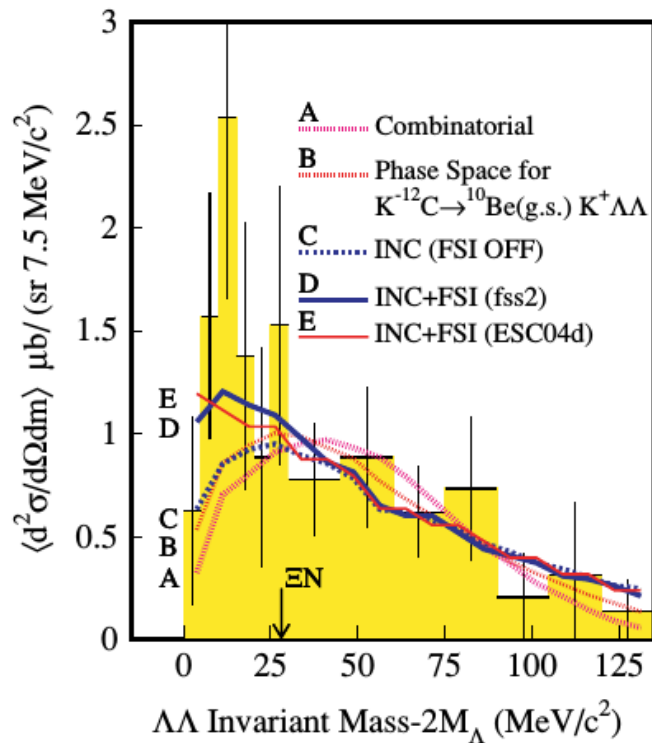
K^+ momentum (GeV/c)

$\Lambda\Lambda$ 不変質量分布

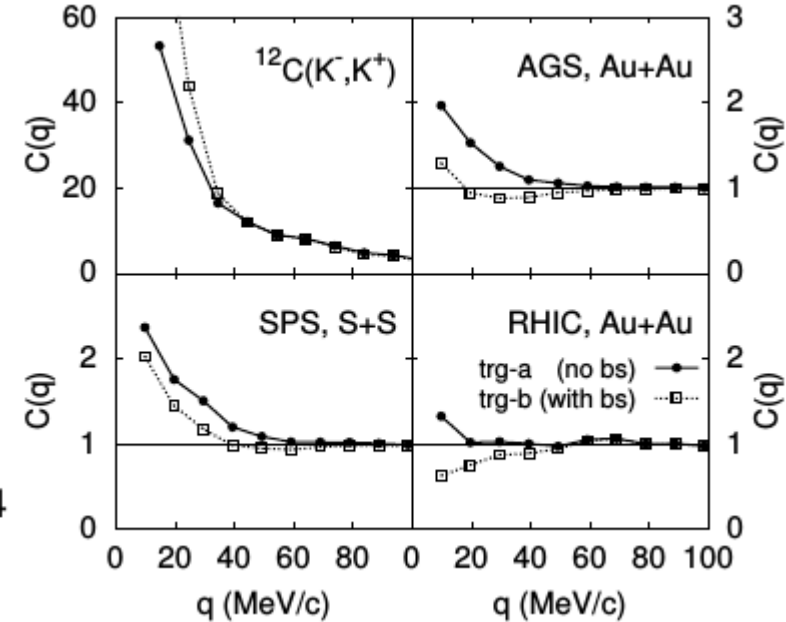
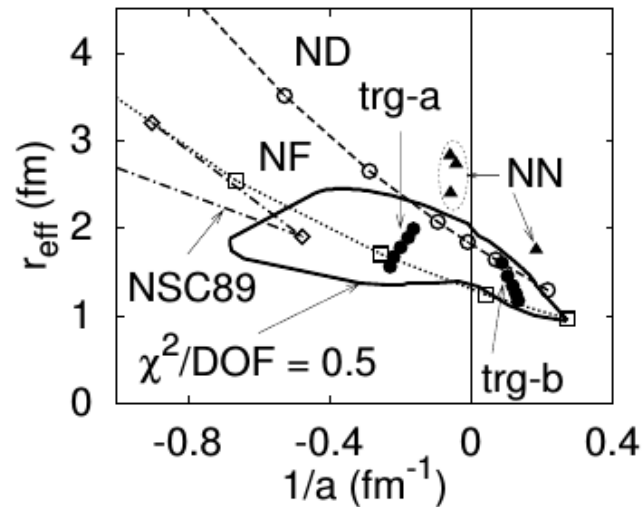
- $\Lambda\Lambda$ 不変質量分布は低エネルギーで輸送模型より大きい
→ 不変質量分布の増大は $\Lambda\Lambda$ 相互作用の現れ!

J.K.Ahn et al. (E224), PLB444('98)267; C. J. Yoon et al. (E522+AO), PRC75('07)022201; AO et al., NPA670('00)297c; NPA684('01)595; NPA691('01)242c

- $\Lambda\Lambda$ 相互作用の制限、重イオン衝突での相関関数測定のプロ案
→ 2010年にRHIC-STAR(H.Z.Huan)に依頼、測ってくれました



Yoon et al. (E522+AO)('07)



AO, Hirata, Nara, Shinmura, Akaishi ('00)

2 粒子相関関数 (Chaotic Source)

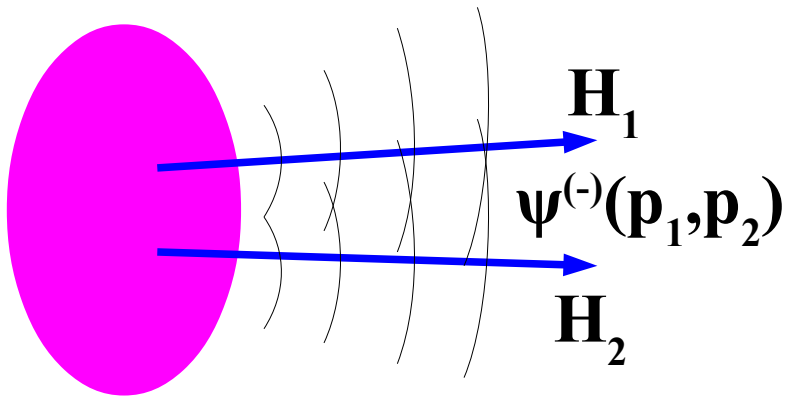
2 粒子相関関数

Koonin ('77); Pratt+('90); Lednicky+('82)

$$C(q) = \frac{E_1 E_2 dN_{12}/dp_1 dp_2}{(E_1 dN_1/dp_1)(E_2 dN_2/dp_2)}$$

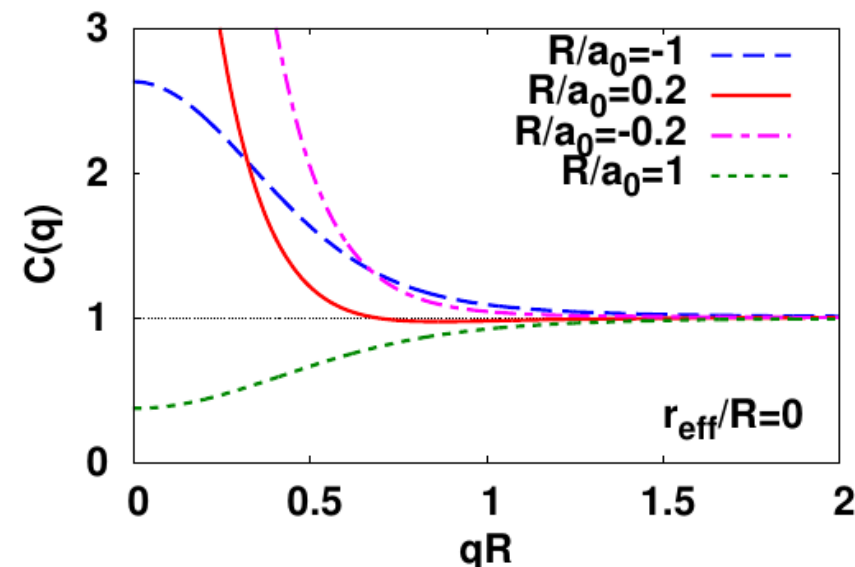
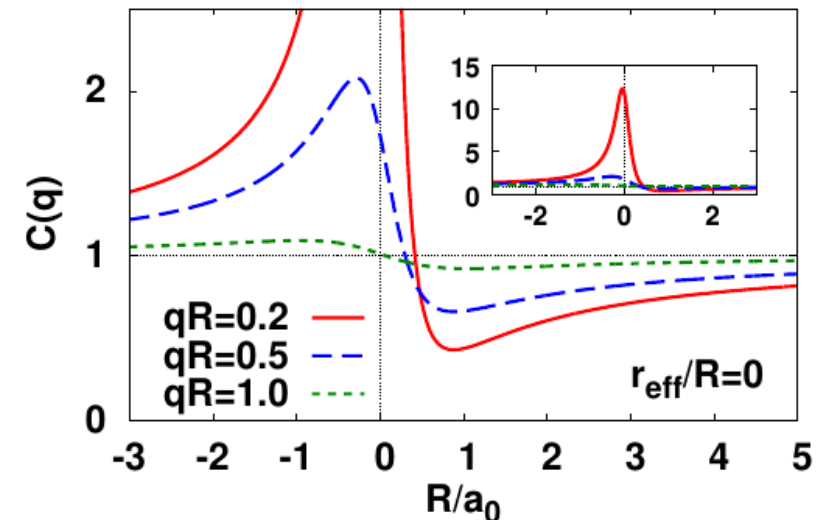
$$\simeq \int dr \underbrace{S_{12}(r)}_{\text{Source fn.}} \underbrace{\left| \psi_{12}^{(-)}(r, q) \right|^2}_{\text{int.} \rightarrow \text{rel. w.f.}}$$

q: 相対運動量



静的なガウス源

$$q \cot \delta = -1/a_0 + r_{\text{eff}} q^2/2 + \mathcal{O}(q^4)$$



散乱長の大きさによって相関関数は大きく変化

通常の利用方法

知っている相互作用 + 相関関数データ → ソースサイズ

$$C(\mathbf{q}) = \int d^3r S_{12}(\mathbf{q}, \mathbf{r}) \left| \psi_{12}^{(-)}(\mathbf{r}; \mathbf{q}) \right|^2$$

逆転の発想：

ソース関数 + 相関関数 → 未知の相互作用

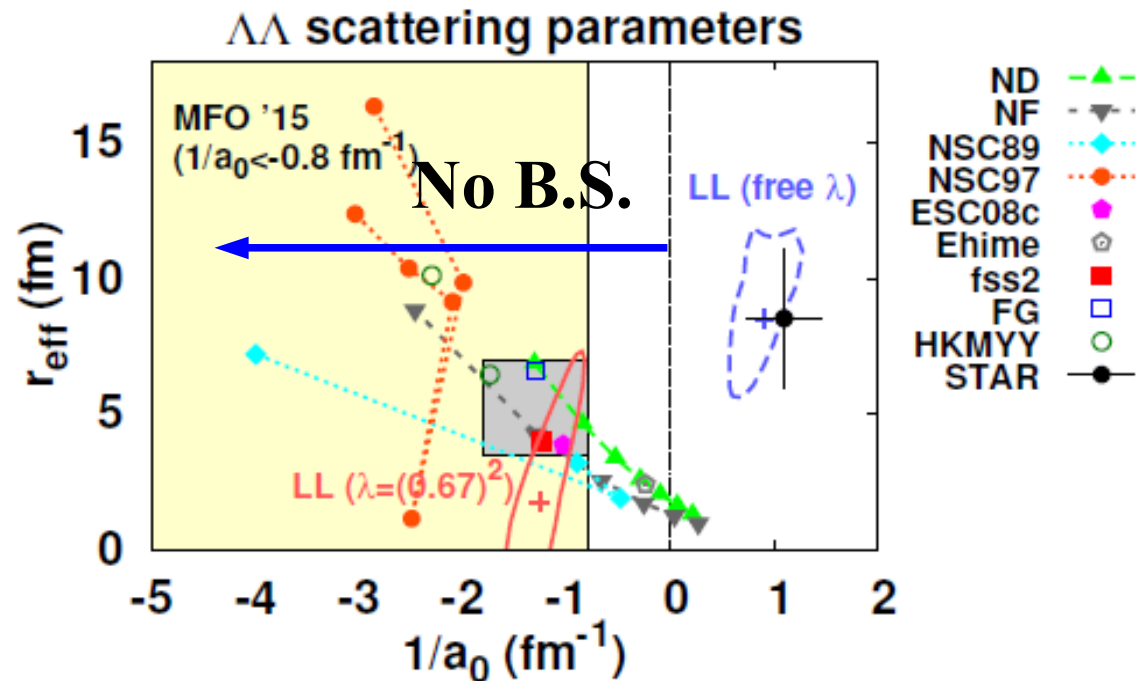
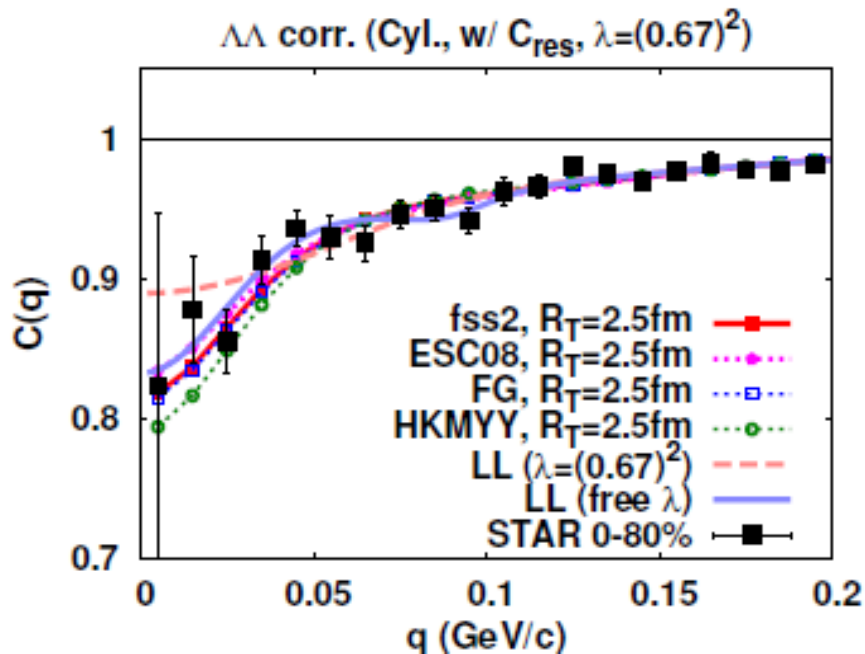
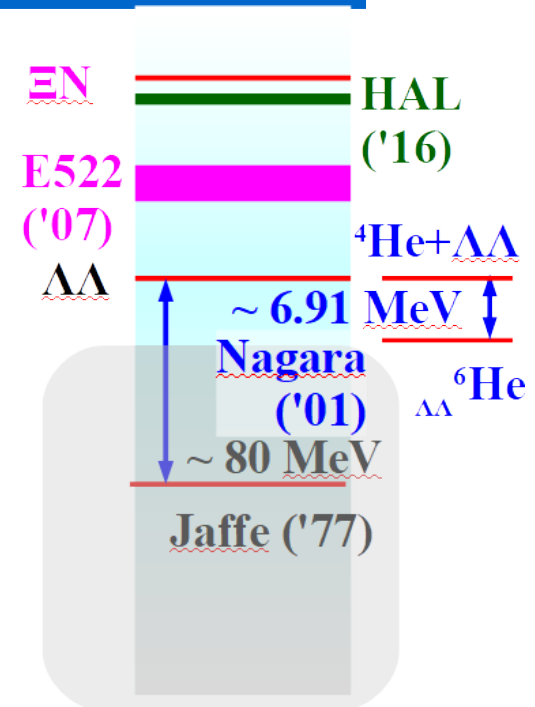
Let us try ! Examples: $\Lambda\Lambda$, $\Omega^- p$, and $K^- p$

Previous works ($\Lambda\Lambda$): C. Greiner, B. Muller, PLB219('89)199.;

AO, Y. Hirata, Y. Nara, S. Shinmura, Y. Akaishi, NPA 670 ('00), 297c

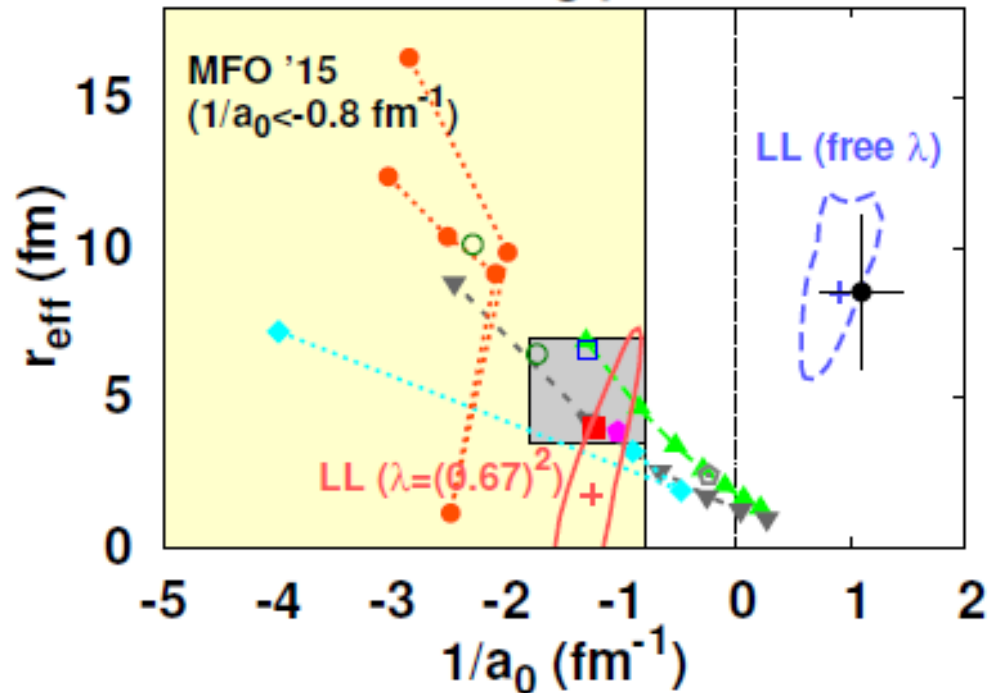
$\Lambda\Lambda$ 相関関数と $\Lambda\Lambda$ 相互作用

- H 粒子 (uuddss) は存在するか？
 - Jaffe の予言 ('77) : 深く束縛
 - Nagara イベントで否定 *Takahashi+*('01)
 - 共鳴状態？ *Yoon+* ('07); *HAL QCD* ('16)
- $\Lambda\Lambda$ 相関関数 → 弱い引力
 - 実験 *Adameczyk+* (*STAR*) ('15)
 - 理論 *Morita, Furumoto, AO* ('15); *AO+*('16)



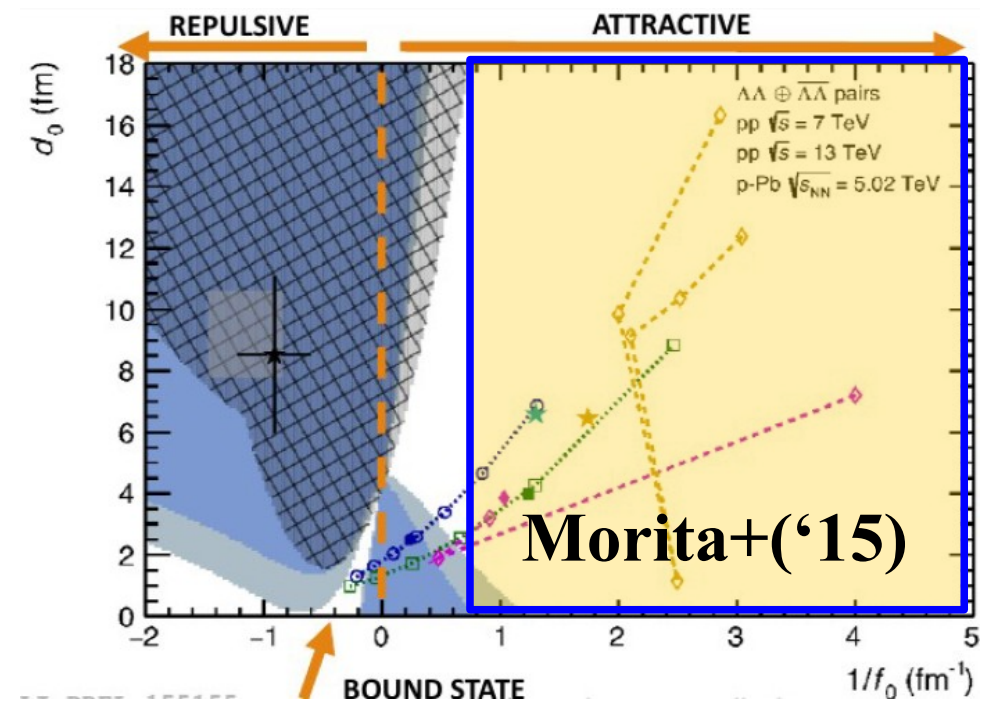
New Data from LHC-ALICE

$\Lambda\Lambda$ scattering parameters



$$q \cot \delta = -1/a_0 + r_{\text{eff}} q^2/2 + \mathcal{O}(q^4)$$

Morita, Furumoto, AO ('15); AO+('16)

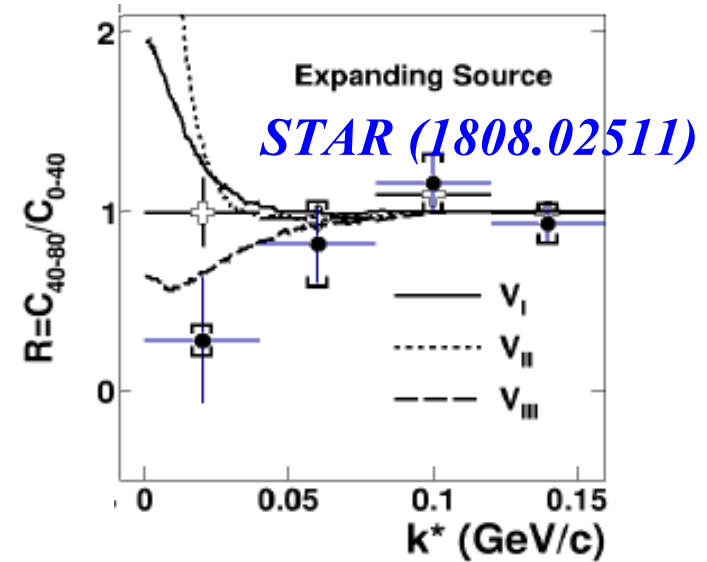
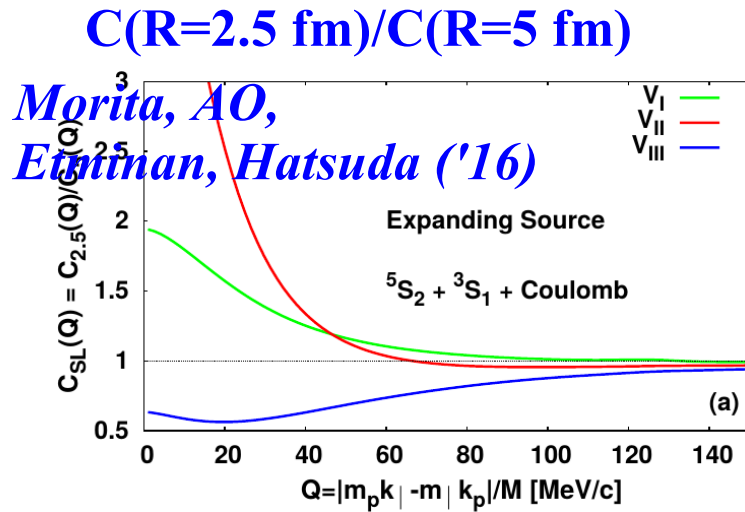


$$q \cot \delta = +1/a_0 + r_{\text{eff}} q^2/2 + \mathcal{O}(q^4)$$

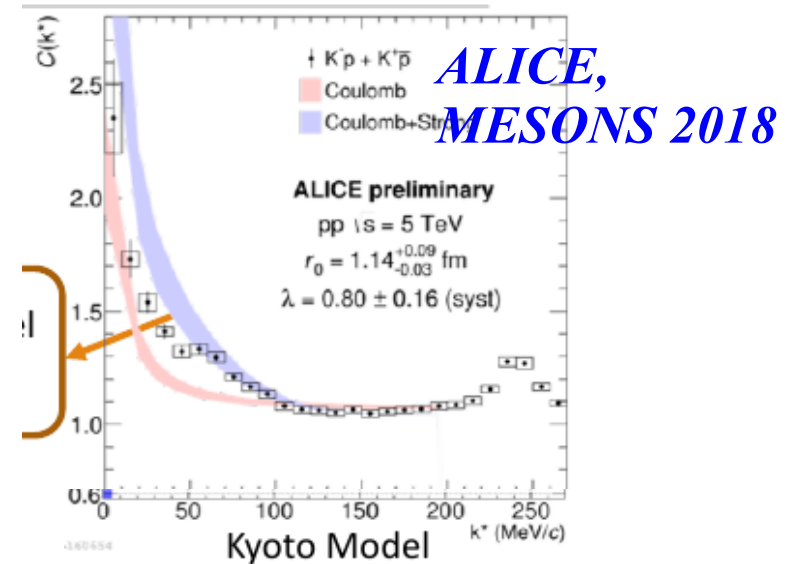
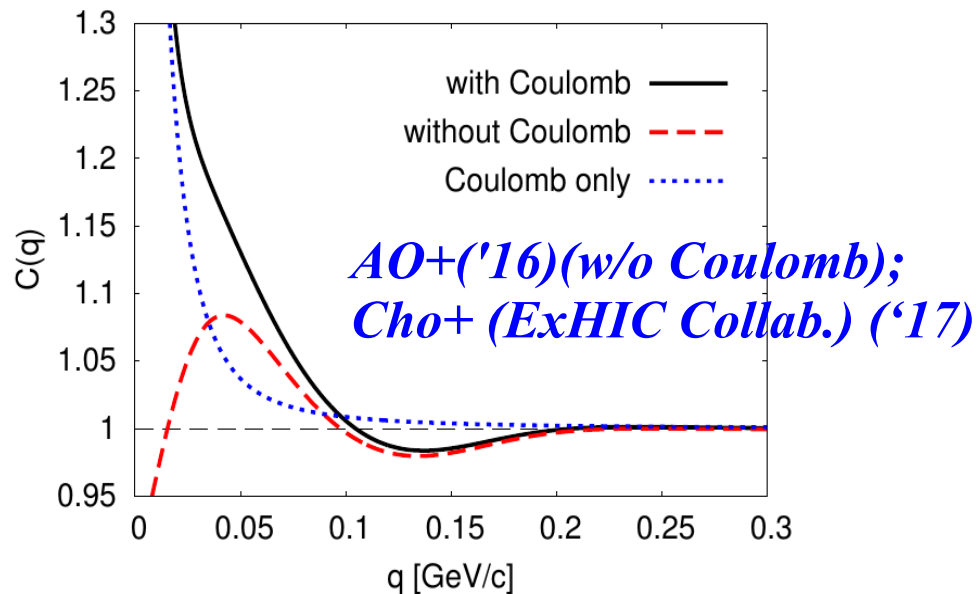
*V. M. Sarti (ALICE), MESONS 2018
ALICE Collab., in prep.*

その後の進展

- Ωp 相関 (dibaryon の存在を期待。 HAL QCD+Coulomb.)

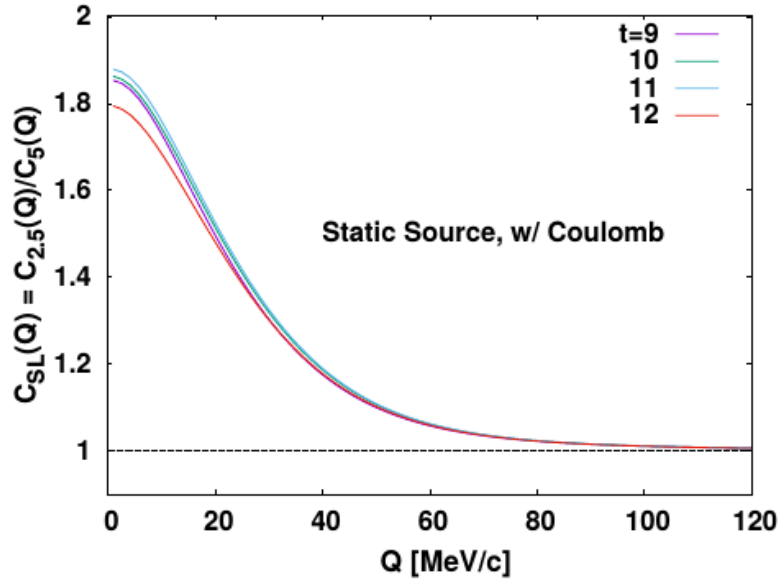


- $K^- p$ 相関 (束縛状態 $\Lambda(1405)$ をもつ。 Chiral Unitary+Coulomb)

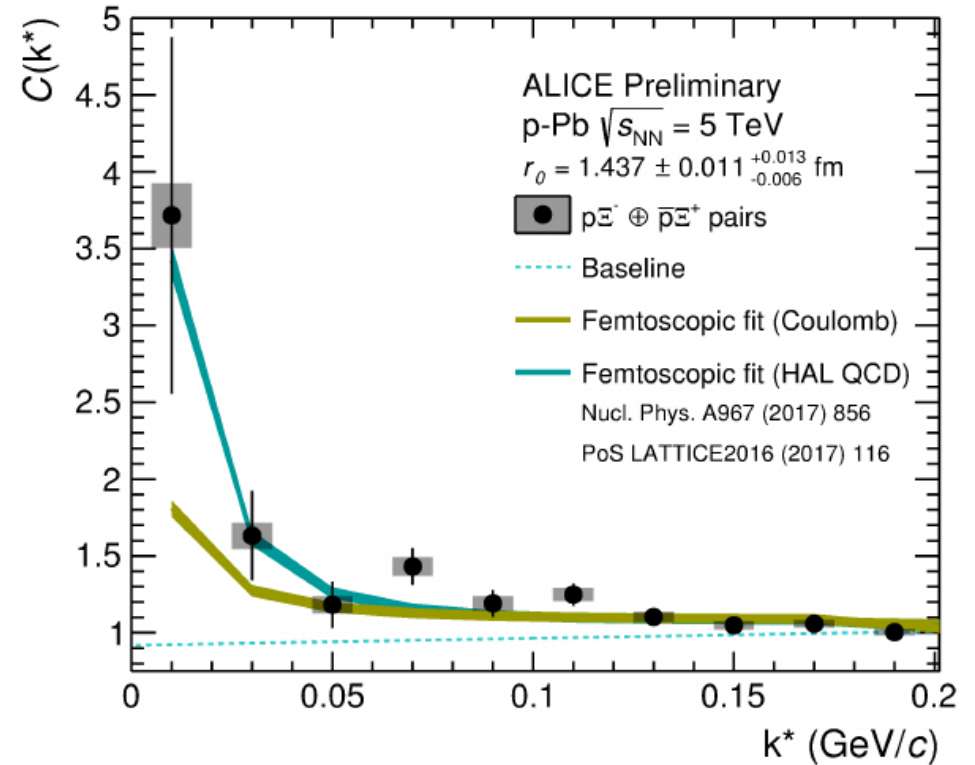


その後の進展 (cont.)

■ Ξ^-p 相関 (ΞN 束縛状態としての H 粒子は?)



*T. Hatsuda, K. Morita, AO,
K. Sasaki, NPA967('17), 856.*



V. M. Sarti (ALICE Collab.), MESONS 2018

これまで不可能と思われてきた
不安定な粒子間の散乱が
終状態相互作用で起こっており、
相互作用が(ある程度)制限できることを示した！

中性子星

対称エネルギーと中性子星半径を中心に。

連星中性子星合体

■ GW170817

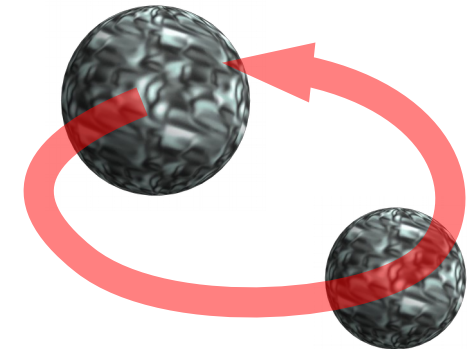
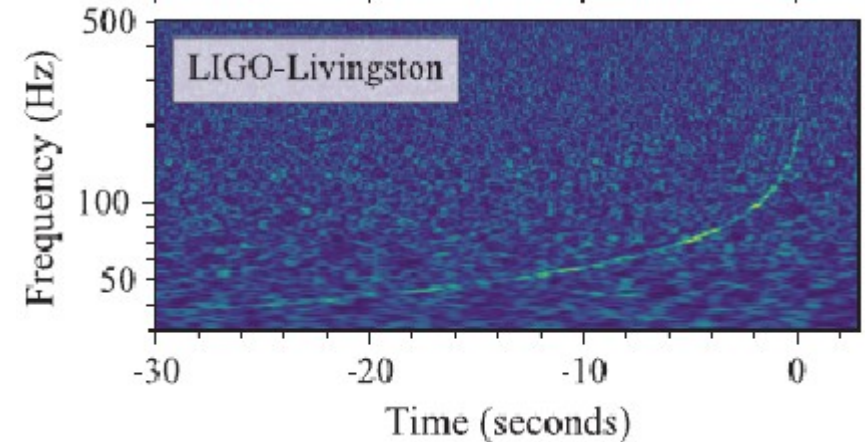
B. P. Abbott et al. (LIGO and Virgo)
PRL 119, 161101 (2017)

- 質量和 $M = 2.74^{+0.04}_{-0.01} M_{\odot}$
- それぞれの質量 $1.17-1.60 M_{\odot}$
→ 連星中性子星合体
(Binary Neutron Star Merger)
- Gamma Ray Burst (GRB170717A) が
1.7 s 後に起こる。
→ GRB の起源 (の一つ) を特定

● inspiral (徐々に近づいていく段階) における振動数変化を観測
→ 中性子星半径を制限

- 放出された物質の速度から中性子星の最大質量を制限
M. Shibata et al., 1710.07579
 $M_{\max} = (2.15-2.25) M_{\odot}$ (c.f. ハイペロンパズル)

- r- 過程元素生成の示唆



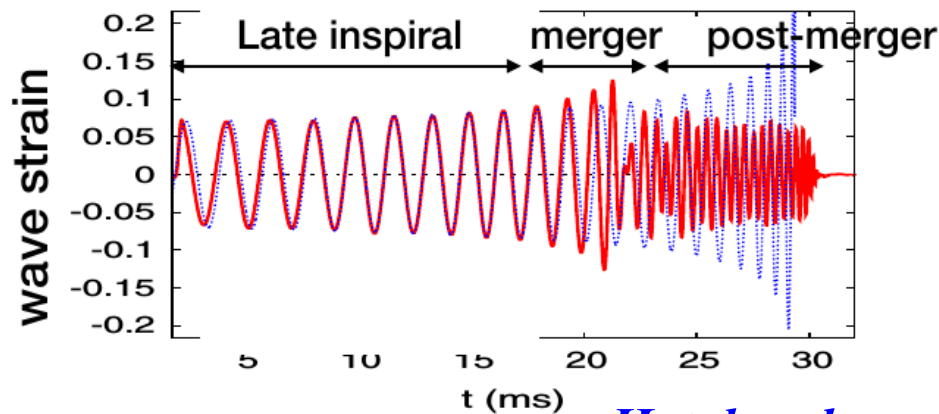
重力波から中性子星半径へ

■ Inspiral phase での重力波 → 潮汐変形により位相が進む

- Tidal deformability $Q_{ij} = -\lambda E_{ij}$, $\lambda = \frac{\Lambda}{G} (GM/c^2)^5$

- 大きな半径 (硬い EOS) → 変形しやすい → 大きな Λ

- 中性子星半径は対称エネルギーパラメータ (S_0, L) に大きく依存 → 高次のパラメータの影響は？



Hotokezaka

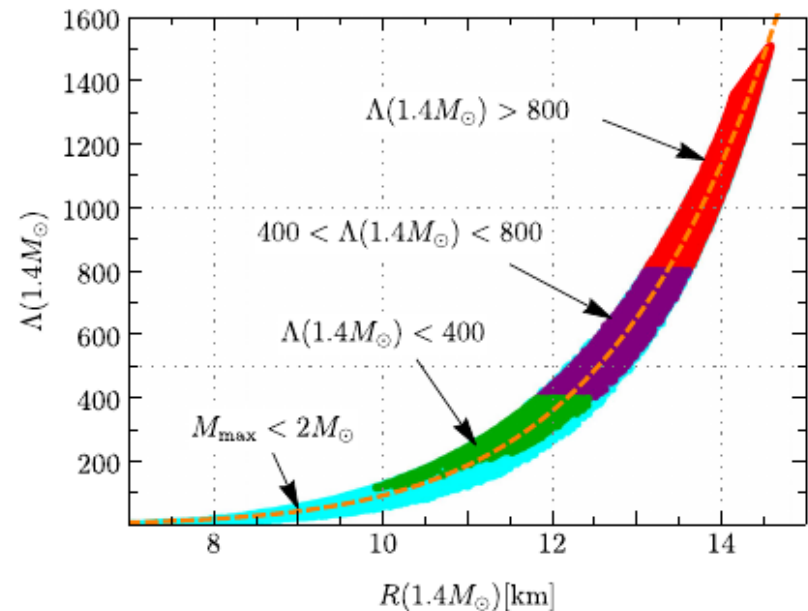


FIG. 2. The Λ values for stars with $M = 1.4 M_{\odot}$ as functions of the corresponding radius. The color coding follows Fig. 1, while the orange dashed line $\Lambda = 2.88 \times 10^{-6} (R/\text{km})^{7.5}$ has been included just to guide the eye.

(R-A) *E. Annala+*, *PRL*120('18)172703

対称エネルギーパラメータ

■ 対称エネルギー (中性子物質と対称核物質のエネルギー差)

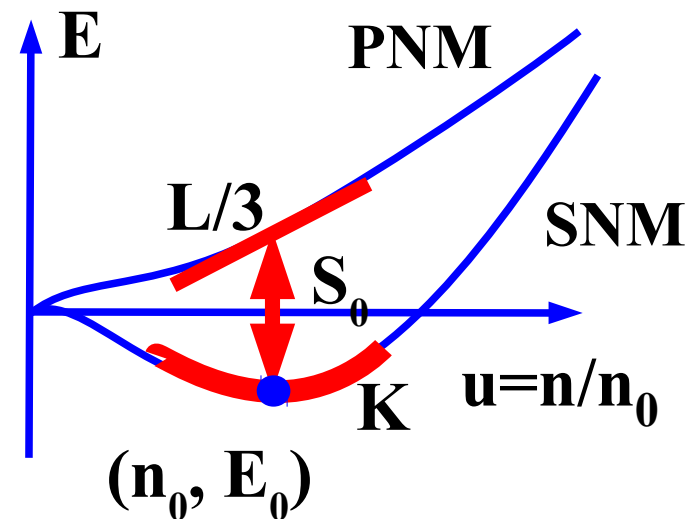
● 飽和点 & 対称エネルギーパラメータ

$$E_{\text{NM}}(u, \alpha) = E_{\text{SNM}}(u) + \alpha^2 S(u)$$

$$E_{\text{SNM}}(u) \simeq E_0 + \frac{K_0}{18}(u-1)^2 + \frac{Q_0}{162}(u-1)^3$$

$$S(u) \simeq S_0 + \frac{L}{3}(u-1) + \frac{K_s}{18}(u-1)^2 + \frac{Q_s}{162}(u-1)^3$$

$$(u = n/n_0, \alpha = (n_n - n_p)/n)$$

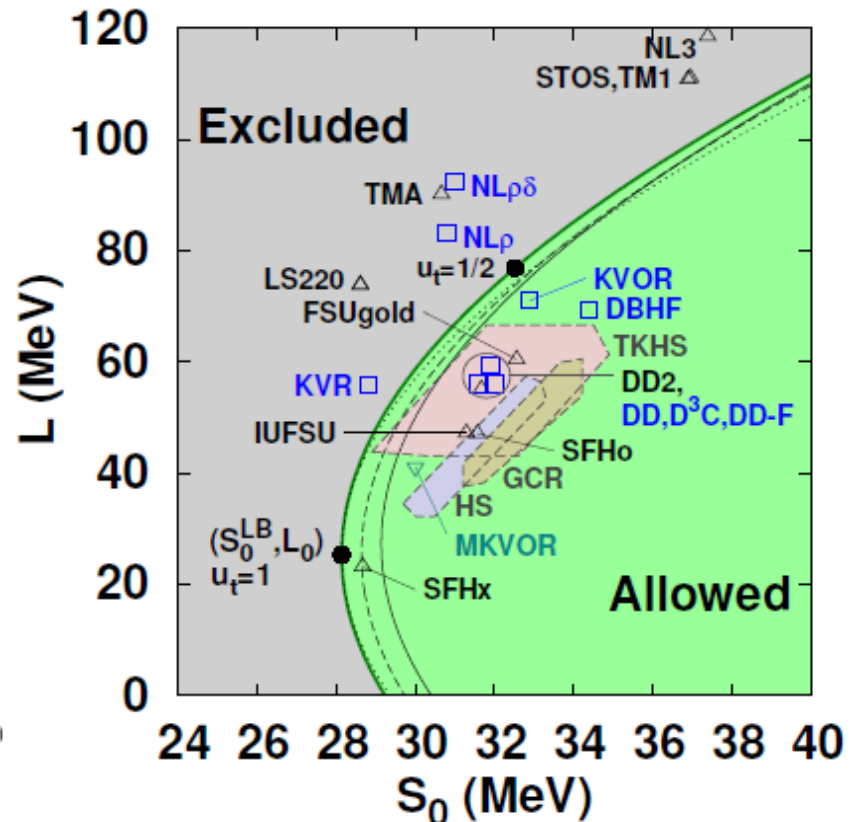
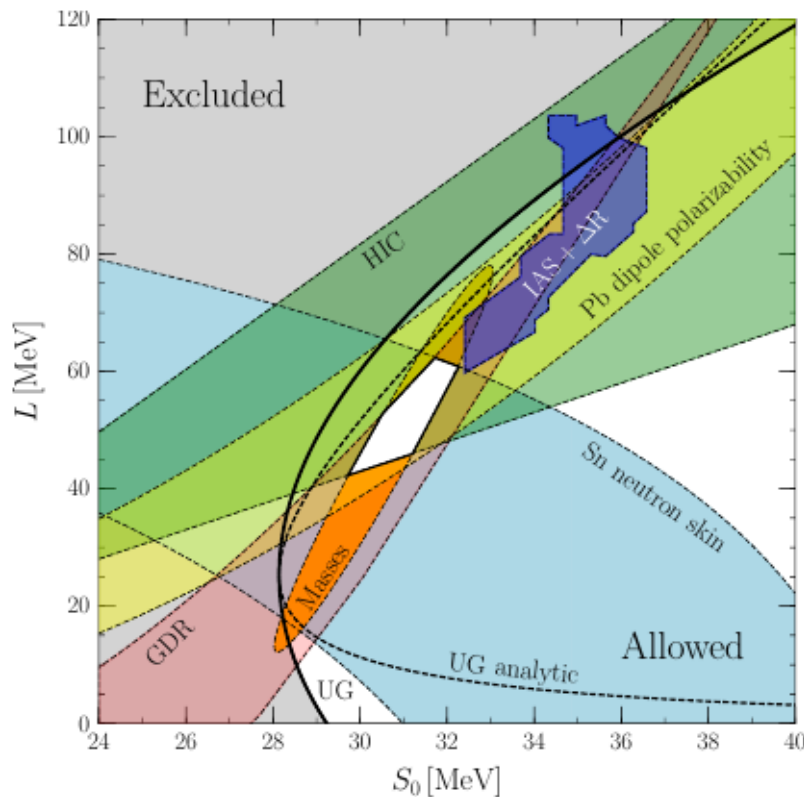


Unitary Gas Constraint on Symmetry Energy Parameters

■ 対称エネルギー

- 様々な実験データを用いた絞り込み
(例: 不安定核衝突からの π 生成比、 $S\pi$ RIT 実験、Ikeno+('16))
- 「ユニタリーガスが中性子物質エネルギーの下限を与える」との conjecture から対称エネルギーパラメータ (S_0, L) を制限

I. Tews, J.M.Lattimer, AO, E.E.Kolomeitsev (TLOK), ApJ 848 ('17)105

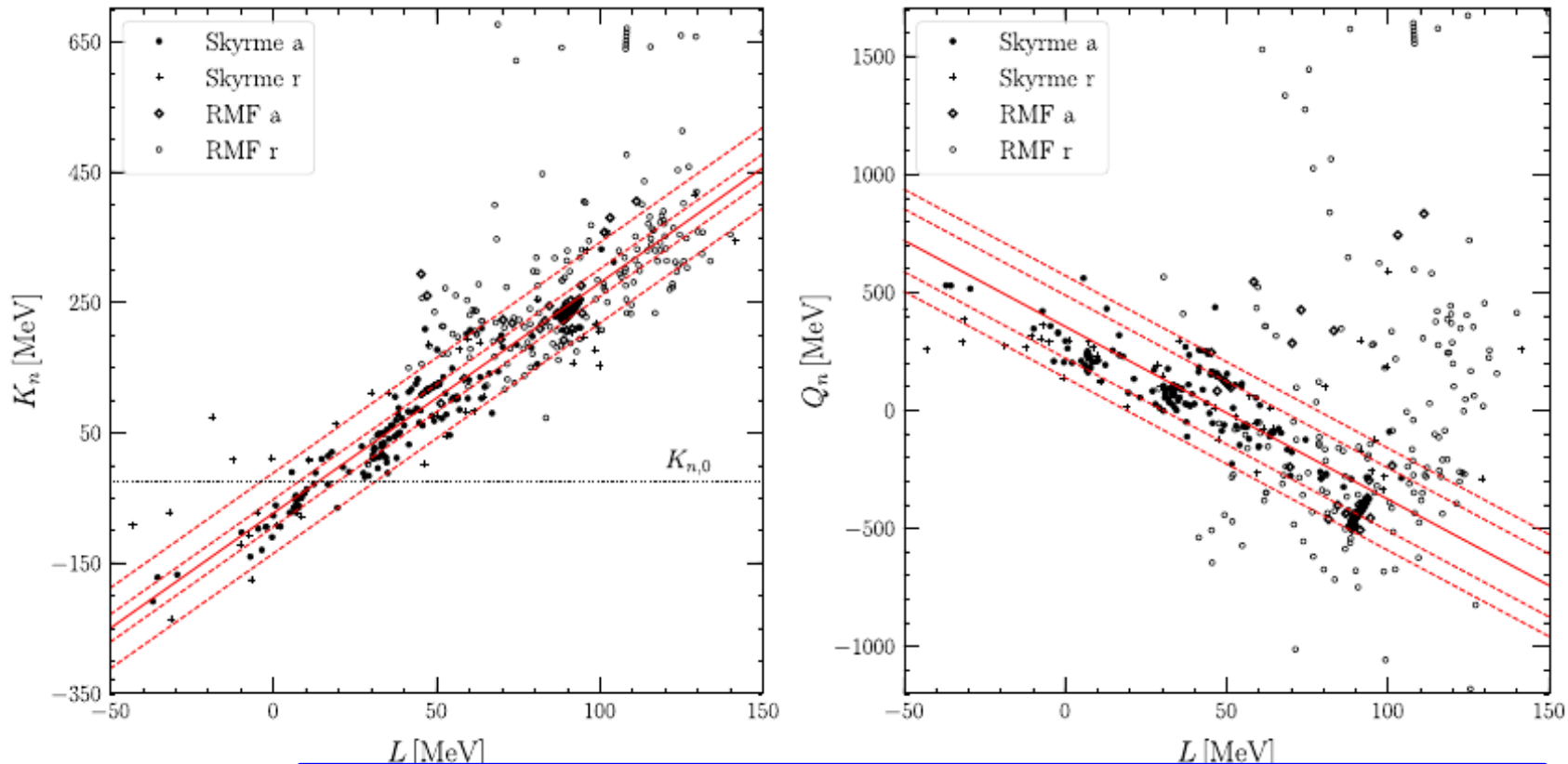


高次対称エネルギーパラメータ

- 高次のパラメータ (2次、3次) は L(1次) と強い相関を持つ

$$K_n = 3.534L - (74.02 \pm 21.17)\text{MeV}$$

$$Q_n = -7.313L + (354.03 \pm 133.16)\text{MeV}$$



現象論的に良いモデルをデータとみなす！

I. Tews, J.M.Lattimer, AO, E.E.Kolomeitsev (TLOK), ApJ 848 ('17)105

対称エネルギーパラメータ

■ 対称エネルギー (中性子物質と対称核物質のエネルギー差)

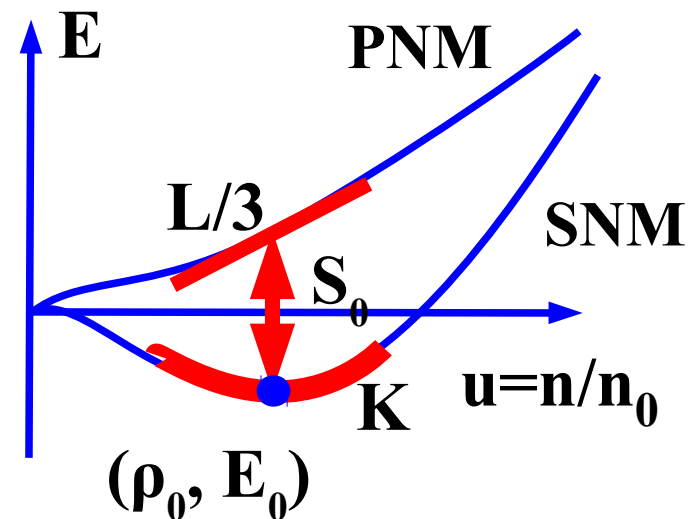
● 飽和点 & 対称エネルギーパラメータ

$$E_{\text{NM}}(u, \alpha) = E_{\text{SNM}}(u) + \alpha^2 S(u)$$

$$E_{\text{SNM}}(u) \simeq E_0 + \frac{K_0}{18} (u-1)^2 + \frac{Q_0}{162} (u-1)^3$$

$$S(u) \simeq S_0 + \frac{L}{3} (u-1) + \frac{K_s}{18} (u-1)^2 + \frac{Q_s}{162} (u-1)^3$$

$$(u = n/n_0, \alpha = (n_n - n_p)/n)$$



■ フェルミ運動量展開 $k_F \propto u^{1/3}$

$$E_{\text{SNM}}(u) \simeq T_0 u^{2/3} + \underbrace{a_0 u}_{\text{2体力}} + \underbrace{b_0 u^{4/3}}_{\text{密度依存力}} + \underbrace{c_0 u^{5/3}}_{\text{密度依存力}} + \underbrace{d_0 u^2}_{\text{密度依存力}}$$

$$S(u) \simeq T_s u^{2/3} + \underbrace{a_s u}_{\text{2体力}} + \underbrace{b_s u^{4/3}}_{\text{密度依存力}} + \underbrace{c_s u^{5/3}}_{\text{密度依存力}} + \underbrace{d_s u^2}_{\text{密度依存力}}$$

運動 E.

2体力

密度依存力

有効質量 m^*

Expansion Coefficients

- Coefficients (a,b,c,d) are represented by Saturation and Symmetry Energy Parameters

TLOK

$$\begin{array}{llll}
 a_0 = -4T_0 & +20E_0 & +K_0 & -Q_0/6 \\
 b_0 = 6T_0 & -45E_0 & -5K_0/2 & +Q_0/2 \\
 c_0 = -4T_0 & +36E_0 & +2K_0 & -Q_0/2 \\
 d_0 = T_0 & -10E_0 & -K_0/2 & +Q_0/6 \\
 \\
 a_s = -4T_s & +20S_0 - 19L/3 & +K_s & -Q_s/6 \\
 b_s = 6T_s & -45S_0 + 15L & -5K_s/2 & +Q_s/2 \\
 c_s = -4T_s & +36S_0 - 12L & +2K_s & -Q_s/2 \\
 d_s = T_s & -10S_0 + 10L/3 & -K_s/2 & +Q_s/6
 \end{array}$$

$$\left(T_0 = \frac{3 \hbar^2 k_F (n_0)^2}{5 \cdot 2m}, \quad T_s = T_0 (2^{1/3} - 1) \right)$$

Tedious but straightforward calc.

$TLOK+2M_{\odot}$ constraints

TLOK 条件

- (S_0, L) は 5 角形内
- (K_n, Q_n) を TLOK の制限に従って選ぶ

- $K_0 = (190-270)$ MeV

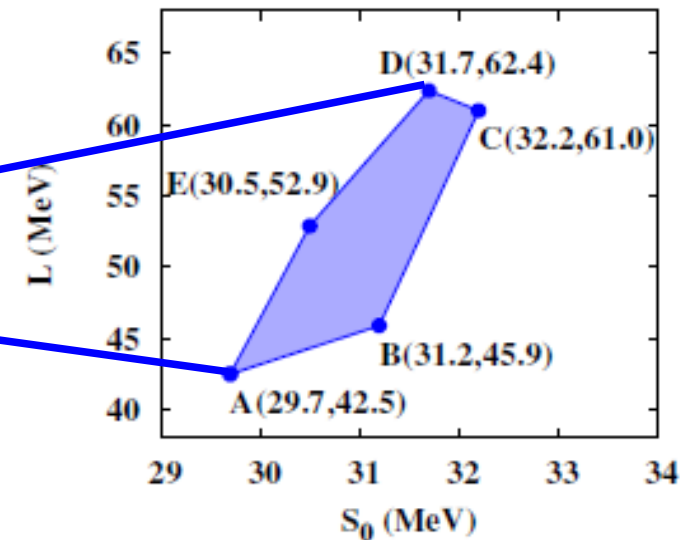
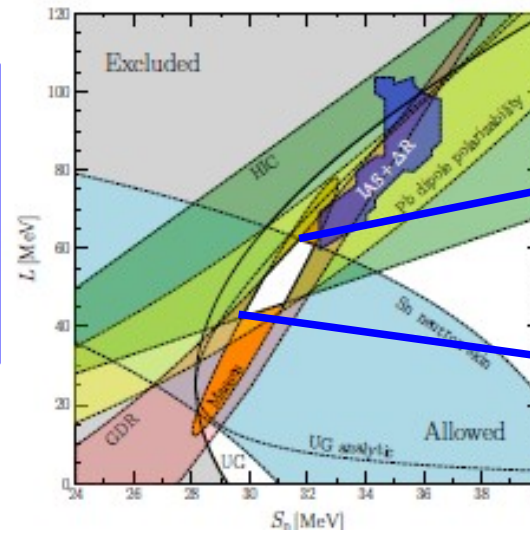
- (n_0, E_0) は固定

$n_0 = 0.164 \text{ fm}^{-3}$, $E_0 = -15.9 \text{ MeV}$ (よく決まっている)

- Q_0 は対称核物質の密度 2 次項が消えるように選ぶ
(u^2 項があると対称核物質は硬くなりすぎる)

$2 M_{\odot}$ 条件

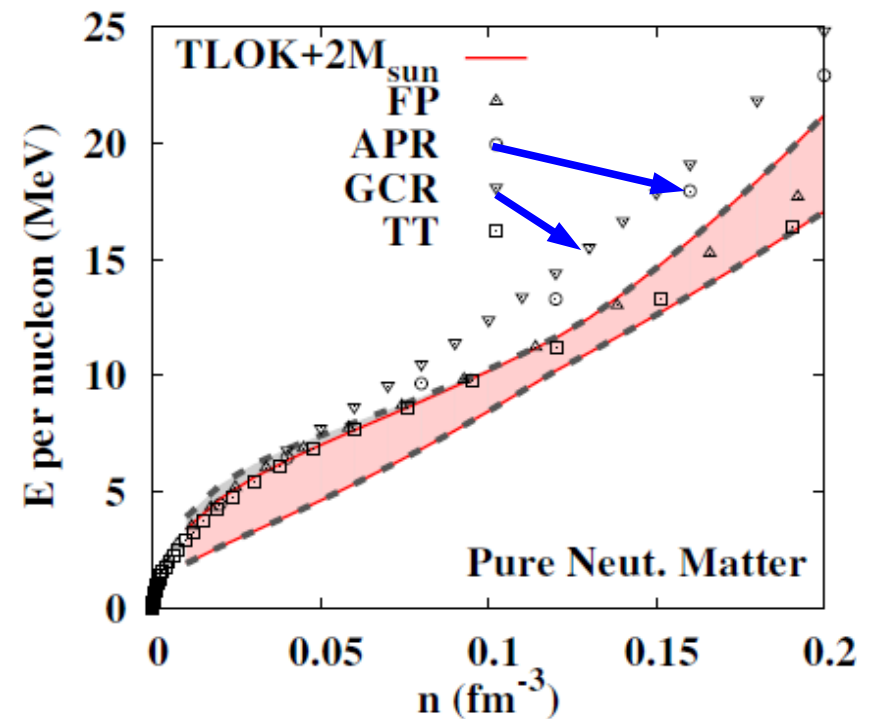
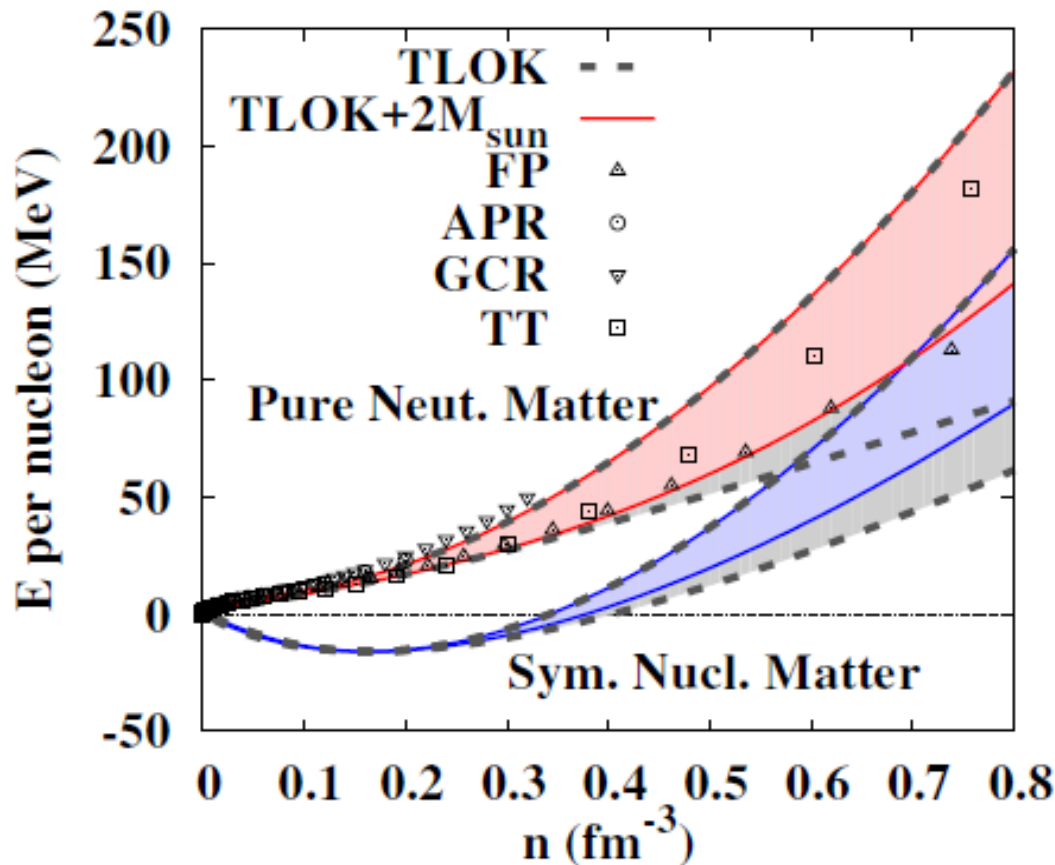
- EOS は $2M_{\odot}$ 中性子星をささえるべし



AO, Kolomeitsev, Lattimer, Tews, Wu (OKLTW), in prog.

TLOK+2M_⊙ 条件に基づく状態方程式

- 2M_⊙ 条件を加えることでEOS の下限があがる
- 変分計算 (Friedman-Pandharipande, Togashi-Takano) と無矛盾
- APR, GCR 状態方程式は S₀ が 5 角形の外
→ 第一原理計算の選別へ (?)



OKLTW, in prog.

Neutron Star MR curve

- TLOK + $2 M_{\odot}$ 条件 $\rightarrow R_{1.4}=(10.6-12.2)$ km

OKLTW, in prog.

- 他の多くの結果と consistent

- LIGO-Virgo (Tidal deformability Λ from BNSM)

(10.5-13.3) km *Abbott+('18b)*

(9.1-14.0) km *De+('18) (Λ)*

- Theoretical Estimates

(10.7-13.1) km

Lattimer+, PRep.621('16)127

(10.0-13.6) km

Annala+, PRL120('18)172703

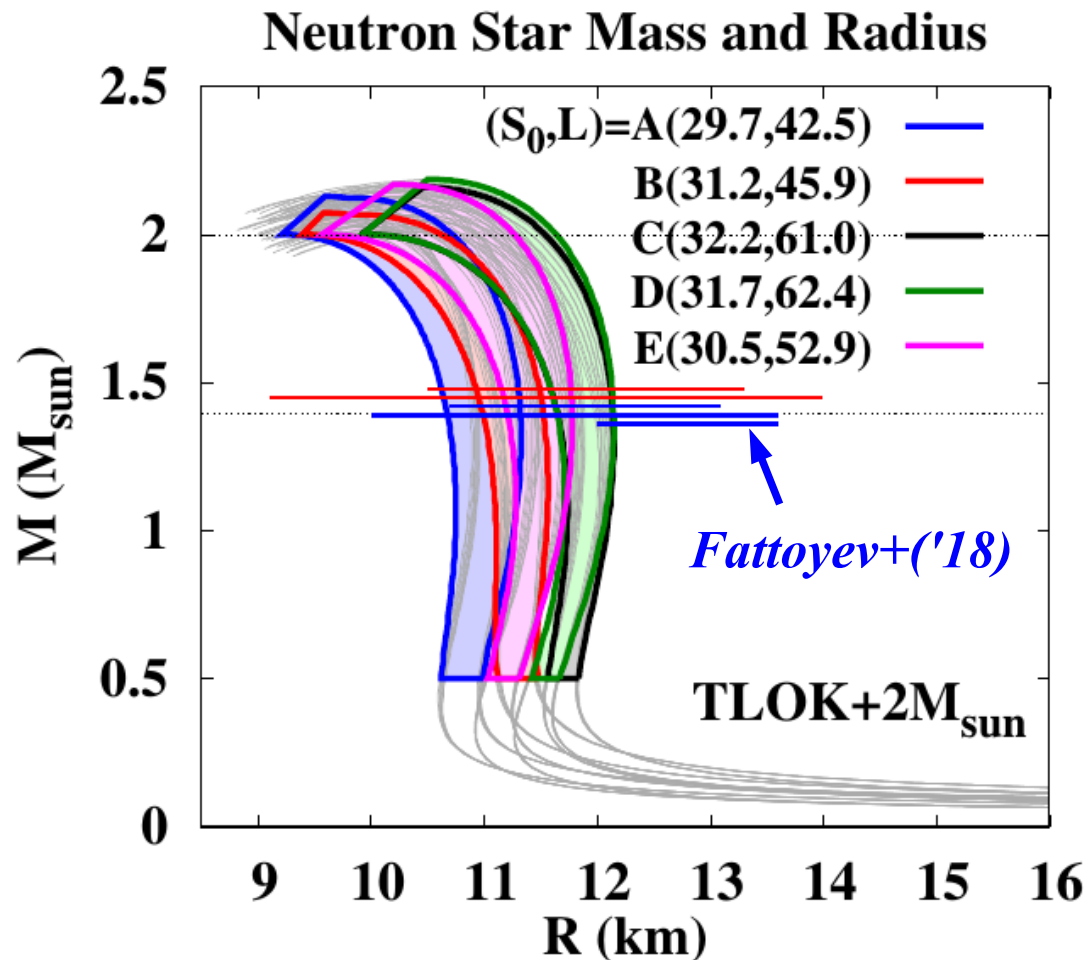
(9-13.6) km

Tews+, PRC98 ('18)045804

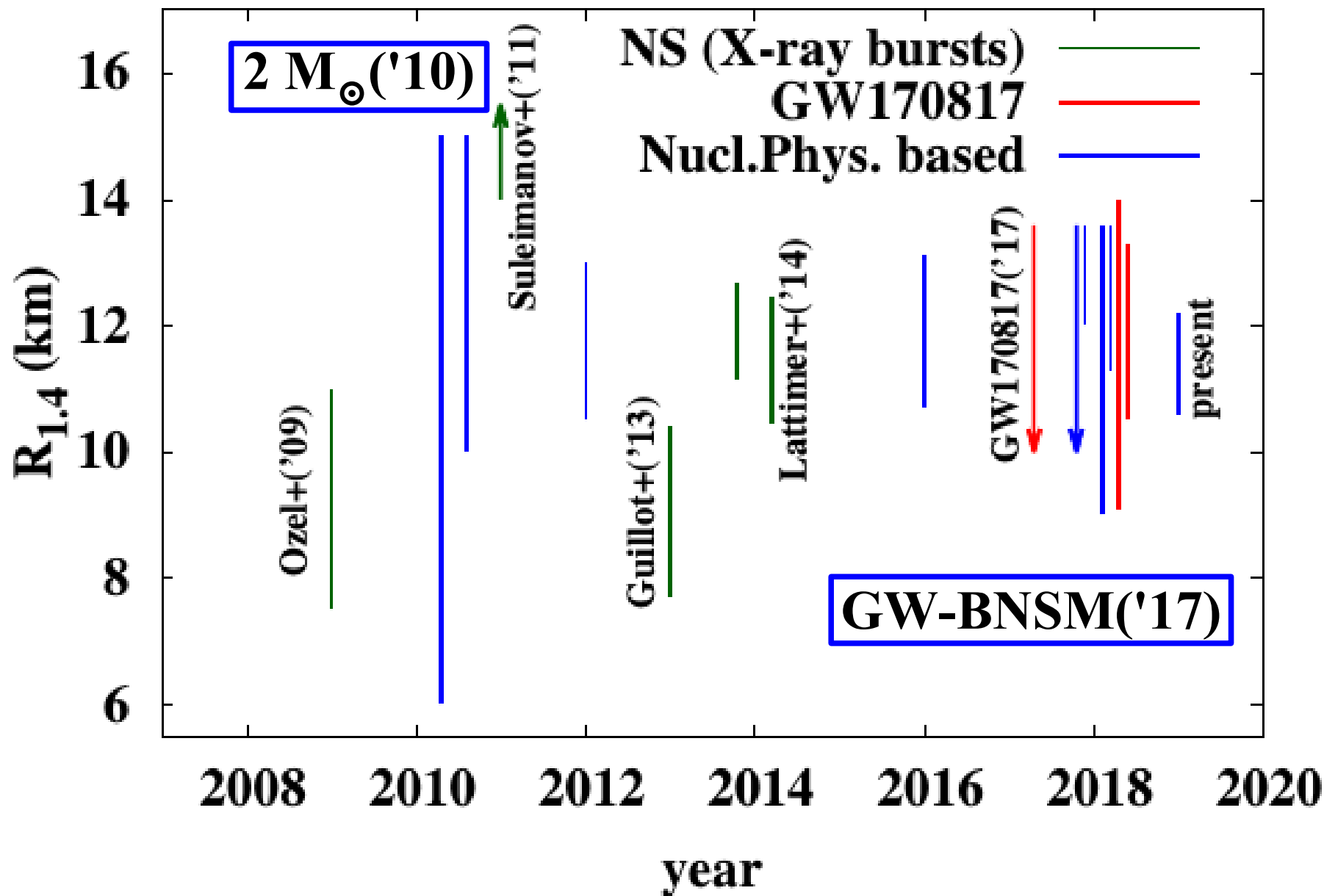
(12.0-13.6) km

*F.J.Fattoyev+(PREX),
PRL120 ('18)172702*

*Parity violating obs.
Large error bar*



Time dependence of Neutron Star Radius ($R_{1.4}$)



原子核の情報 ($+2M_{\odot}$) から直接的に表した

中性子星物質状態方程式は
重力波からの半径制限と無矛盾。

$(2-3)\rho_0$ までは滑らかな外挿が成り立っているようである。

Do I have time ?

*If it is 30 min. or less, I would like to comment
BNSM impact on High-Density Matter !*

*Implications to quark-hadron
physics in cold dense matter*

Questions !

■ Hyperon puzzle

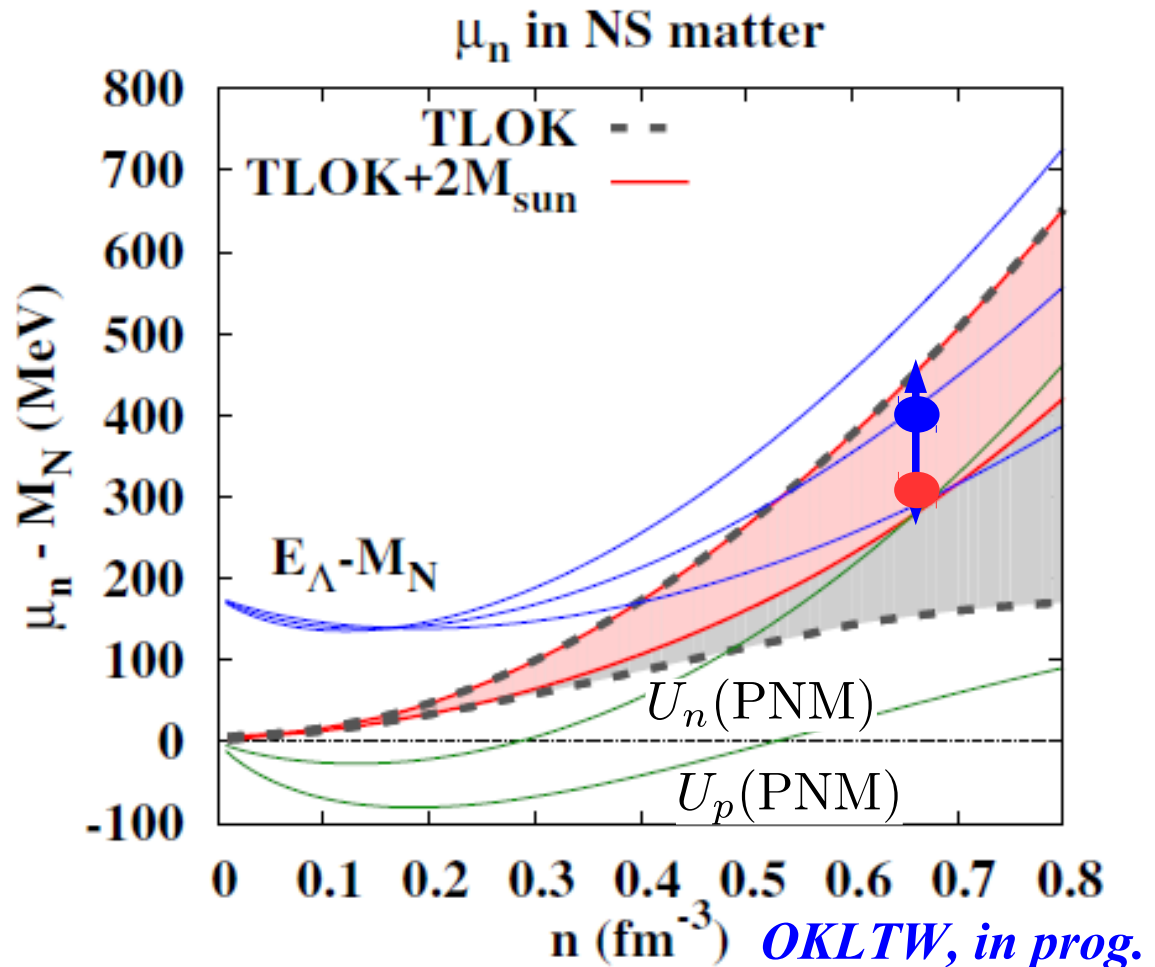
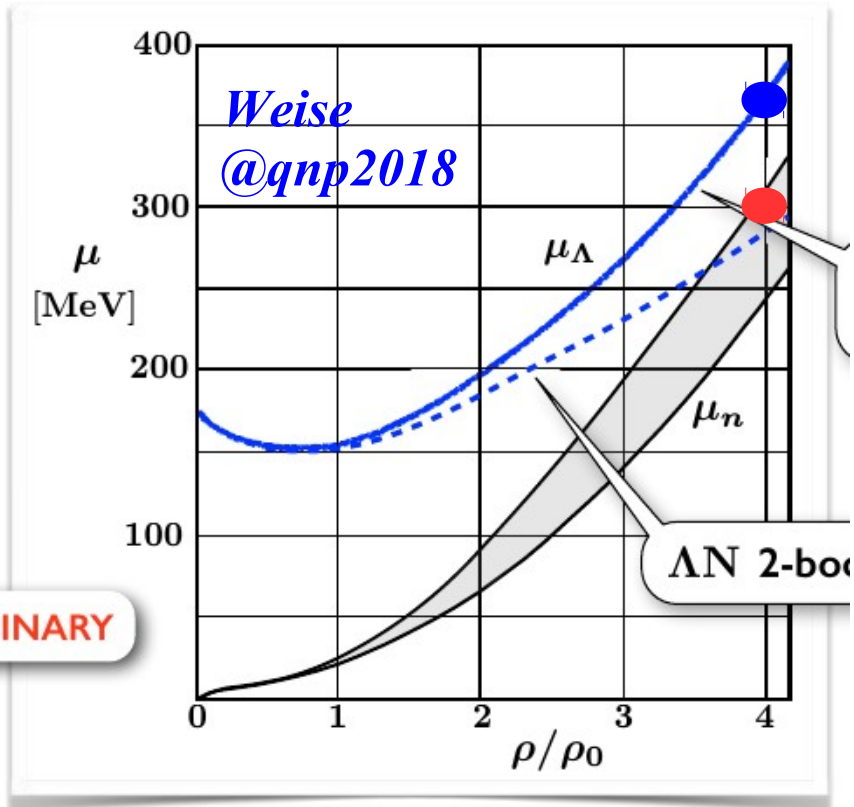
- At what density do hyperons appear ? $\rightarrow U_{\Lambda} = \mu_n$
- In STANDARD EOS with hyperons with $U_{\Lambda}(n_0) = -30$ MeV, Λ appears at $n = (2-3)n_0$
- Density dep. of U_{Λ} is essential.
- Neutron chemical potential strongly depends on sym. E.

■ QCD phase transition in cold dense matter

- Do we have the first order phase transition in cold dense matter ?
If yes, at which density ?
- Recent high-energy heavy-ion collision data suggest strong softening of EOS at $n = (5-10) n_0$.
- With hadronic matter EOS with $L = 50$ MeV and NJL model, mixed phase would appear at $n = (5-10) n_0$ in neutron stars.

Neutron Chemical Potential in NS

- Λ appears in neutron stars if $E_{\Lambda}(p=0) = M_{\Lambda} + U_{\Lambda} < \mu_n$
- U_{Λ} in χ EFT (2+3 body) is stiff.
- But μ_n is larger with TLOK+2 M_{\odot} constraints



W. Weise, NFQCD2018 (2018.06);
Gerstung, Kaiser, Weise, in prog.

Neutron Chemical Potential in NS

Neutron Chemical Potential

$$\mu_n + M_N = \frac{\partial(nE)}{\partial n_n} = E + u \frac{\partial E}{\partial u} + 2\alpha(1 - \alpha)S(u)$$

Single particle potential

$$U_\Lambda(u) = \frac{\partial(nV)}{\partial n_\Lambda}$$

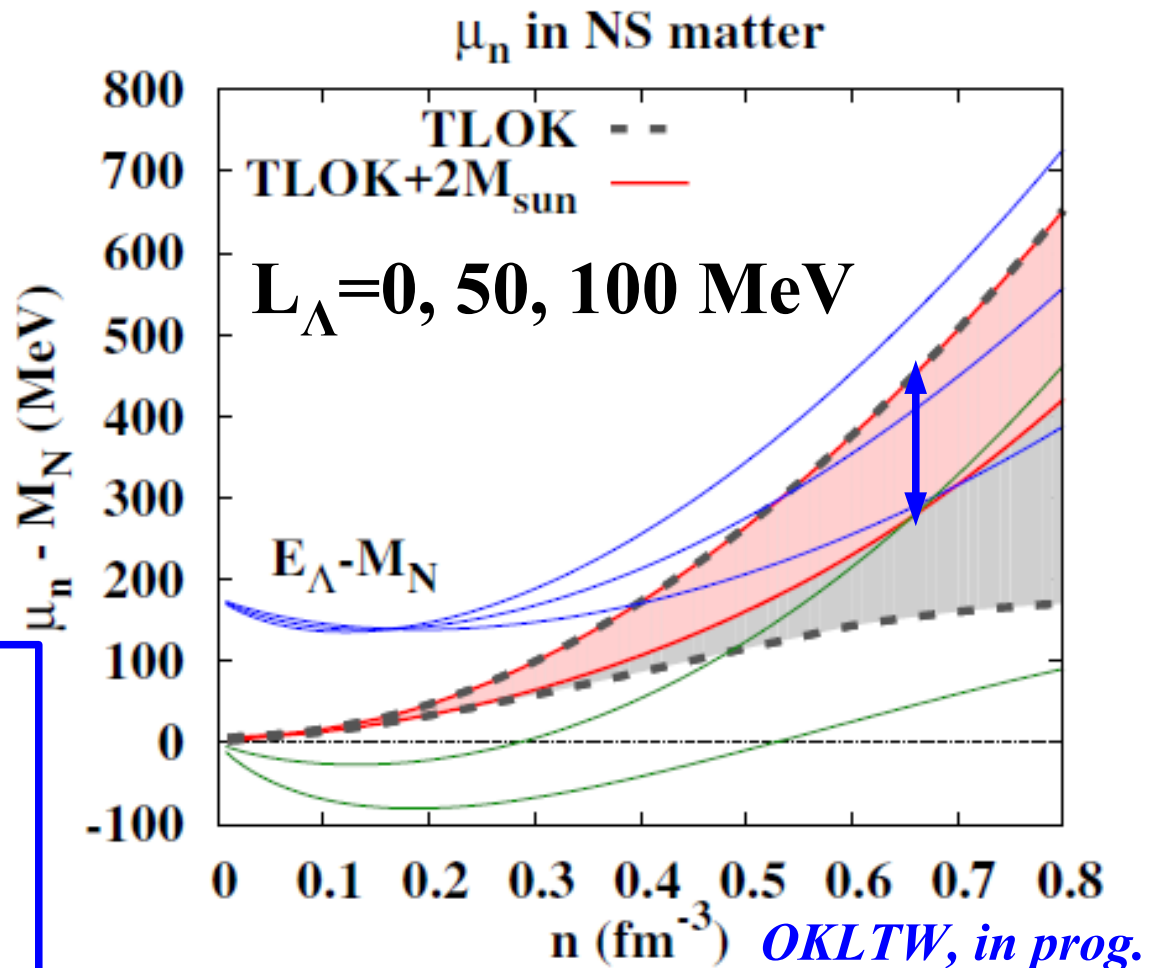
$$\simeq U_{0\Lambda} + \frac{L_\Lambda}{3}(u - 1)$$

$$U_{0\Lambda} \simeq -30 \text{ MeV}$$

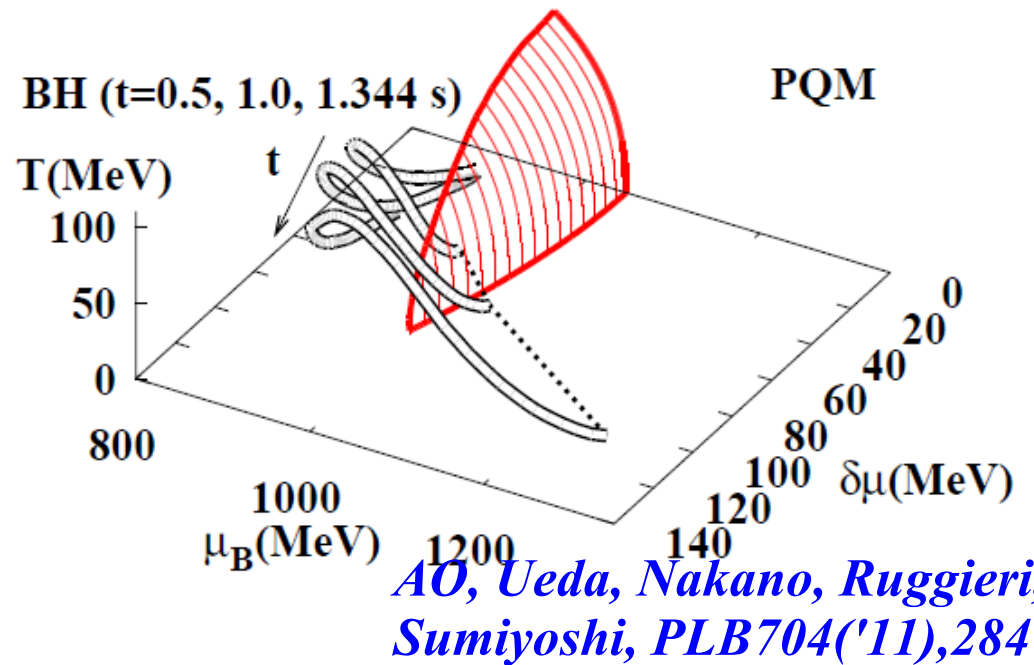
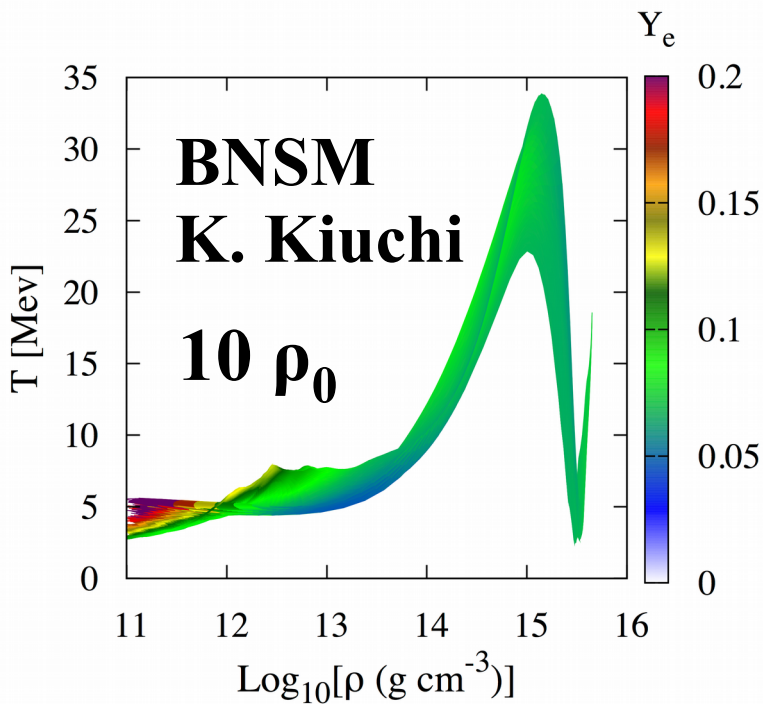
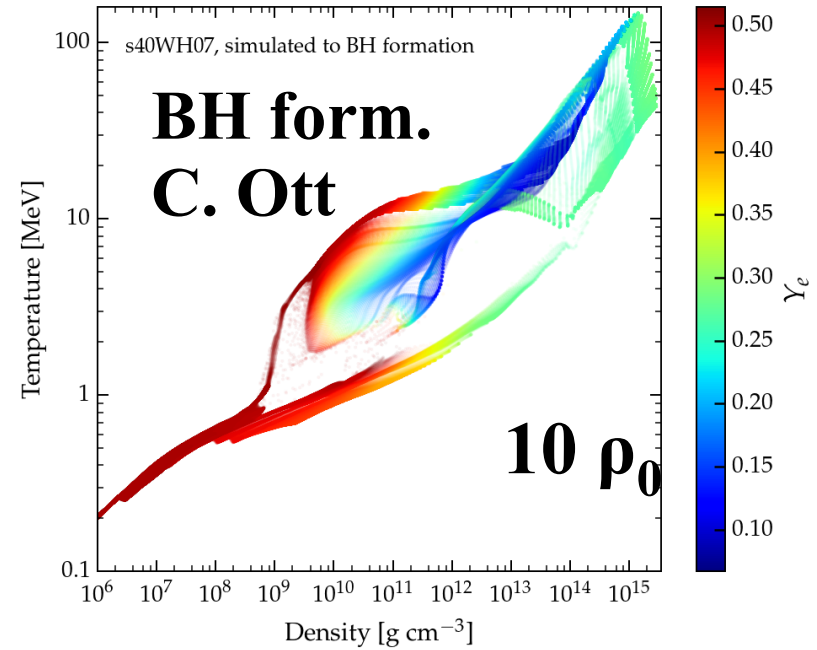
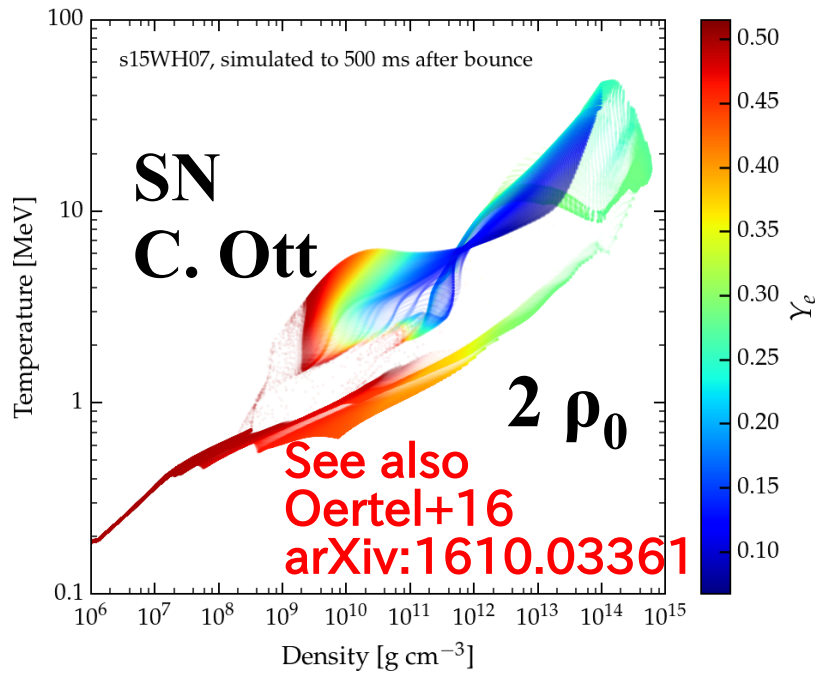
$$L_\Lambda = ???$$

($L_\Lambda < 0$ in most of RMF before 2010)

Sym. E. and L_Λ determine the onset density of Λ . (Already mentioned in Millener, Dover, Gal paper)



(ρ, T, Y_e) during SN, BH formation, BNSM



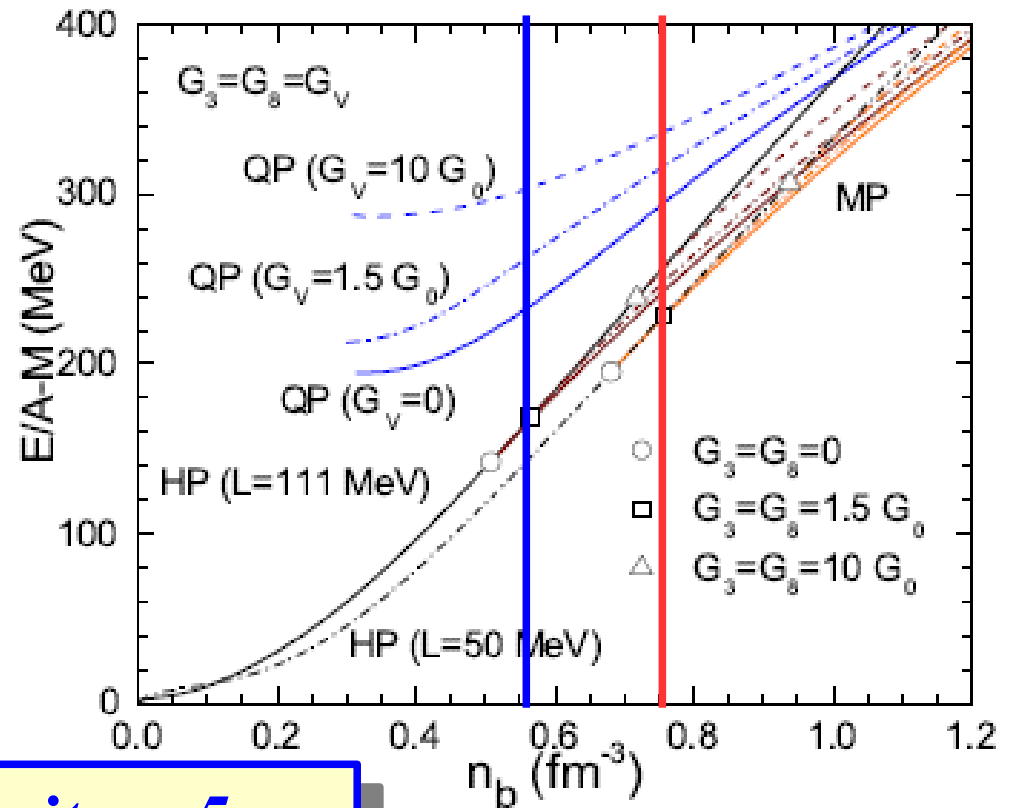
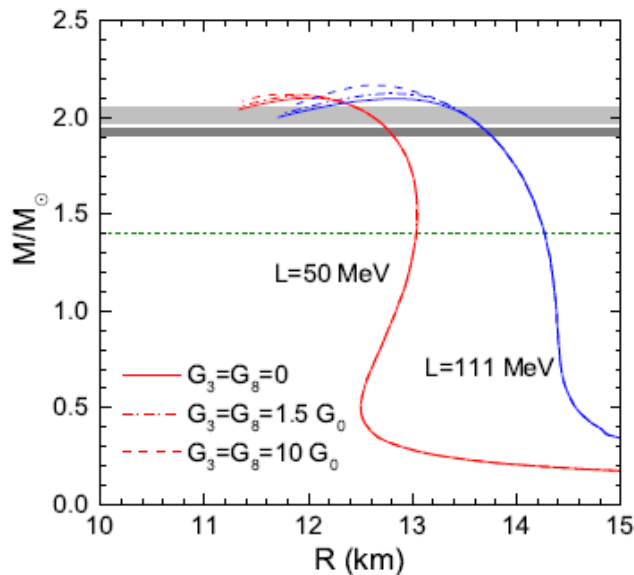
Isospin & Hypercharge Sym. E in quark matter

- Two types of vector int. in NJL \rightarrow Isospin & Hypercharge Sym. E

X.Wu, AO, H.Shen, PRC to appear (arXiv:1806.03760)

$$\mathcal{L}_v = -G_0(\bar{q}\gamma_\mu q)^2 - G_v \sum_i [(\bar{q}\gamma_\mu \lambda_i q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5 \gamma_\mu \lambda_i q)^2]$$

$$E = \alpha^2 S(n) + \alpha_Y^2 S_Y(n), \quad \alpha = -2\langle T_z \rangle / B, \quad \alpha_Y = \langle B + S \rangle / B$$



$L=50$ MeV \rightarrow transition density $\sim 5 n_0$

符号問題

複素化した変数での汎関数積分を中心に。

符号問題

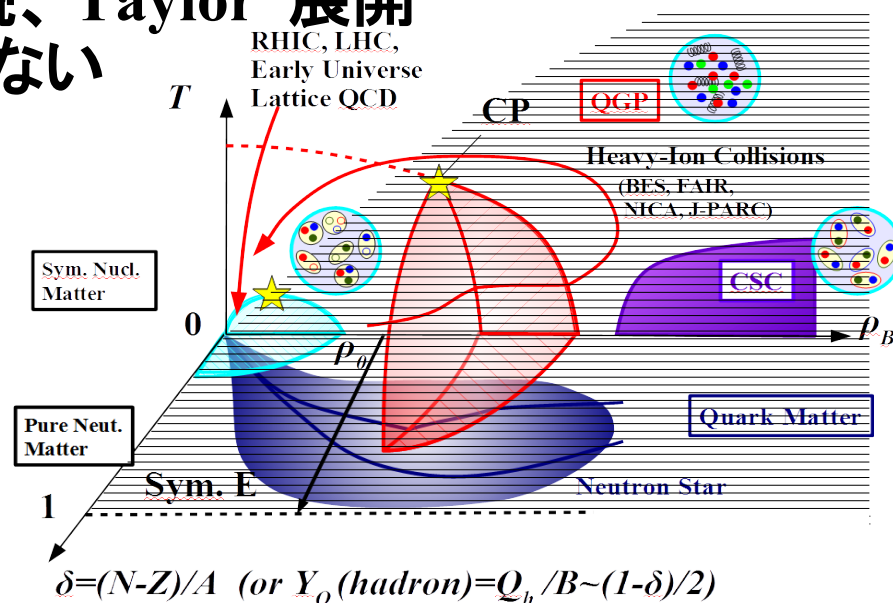
- 作用が複素数の場合、大きな体積で分配関数がゼロに近づく

$$Z = \int Dx e^{-S(x)} (S(x) \in \mathbb{C}) \rightarrow 0 (V \rightarrow \infty)$$

- 有限密度格子 QCD では作用が複素数
 - 多くの「面白い」問題が第一原理計算で議論できない
重イオン衝突 ($\sqrt{s_{NN}}=(5-20)\text{GeV}$)、中性子星、連星中性子星合体、原子核、...
- 符号問題を乗り越える方法は？

- 虚化学ポテンシャルからの解析接続、Taylor 展開
→ 低温・高密度領域には到達出来ない
(RHIC のエネルギー走査には大きな寄与)

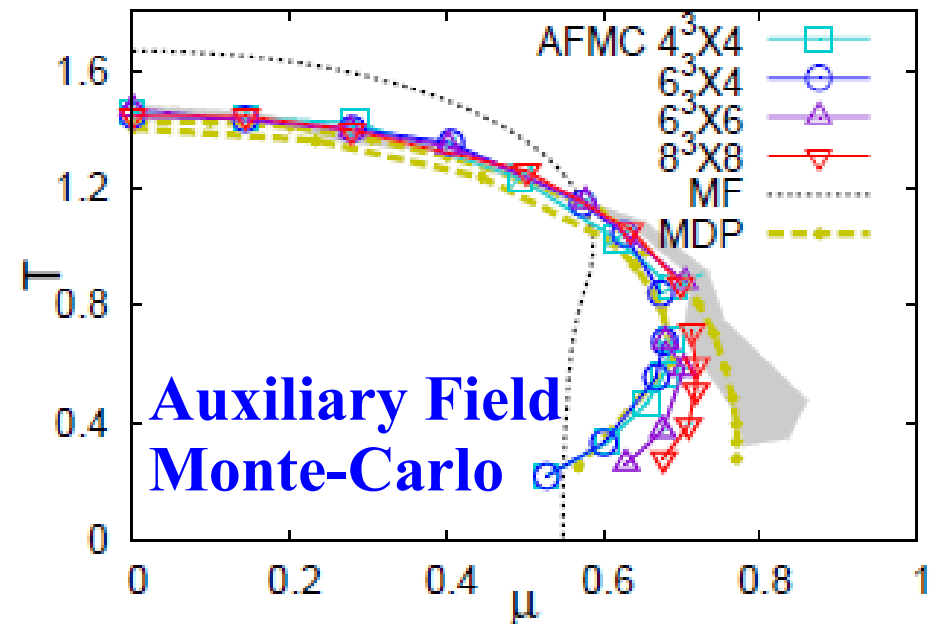
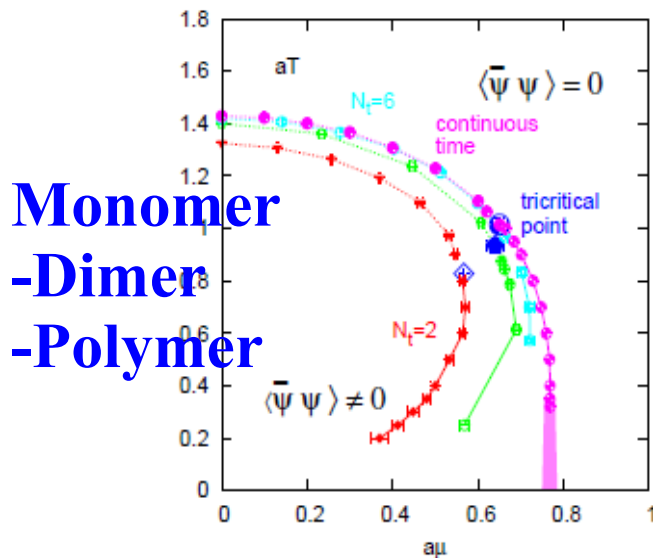
- 強結合格子 QCD
- 変数の複素化によるアプローチ



強結合格子 QCD

Aoki ('84), Rossi, Wolff ('84), Damagaard, Hochberg, Kawamoto ('85), Mutter, Karsch ('89), Bilic, Karsch, Redlich ('92), Fukushima ('03), Nishida ('03), Kawamoto, Miura, AO, Ohnuma ('07), Miura, Nakano, AO, Kawamoto ('09), Nakano, Miura, AO ('10), de Forcrand, Fromm ('10), de Forcrand, Unger ('11), Misumi, Nakano, Kimura, AO('12), Misumi, Kimura, AO('12), AO, Ichihara, Nakano ('12), Tomboulis ('13), Ichihara, Nakano, AO ('14), Ichihara, Morita, AO ('15)

- $1/g^2 \sim 0 \rightarrow$ グルーオン作用が摂動で扱える
 - 符号問題はあるが2つの独立な手法での QCD 相図が一致
 - 有限結合定数では、ともに問題あり



de Forcrand, Fromm ('10), de Forcrand, Langelage, Philipsen, Unger ('14)

T.Ichihara, AO, T.Z.Nakano, PTEP2014,123D02.

変数の複素化

■ Lefchetz thimble method

E. Witten ('10), Cristoforetti et al. (Aurora) ('12), Fujii et al. ('13), Alexandru et al. ('16)

- フロー方程式の解によって積分経路を決定 (作用の虚部が一定)

$$\mathcal{J}_\sigma : \frac{dz_i(t)}{dt} = \overline{\left(\frac{\partial S}{\partial z_i} \right)} \rightarrow \frac{dS}{dt} = \sum_i \left| \frac{\partial S}{\partial z_i} \right|^2 \in \mathbb{R}, \quad \mathcal{C} = \sum_\sigma n_\sigma \mathcal{J}_\sigma$$

- 複数の thimble 間で積分が打ち消す場合あり。

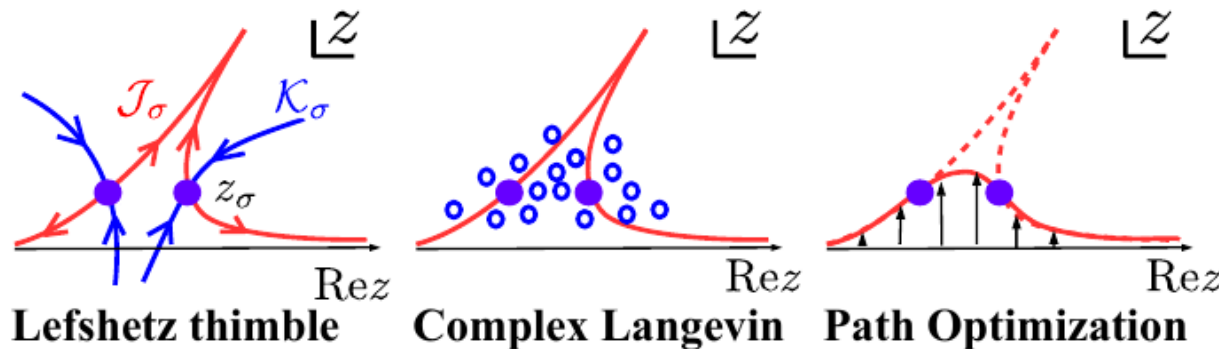
■ Complex Langevin method

Parisi ('83), Klauder ('83), Aarts et al. ('11), Nagata et al. ('16).

- 複素化した Langevin 方程式により配位生成

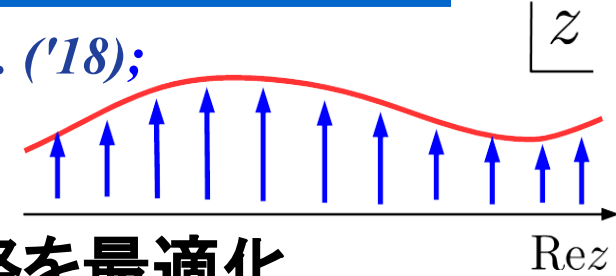
$$\frac{dz_i}{dt} = - \frac{\partial S}{\partial z_i} + \eta_i(t) (\eta_i : \text{White noise}), \quad \langle \mathcal{O}(x) \rangle = \langle \mathcal{O}(z) \rangle$$

- 間違った答えに収束する場合あり。



経路最適化法 (Path optimization method)

Mori, Kashiwa, AO ('17, '18), AO+(Lattice 2017), Kashiwa et al. ('18);
Alexandru et al. ('17, '18, '18), Bursa, Kroyter ('18).



- 平均位相因子 (APF) が大きくなるよう積分経路を最適化

$$\text{APF} = \langle e^{i\theta} \rangle_{\text{pq}} = \int dx e^{-S} / \int dx |e^{-S}| = \mathcal{Z} / \mathcal{Z}_{\text{pq}}$$

- コスト関数を減らすよう経路を変分

$$\mathcal{F}[z(x)] = |\mathcal{Z}| \left(|\langle e^{i\theta} \rangle_{\text{pq}}|^{-1} - 1 \right)$$

- コーシー (・ポアンカレ) 積分定理 → 分配関数は経路によらない

- フェルミオン行列式のゼロ点は有効作用の特異点だが
ボルツマン重率の特異点ではない (ゼロ点)

- 経路の最適化には様々な手法が利用可能

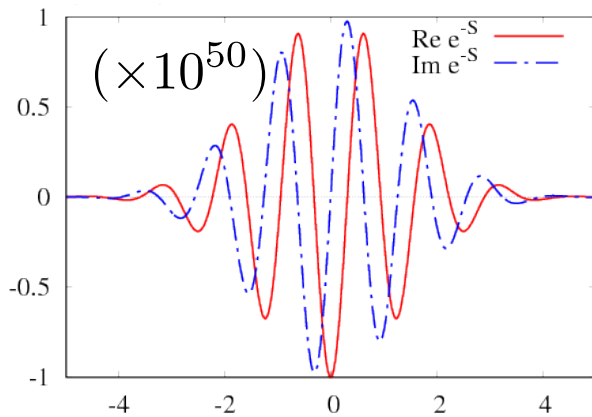
- (確率的) 最急降下法、ニューラルネットワーク、...

符号問題 → 最適化問題

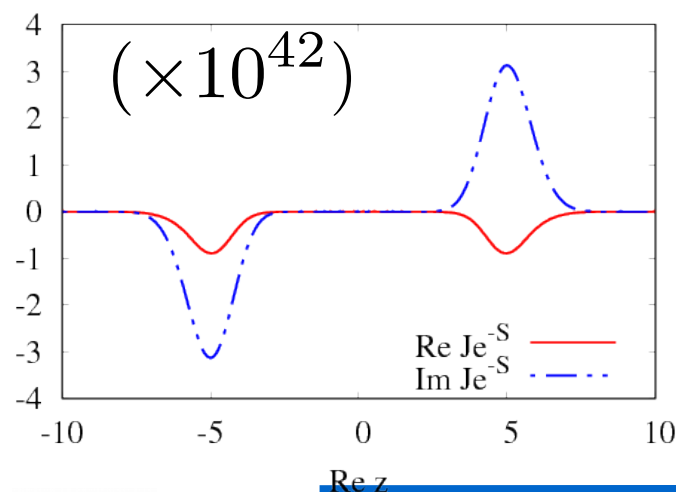
Benchmark test: 1 dim. integral

$$\mathcal{Z} = \int dx (x + i\alpha)^p \exp(-x^2/2)$$

Stat. Weight $J e^{-S}$ On Real Axis

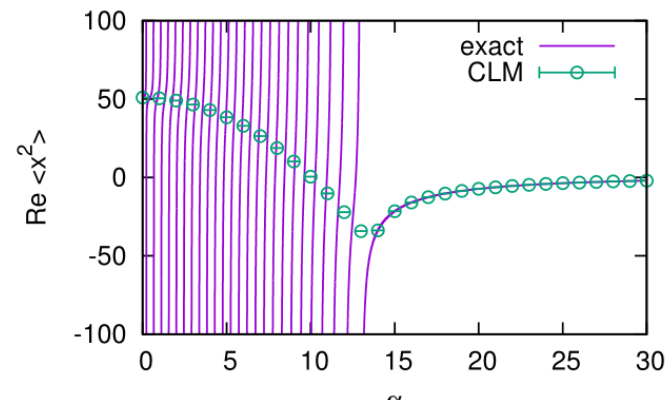


On Optimized Path

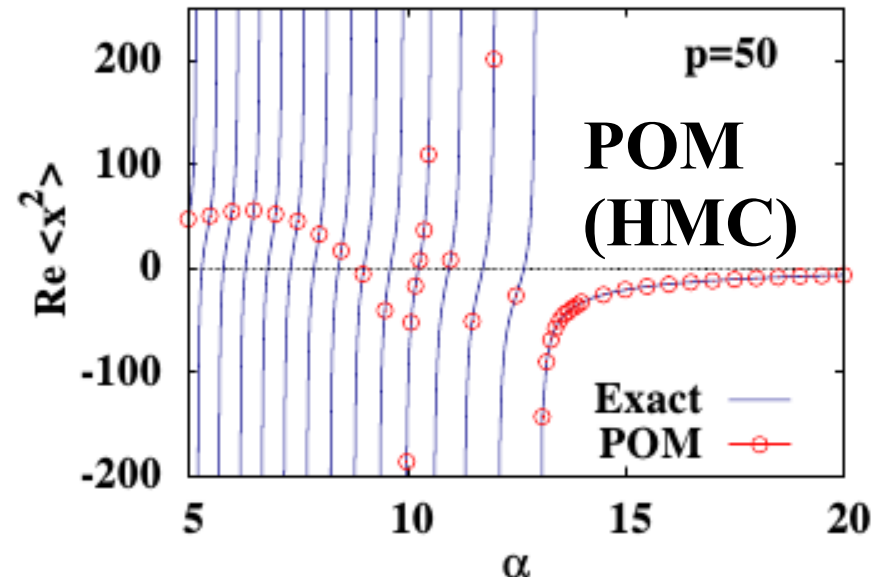


Observable

CLM *Nishimura, Shimasaki ('15)*



vs



Mori, Kashiwa, AO ('17); AO, Mori, Kashiwa (Lat 2017)

場の理論への適用

- 多変数 ($N \sim 10^{4-5}$) の関数を準備できるか？
→ 人の手では無理。機械学習。
- ニューラルネットワーク
 - 線形・非線形変換の組み合わせ

$$a_i = g(\underline{W_{ij}^{(1)}} x_j + \underline{b_i^{(1)}}) \text{ parameters}$$

$$f_i = g(\underline{W_{ij}^{(2)}} a_j + \underline{b_i^{(2)}})$$

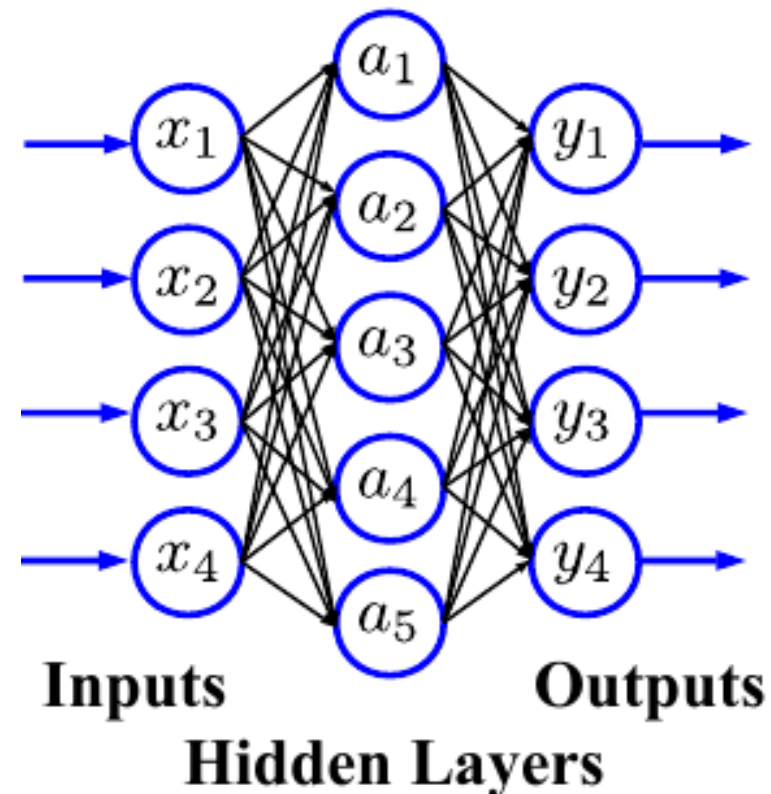
$$z_i = x_i + i(\underline{\alpha_i} f_i(x) + \underline{\beta_i})$$

$$g(x) = \tanh x \text{ (activation fn.)}$$

- Universal approximation theorem
中間層のユニット数を増やせば
任意の関数が表現できる。

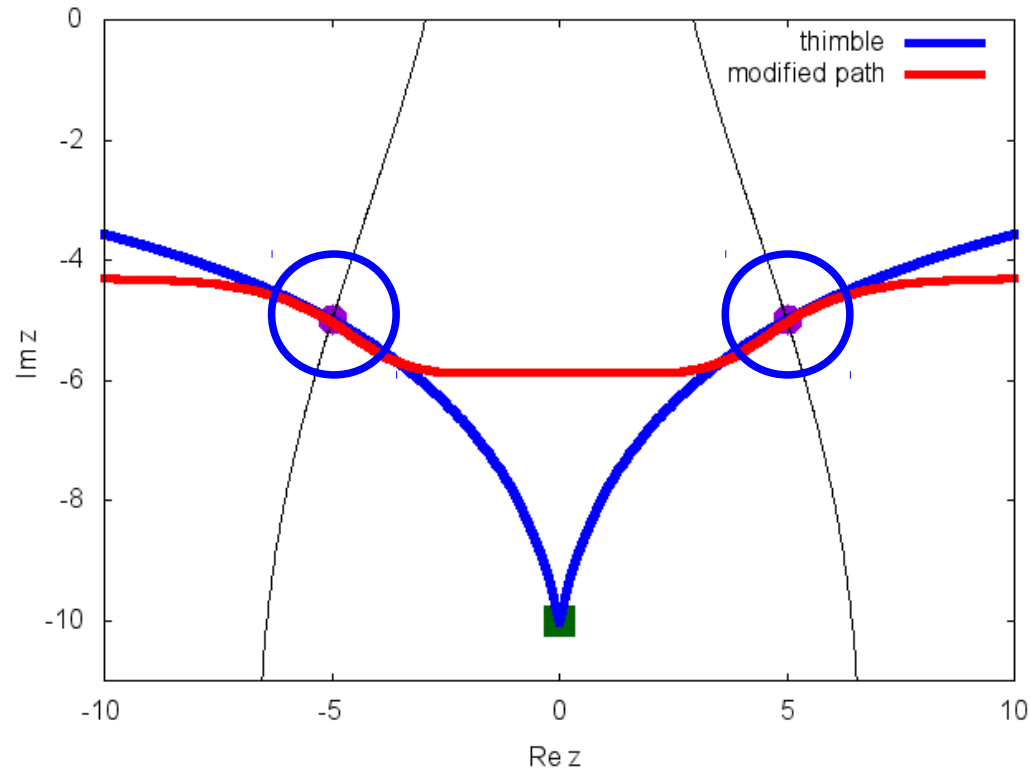
G. Cybenko, MCSS 2 ('89) 303

K. Hornik, Neural networks 4('91) 251

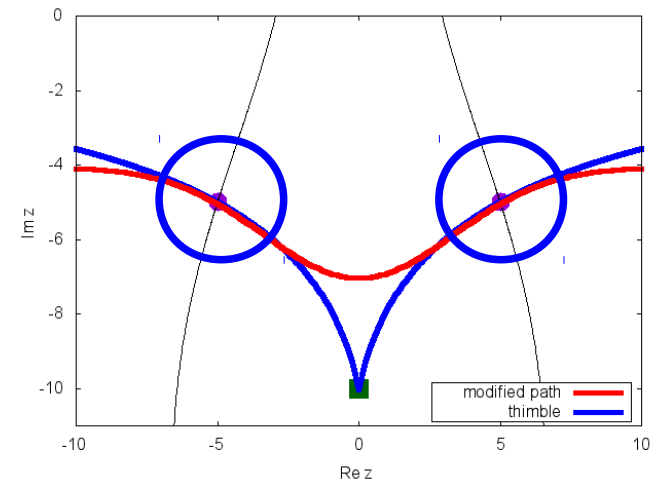


ニューラルネットワークを用いた径路最適化

Neural Network



Gaussian +Gradient Descent



“最適”化された径路は異なるが、
重率の大きい固定点近辺ではともにシンブルと一致。

森、修論 (2018); AO, Mori, Kashiwa (Lat 2017)

A. Ohnishi @ Kyoto U. Seminar, Dec. 13, 2018 54

有限密度複素 ϕ^4 理論

■ 複素 ϕ^4 理論 \rightarrow 有限密度で符号問題

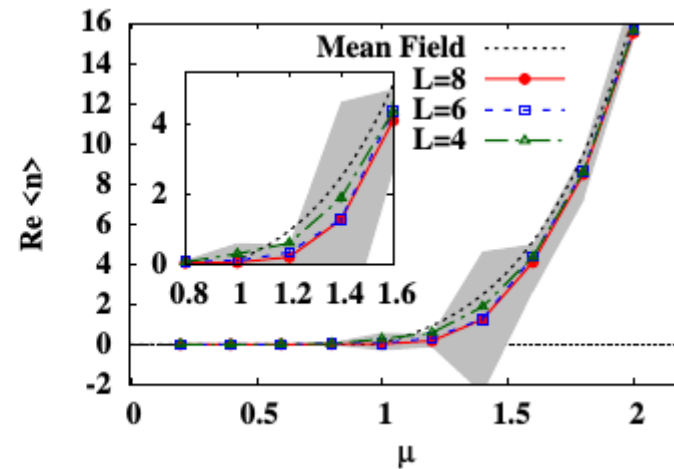
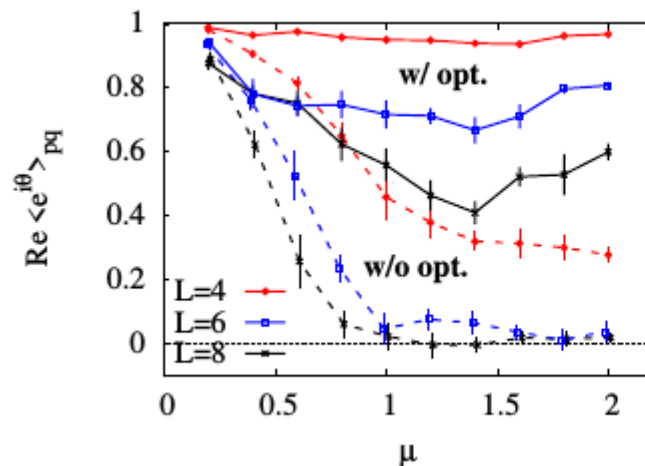
$$S = \sum_x \left[\frac{(4 + m^2)}{2} \phi_{a,x} \phi_{a,x} + \frac{\lambda}{4} (\phi_{a,x} \phi_{a,x})^2 - \phi_{a,x} \phi_{a,x+\hat{1}} - \cosh \mu \phi_{a,x} \phi_{a,x+\hat{0}} \right. \\ \left. + i \epsilon_{ab} \sinh \mu \phi_{a,x} \phi_{b,x+\hat{0}} \right] \left(\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i \phi_2) \right)$$

complex

Complexify

■ 経路最適化法

- 平均位相因子の増加、期待値の精度向上



Y. Mori, K. Kashiwa, AO, PTEP 2018 ('18), 023B04 [arXiv:1709.03208]

0+1 次元 QCD

- 0+1 dim QCD → 有限密度で符号問題 (3+1D と同じ起源)

$$S = \frac{1}{2} \sum_{\tau} (\bar{\chi}_{\tau} e^{\mu} U_{\tau} \chi_{\tau+\hat{0}} - \bar{\chi}_{\tau+\hat{0}} e^{-\mu} U_{\tau}^{-1} \chi_{\tau}) + m \sum_{\tau} \bar{\chi}_{\tau} \chi_{\tau} = \frac{1}{2} \bar{\chi} D \chi$$

$$\mathcal{Z} = \int \mathcal{D}U \det D[U] = \int dU \det \left[X_N + (-1)^N e^{\mu/T} U + e^{-\mu/T} U^{-1} \right]$$

$$X_N = 2 \cosh(E/T), \quad E = \operatorname{arcsinh} m, \quad U = U_1 U_2 \cdots U_N, \quad T = 1/N$$

*Bilic+('88), Ravagli+('07), Aarts+('10, CLM), Bloch+('13, subset),
Schmidt+('16, LTM), Di Renzo+('17, LTM)*

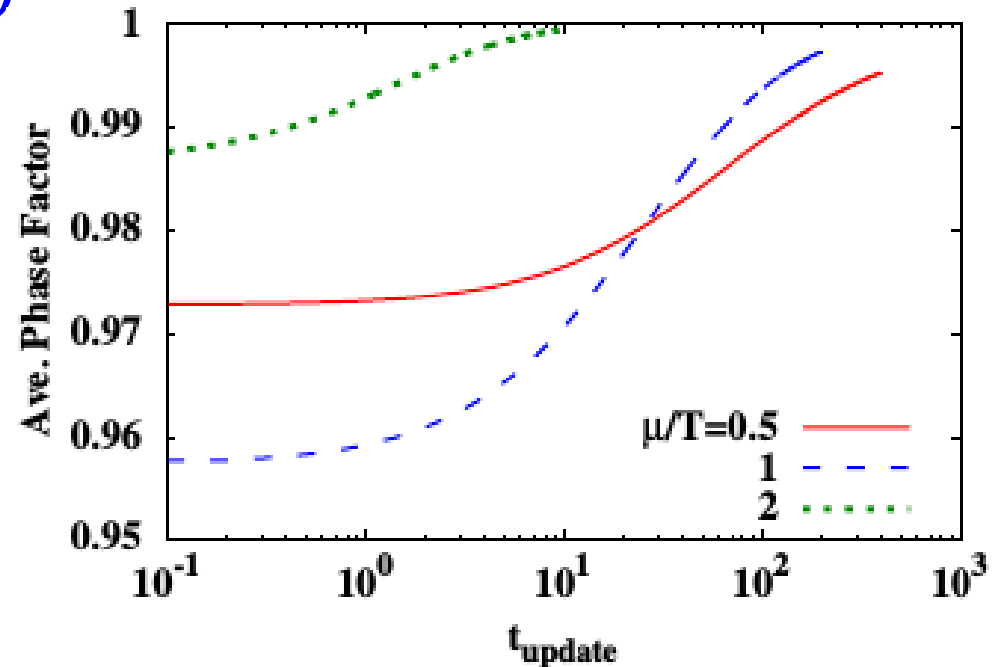
- 2 変数問題にして経路最適化

- 平均位相因子 0.95 → 0.995

- 3+1 dim. ($L^3 \times N_{\tau}$) では

$$\text{APF}_{3+1} = \text{APF}_{0+1}^{L^3}$$

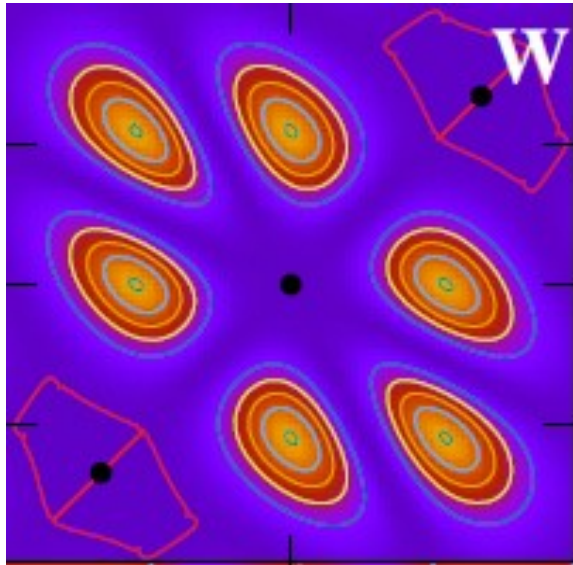
$$4 \times 10^{-12} \rightarrow 0.08 \quad (8^3 \times N_{\tau})$$



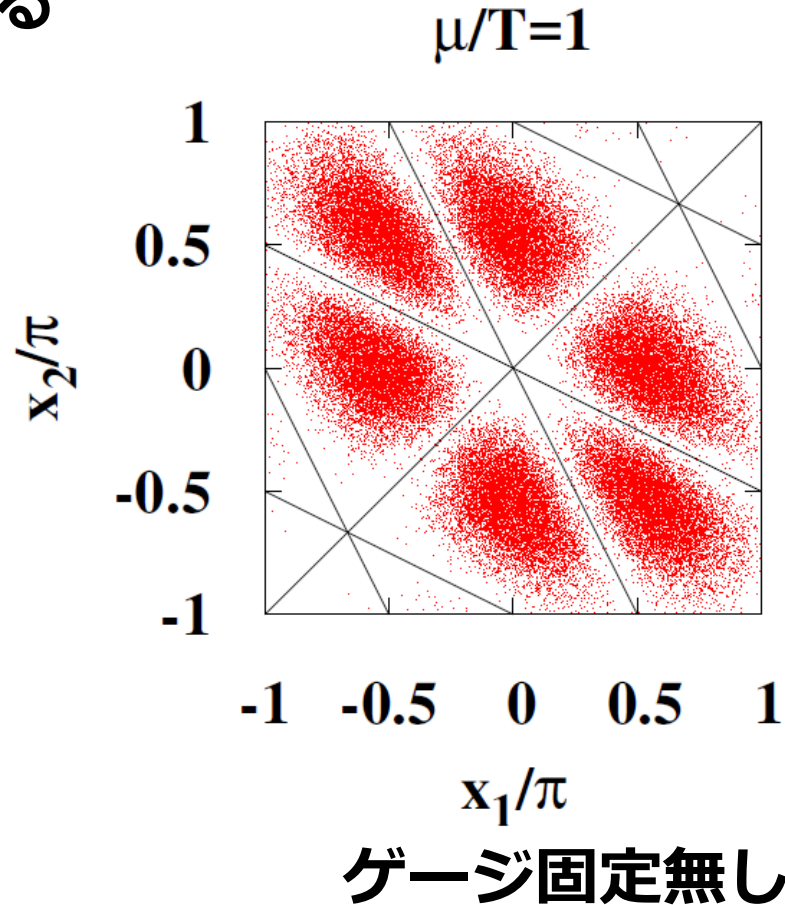
AO, Mori, Kashiwa (Lattice 2018)

0+1 次元 QCD

- 2 変数 (対角化ゲージ) の問題点 : 分布が 6 領域に分離
→ Monte Carlo 計算で均等な配位生成が不可能
- 8 変数リンク変数による Hybrid Monte Carlo
→ 6 つの領域はつながっている



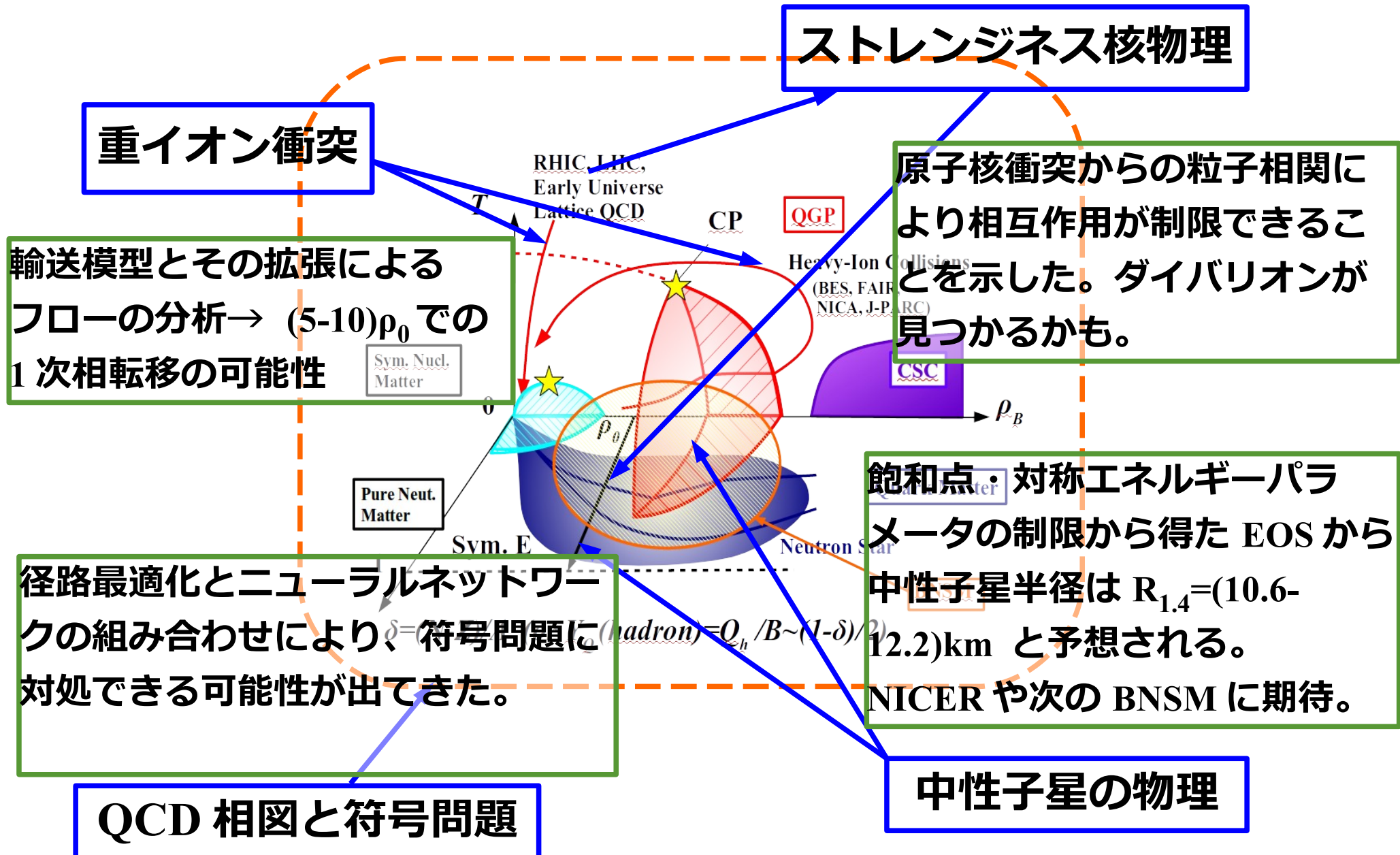
対角化ゲージ



Mori, Kashiwa, AO, in prep.

**「原理的に」ではないが、
実際的に有限密度 QCD における
符号問題とつきあって
答えが出せる可能性が見えてきた。**

まとめ



まとめ

- 4つの方向から高密度核物質の性質解明の研究を進めている
 - 重イオン衝突, ストレンジネス核物理, 中性子星物質 EOS, 符号問題
 - 実験との連携、異なる課題の橋渡しによる新たな手法の開発
- 高密度核物質の理解が大きく進みつつある
 - 重イオン衝突 ($\sqrt{s_{NN}}=(5-20)$ GeV 領域) において QCD 相転移が起こっている可能性
 - 高エネルギー原子核衝突 (pp, pA, AA) からの粒子相関から様々なハドロン間力の情報が得られている
 - 原子核物理学における対称エネルギーの決定とともに、中性子星半径の観測値制限が進んでいる
 - 変数の複素化を利用した符号問題への挑戦が続いている
- 重イオン・ハドロン間力・中性子星の一貫した理解と有限密度格子 QCD から、3次元 QCD 相図の解明へ！

Thank you for your attention !

古典場の熱化

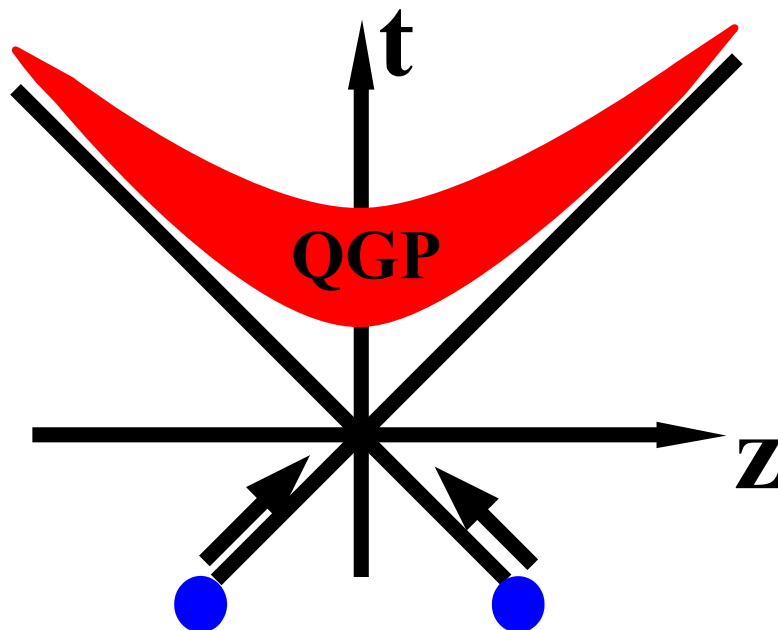
RHIC における2つの驚き

- RHIC (Relativistic Heavy-Ion Collider)
- 2000 年から稼働している重イオン衝突型加速器
- クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 生成を (ほぼ) 確認
- 2つの驚き (1): 強結合 QGP
- 流体力学が大きな成功、QGP はほぼ完全流体 ($\eta/s \sim 1/4\pi$)。
→ 高エネルギーで結合定数 g は小さいはずなのに、
小さな平均自由行程が実現

RHIC 稼働前のあるセミナーにて。

“If a miracle happens and the system thermalizes at around $\tau \sim 0.5$ fm/c, hydrodynamics will work to describe the evolution of QGP.”

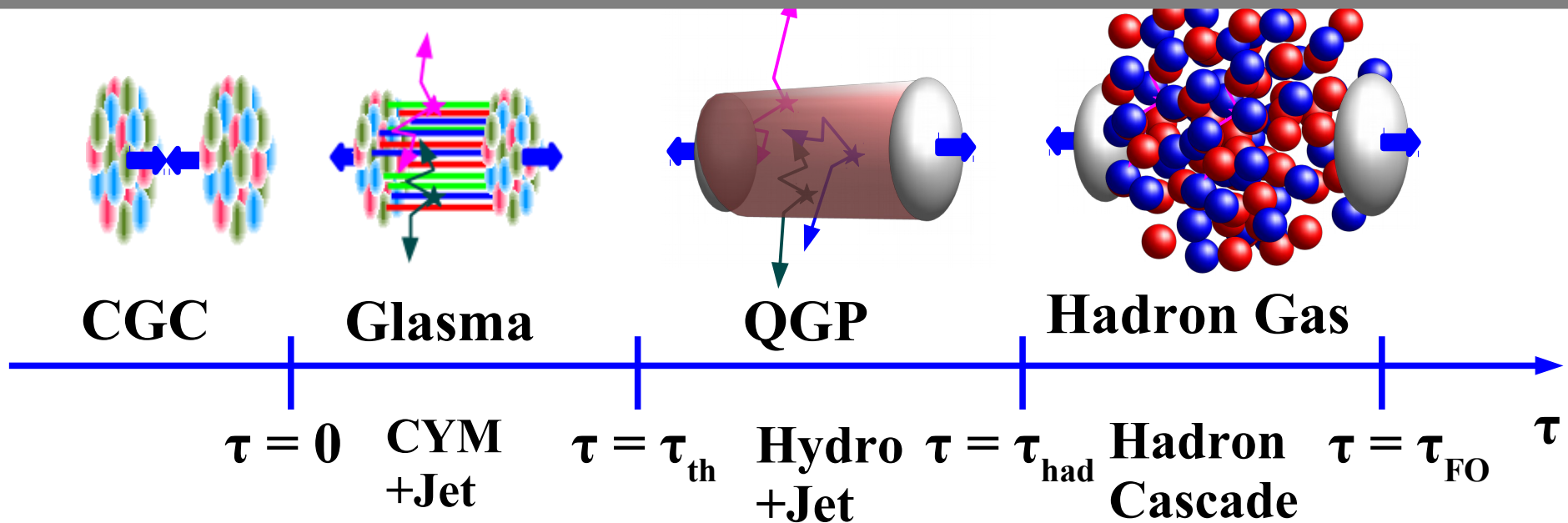
A miracle happened !



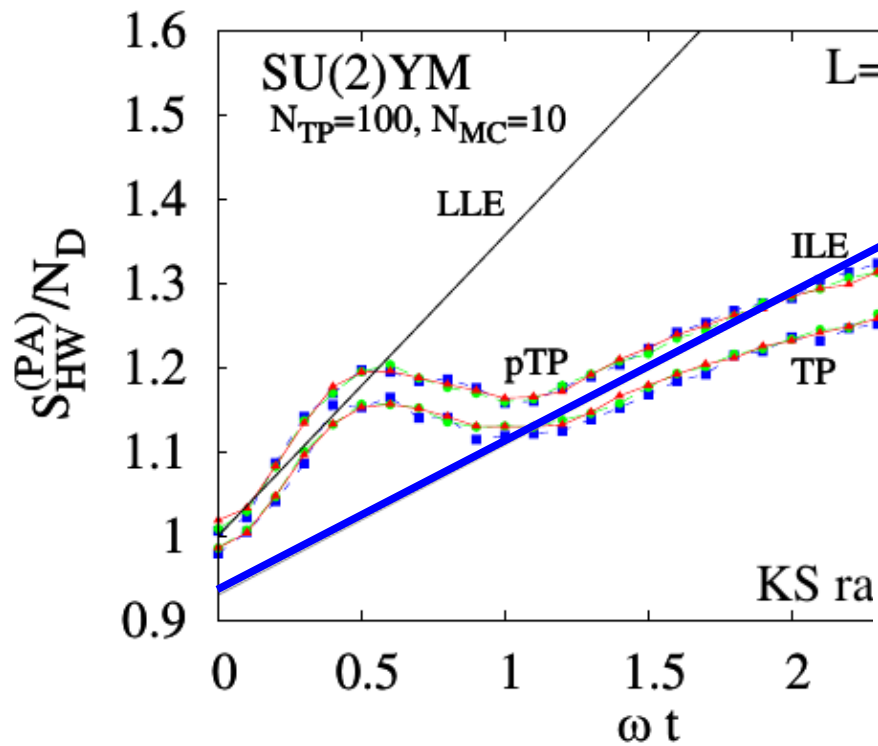
RHIC における2つの驚き (cont.)

- 2つの驚き (2): 早い熱平衡化
- 摂動論的 QCD の予言 (2-5 fm/c) に比べて有意に早い時刻 (0.6-1 fm/c) で熱化が起こり、流体力学的時間発展が進む。
→ なぜ早い?
- 高エネルギー重イオン衝突の初期条件
= グラズマ (古典ヤンミルズ場が主要)

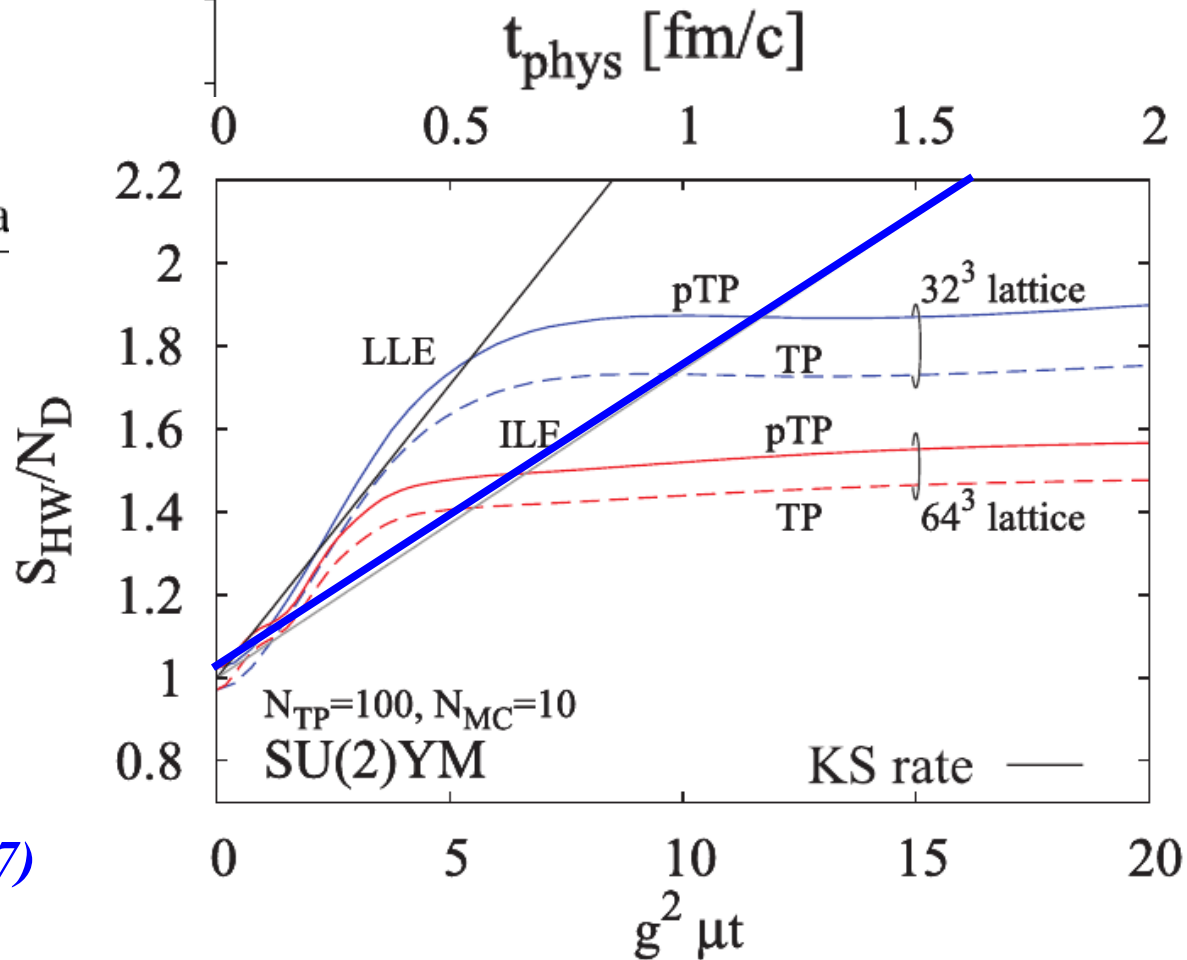
むしろ古典ヤンミルズ場自体がエントロピーを作っているのでは?



ヤンミルズ場の *Husimi-Wehrl entropy*



Random な初期条件
 準定常状態に緩和する段階の
 エントロピー生成率
 = カオス性からの予想と一致
Tsukiji, Kunihiro, Iida, AO, Takahashi ('16)



グラズマ初期条件
 最初期のエントロピー生成で
 ほぼ準定常状態まで到達
 生成率 > カオス性からの予想

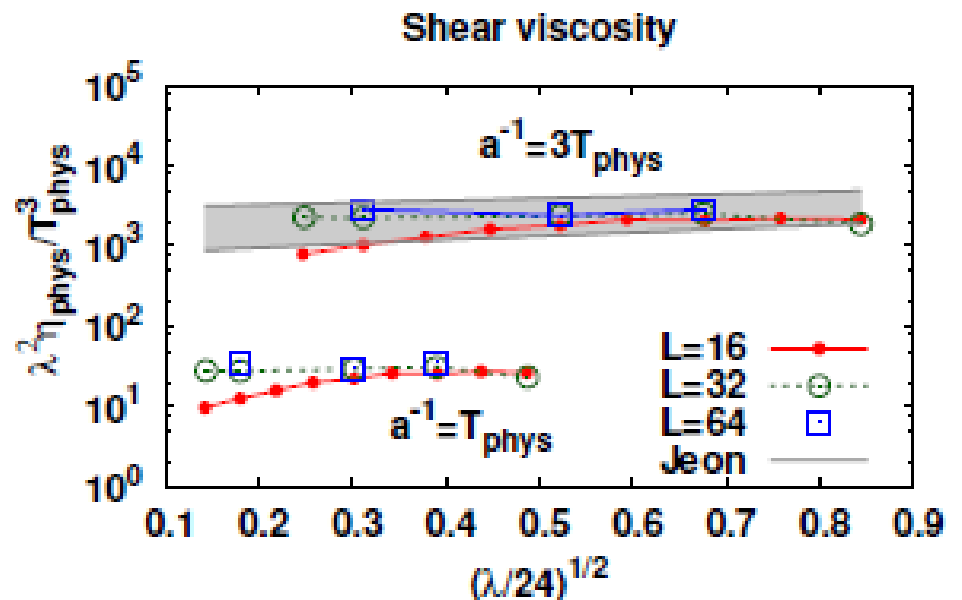
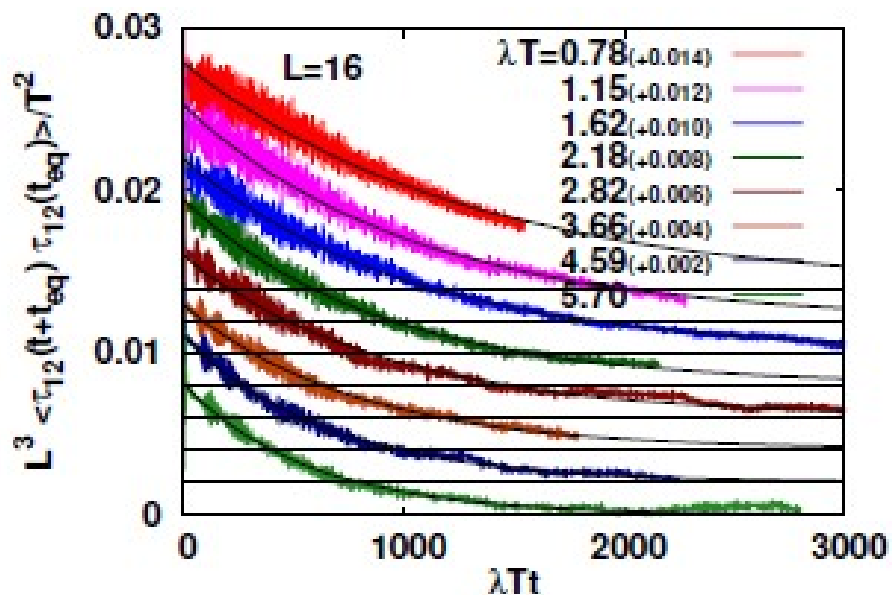
Tsukiji, Kunihiro, AO, Takahashi ('17)

古典場がエントロピーを持つなら、
輸送係数もあるはずでは？

流体の初期条件には古典場の結果を使える。
流体の粘性係数に滑らかにつながるだろうか？

古典場の輸送係数

- Green- 松原公式
$$\eta = \frac{1}{T} \lim_{\omega \rightarrow 0} \int_0^{\infty} dt \int d^3x e^{i\omega t} \langle T_{12}(\mathbf{x}, t) T_{12}(\mathbf{0}, 0) \rangle$$
- 古典統計シミュレーション
 - 古典場を異なる初期条件で多数回計算し、その平均をとる
- T_{12} の時間相関は指数関数のテールをもつ。
[not confirmed in previous work (Homor, Jacovac, ('15))]
- 古典場のずれ粘性は摂動論の結果より大きく、
最小値よりも 1-2 桁大きい



Matsuda, Kunihiro, AO, Takahashi, in prep.

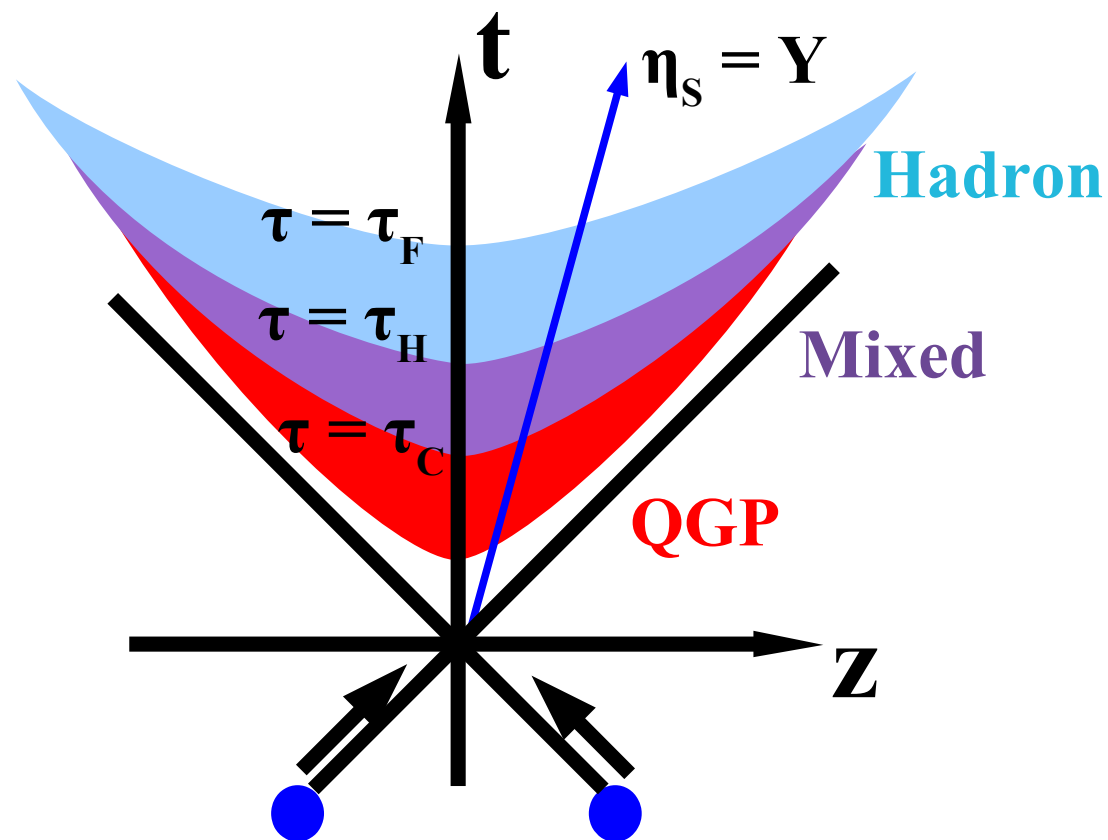
*Exotic Hadron Yields
in Heavy Ion Collisions*

Schematic picture of HIC

■ HIC picture based on the first order phase transition

- $\tau = \tau_C$, $T=T_C$, $V=V_C \rightarrow$ QGP start to hadronize (quark coal.)
- $\tau = \tau_H$, $T=T_H=T_C$, $V=V_H \rightarrow$ Hadronization is over (stat. model)
- $\tau = \tau_F$, $T=T_F$, $V=V_F \rightarrow$ Hadronic Freeze-out (hadron coal.)

	RHIC	LHC
$N_u = N_d$	245	662
$N_s = N_{\bar{s}}$	150	405
$N_c = N_{\bar{c}}$	3	20
$N_b = N_{\bar{b}}$	0.02	0.8
V_C	1000 fm ³	2700 fm ³
$T_C = T_H$	175 MeV	175 MeV
V_H	1908 fm ³	5152 fm ³
μ_B	20 MeV	20 MeV
μ_s	10 MeV	10 MeV
V_F	11322 fm ³	30569 fm ³
T_F	125 MeV	125 MeV



L.W.Chen, V.Greco, C.M.Ko, S.H.Lee, W.Liu, PLB 601('04)34.

Statistical Model

Statistical model

$$N_h^{\text{stat}} = V_H \frac{g_h}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{\gamma_h^{-1} e^{E_h/T_H} \pm 1}$$

($N_h = dN_h/dy$ (y =rapidity), V_H =Chem. freeze-out vol.)

→ Successful to predict the hadron yield ratio at RHIC

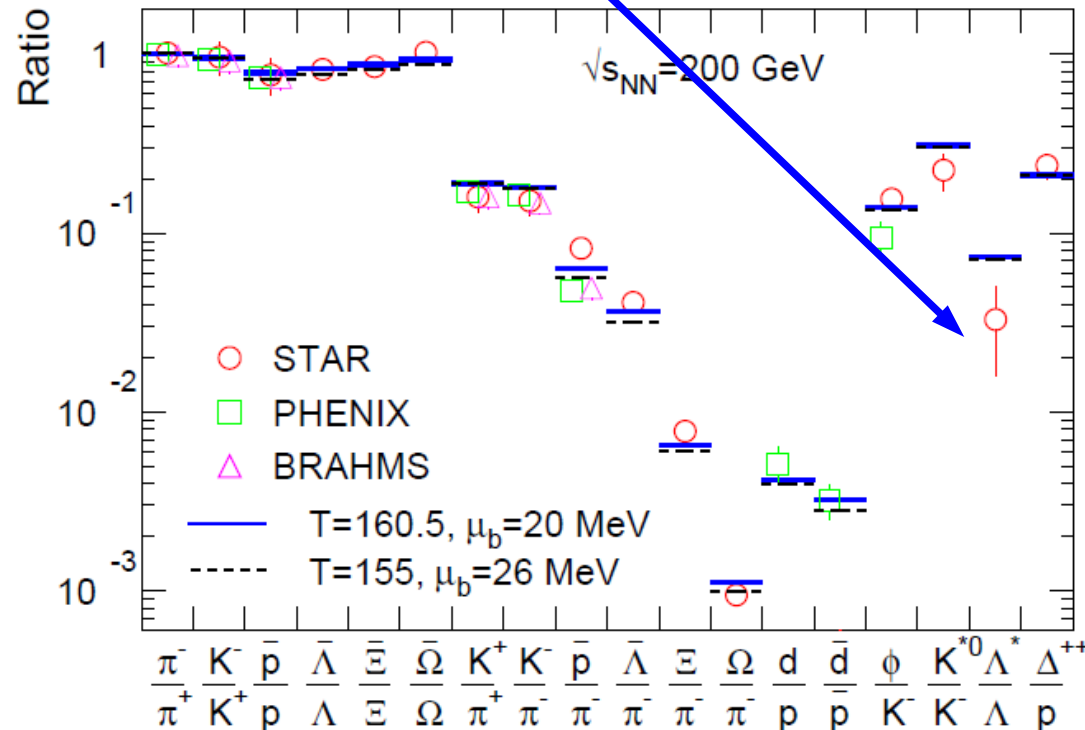
Fugacity factor γ

- u,d,s: chem. equil.
- c,b: enhanced by initial hard processes

Fugacities of c and b quarks are set to reproduce expected c and b quark numbers.

$$\gamma_h = \gamma_c^{n_c+n_{\bar{c}}} \gamma_b^{n_b+n_{\bar{b}}} e^{(\mu_B B + \mu_s S)/T_H}$$

L effects: Kanada-En'yo, Muller ('06)



A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, NPA772('06)167.

Coalescence model

- **Yield = Overlap of const. dist. & Hadron intrinsic Wigner func.**
(Sudden approximation)

Sato, Yazaki (1984), Hwa, Yang (2003), Greco, Ko, Levai (2003), Fries, Muller, Nonaka, Bass (2003), Chen, Ko, Lee (2003)

$$N_h^{\text{coal}} = g_h \int \left[\prod_{i=1}^n \frac{1}{g_i} \frac{p_i \cdot d\sigma_i}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_i}{E_i} f(x_i, p_i) \right] \times f^W(x_1, \dots, x_n; p_1, \dots, p_n)$$

Dist. of constituents Intrinsic Wigner func.

- **Yield in HIC**

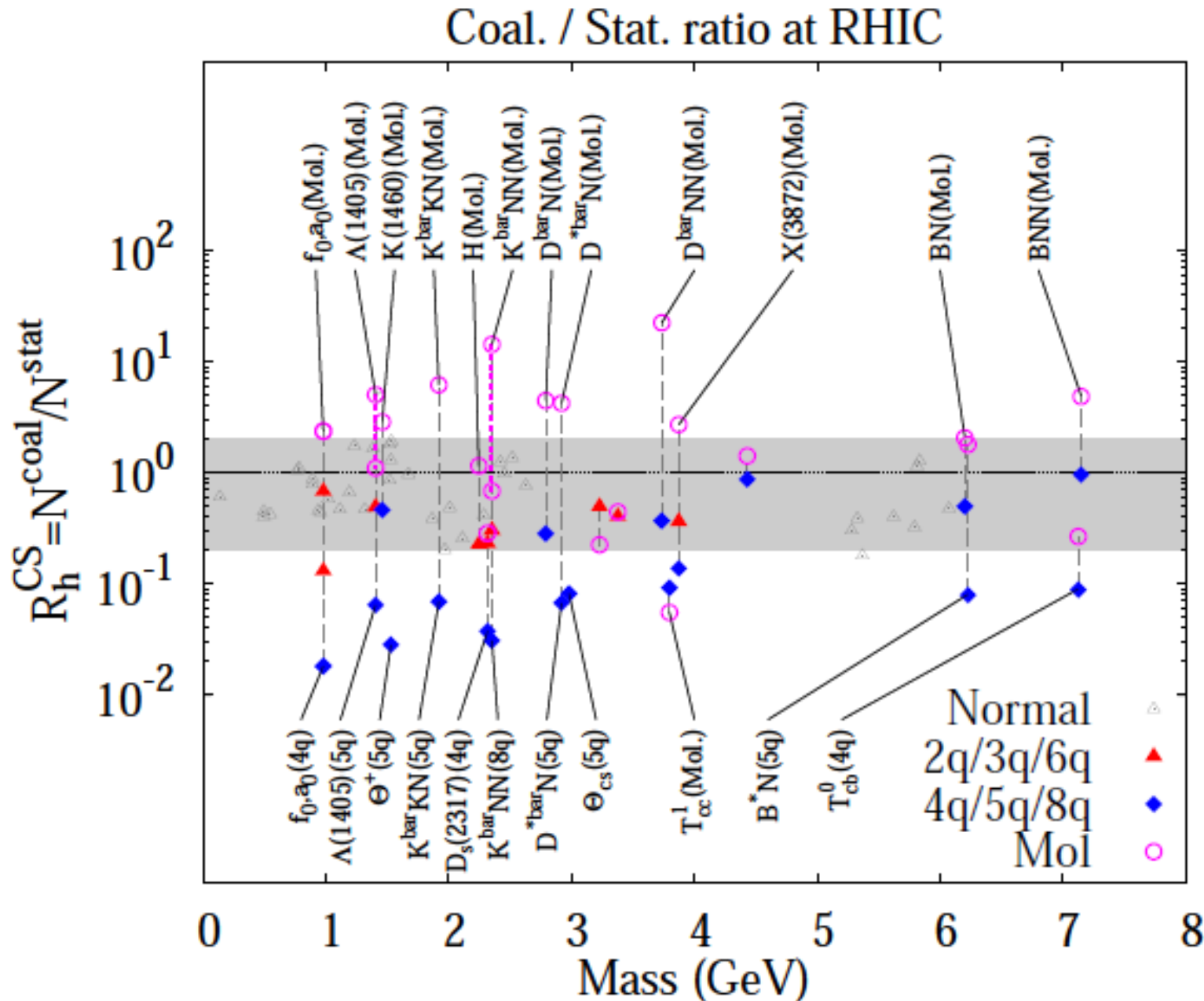
- **Quark & hadron dist. = Transverse Boltzmann + Bjorken**
Chen, Ko, Liu, Nielsen (2007)
- **Hadron intr. Wigner func. = s-wave and p-wave HO w.f.**
Kanada-En'yo, Muller (2006)

$$N_h^{\text{coal}} \simeq g_h \prod_{j=1}^n \frac{N_j}{g_j} \prod_{i=1}^{n-1} \frac{(4\pi\sigma_i^2)^{3/2}}{V(1 + 2\mu_i T \sigma_i^2)} \left[\frac{4\mu_i T \sigma_i^2}{3(1 + 2\mu_i T \sigma_i^2)} \right]^{l_i}$$

σ = Gaussian width, μ =reduced mass, N = constituent yield

- Available structure information $\rightarrow \sigma$ (or $\hbar\omega$)

Coalescence / Statistical Ratio

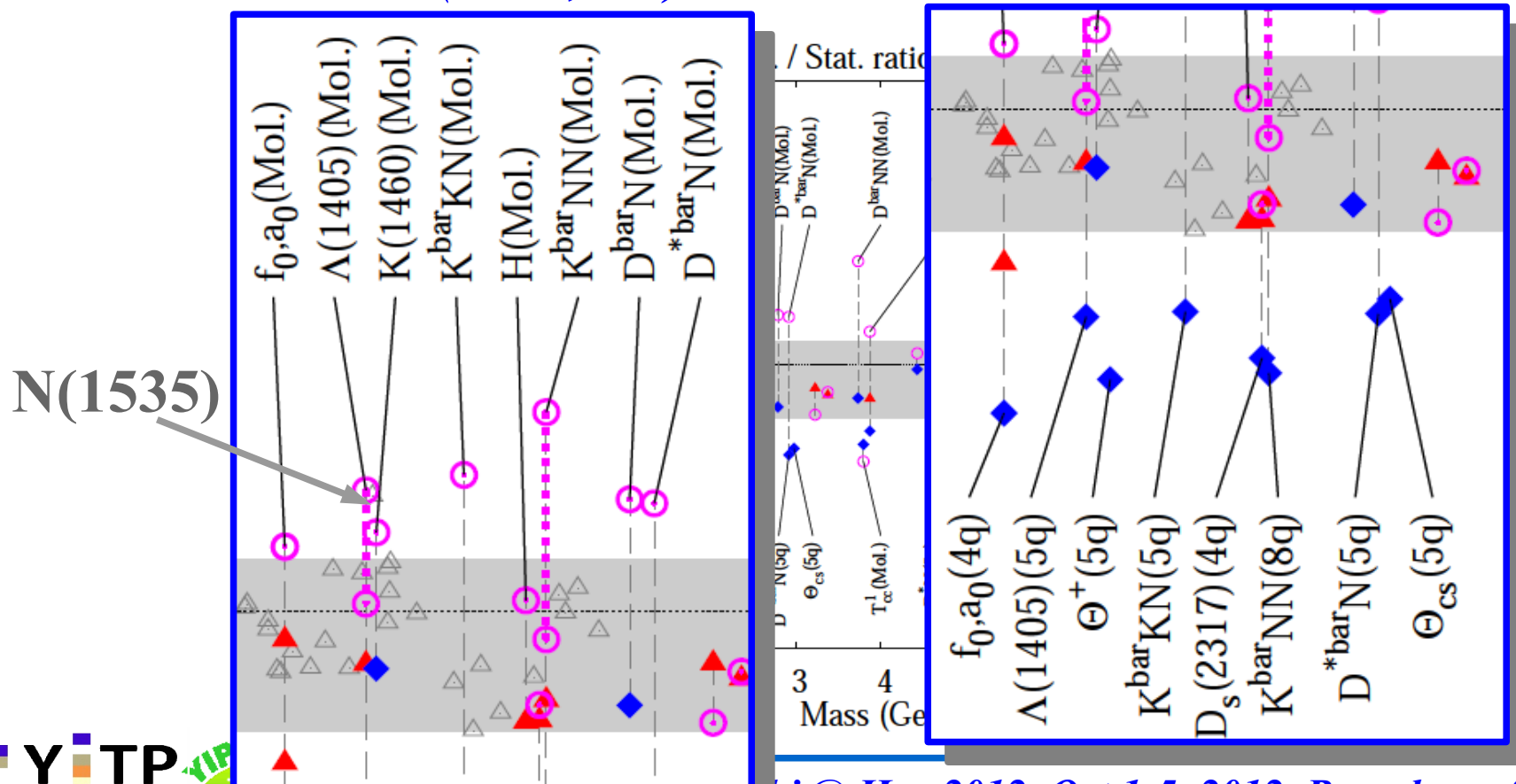


S. Cho et al. (ExHIC Collab.), PRL106('11)212001; PRC 84 ('11) 064910

Ohnishi @ Hyp 2012, Oct.1-5, 2012, Barcelona, Spain 72

Coalescence / Statistical Ratio

- **Normal hadrons:** $R_{cs} = (0.2-2)$ *Normal band*
- **Extended hadronic molecule:** Large yield is expected, $R_{cs} > 2$.
 $\Lambda(1405)=\bar{K}N, \bar{K}NN, \bar{K}KN, \bar{D}NN, \dots$ ($\hbar\omega=(6-50)$ MeV)
- **Compact Multiquark states** will be suppressed in HICs, $R_{cs} < 0.2$
 $f_0/a_0(qqqq), \Theta^+(uudds), H(uuddss), \Theta_{cs}(uudsc), \dots$
Nonaka et al. (2004, Θ^+)



Enhancement of Hadronic Molecules: Why ?

- Simple estimate: 2-body, Gaussian w.f. + Thermal dist. of constituents

$$N_h \propto \int \frac{d^D x d^D p}{(2\pi\hbar)^D} \underline{f_w(x, p)} \underline{f_{th}(x, p)} = \left[\left(\frac{4}{\hbar^2} \right) \left((\Delta p)^2 + \mu T \right) \left((\Delta x)^2 + 2R^2 \right) \right]^{-D/2}$$

Intrinsic

Constituents (thermal)

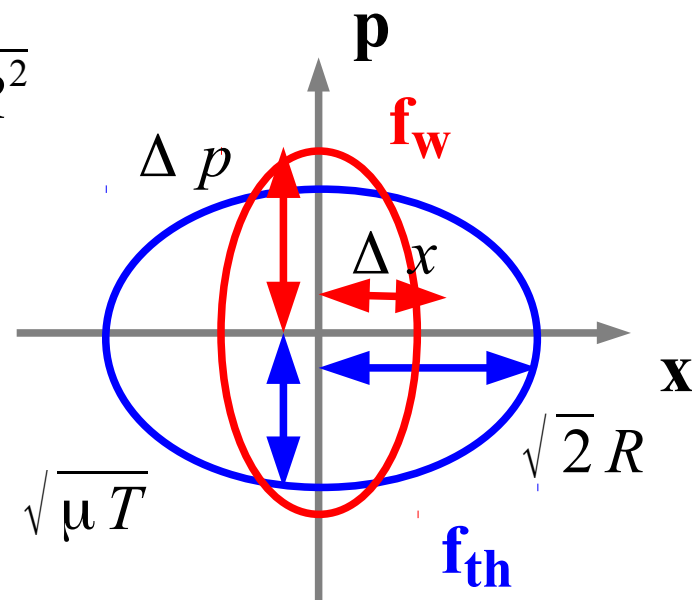
$$f_w(x, p) = \left(\frac{\hbar}{\Delta x \Delta p} \right)^D \exp\left(-\frac{x^2}{2(\Delta x)^2} - \frac{p^2}{2(\Delta p)^2} \right)$$

$$f_{th}(x, p) = \left(\frac{\hbar^2}{2\mu TR^2} \right)^{D/2} \exp\left(-\frac{x^2}{4R^2} - \frac{p^2}{2\mu T} \right)$$

- N_h is large when f_w shape is similar to f_{th} in phase space.

$$\Delta x : \Delta p = \sqrt{2} R : \sqrt{\mu T} \rightarrow \hbar\omega = \sqrt{\hbar^2 T / 2\mu R^2}$$

- Example: $T=170$ MeV, $\mu=500$ MeV (red. mass), $R=5$ fm (source size)
 \rightarrow optimal $\hbar\omega \sim 16$ MeV ($\ll 300-500$ MeV)



Large source size & Moderate T prefer extended hadrons

Why are Multi-quark Configs. Suppressed ?

- Hadron yield is sensitive to the structure in coal.

- Additional q penalty factor

$$\text{s-wave} \quad \frac{1}{g_i} \frac{N_i}{V} \frac{(4\pi\sigma_i^2)^{3/2}}{(1 + 2\mu_i T \sigma_i^2)} \quad \sim 0.36$$

$$\text{p-wave} \quad \frac{1}{g_i} \frac{N_i}{V} \frac{2}{3} \frac{(4\pi\sigma_i^2)^{3/2} 2\mu_i T \sigma_i^2}{(1 + 2\mu_i T \sigma_i^2)^2} \quad \sim 0.09$$

Nonaka et al. (2004, Θ^+)

Kanada-En'yo, B. Muller (2006, $\Lambda(1520)$)

Large V disfavors multi-quarks !

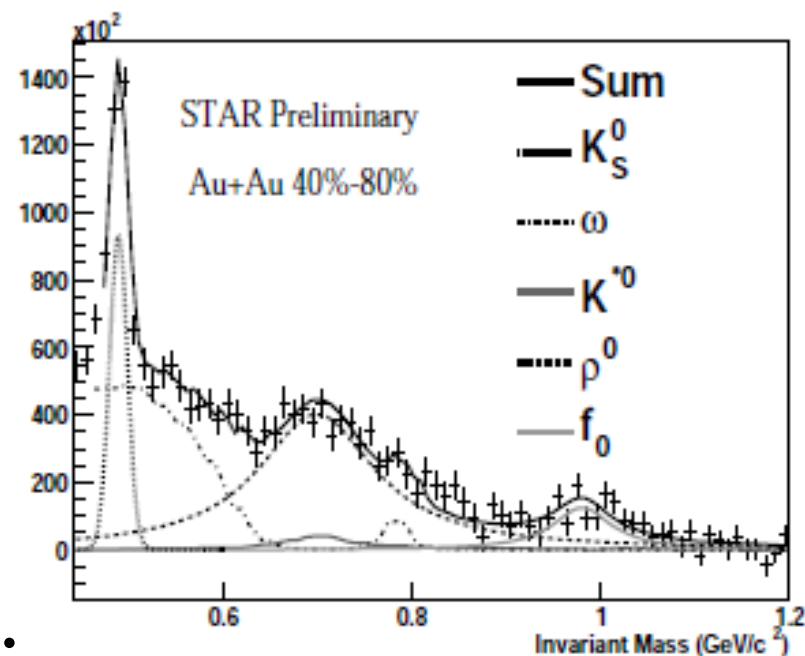
- STAR data (2003): $N(f_0(980)) \sim 8.4$

[$f_0(980)/\rho^0 \sim 0.2$, stat. $N(\rho^0) \sim 42$]

Stat: 5.6, 2q:0.76-3.8, 4q:0.1, Mol: 13

→ Tetra-quark picture

underestimate the measured yield of f_0 .

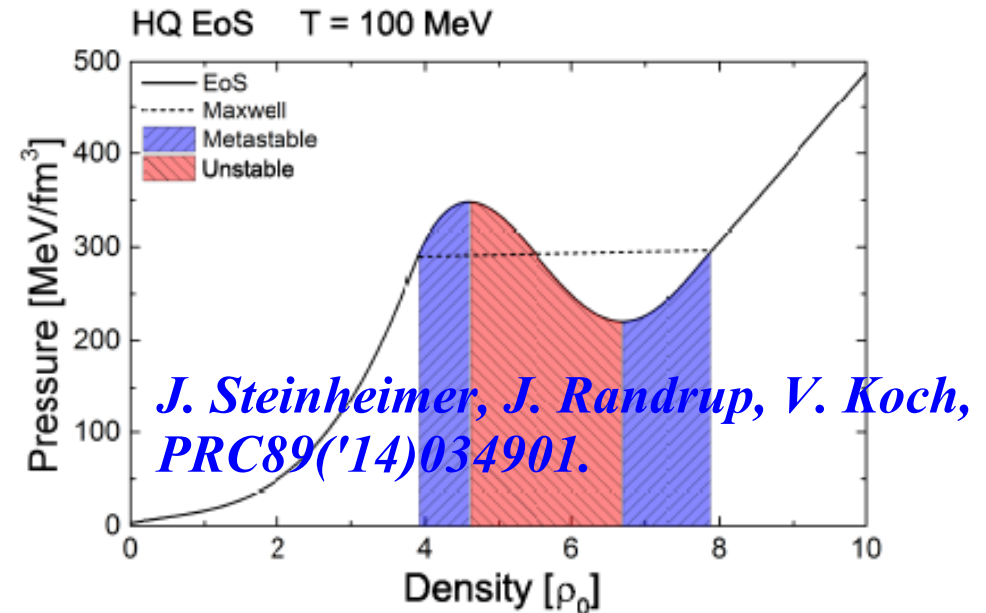
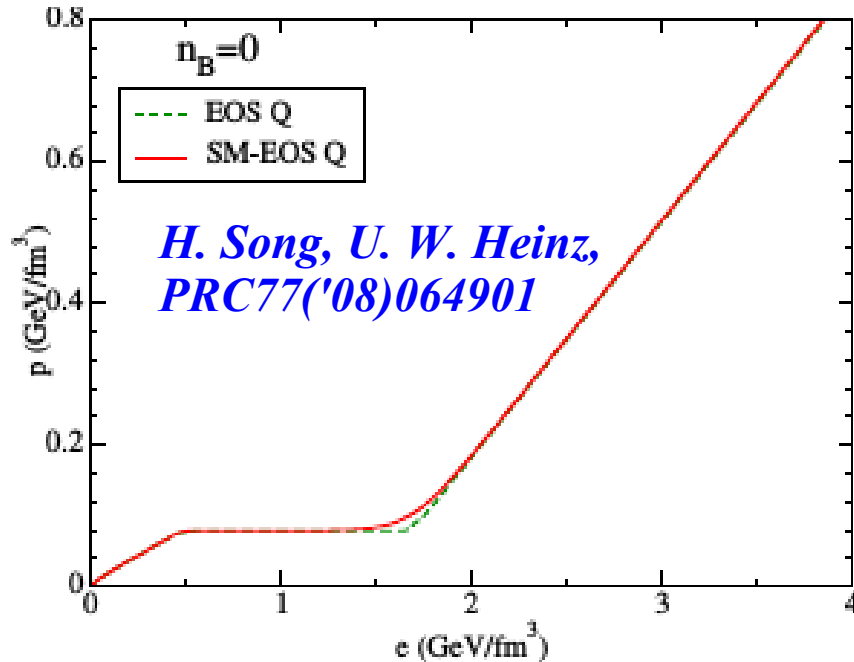
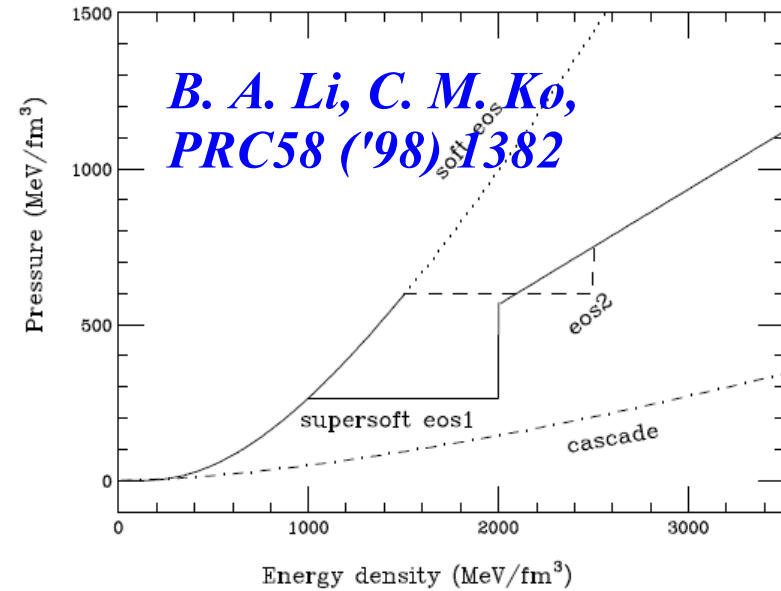
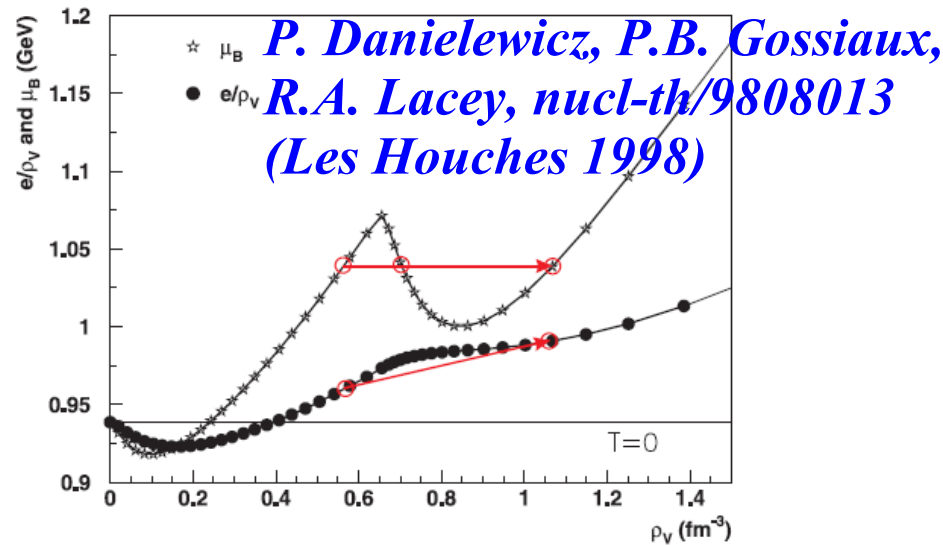


*P. Fachini [STAR Collaboration],
Nucl. Phys. A 715,462 (2003).*

高エネルギー重イオン衝突

追加資料

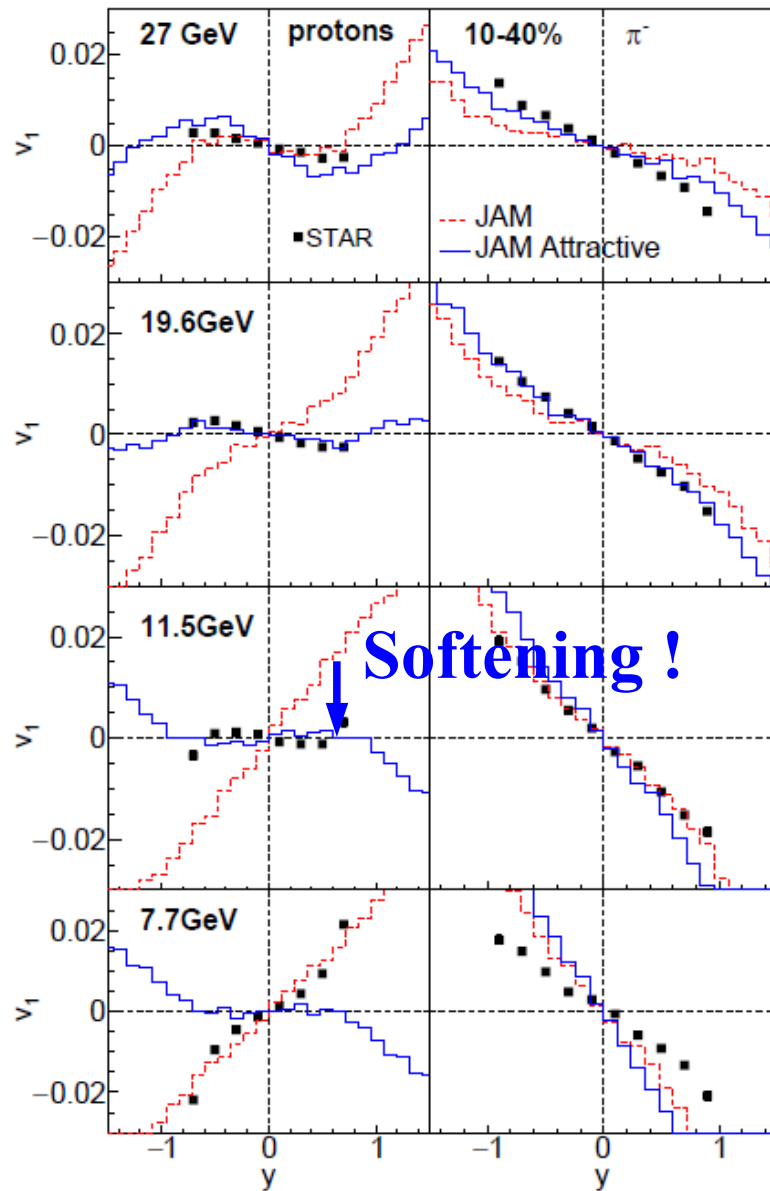
QCD 一次相転移に伴うEOSのsoftening



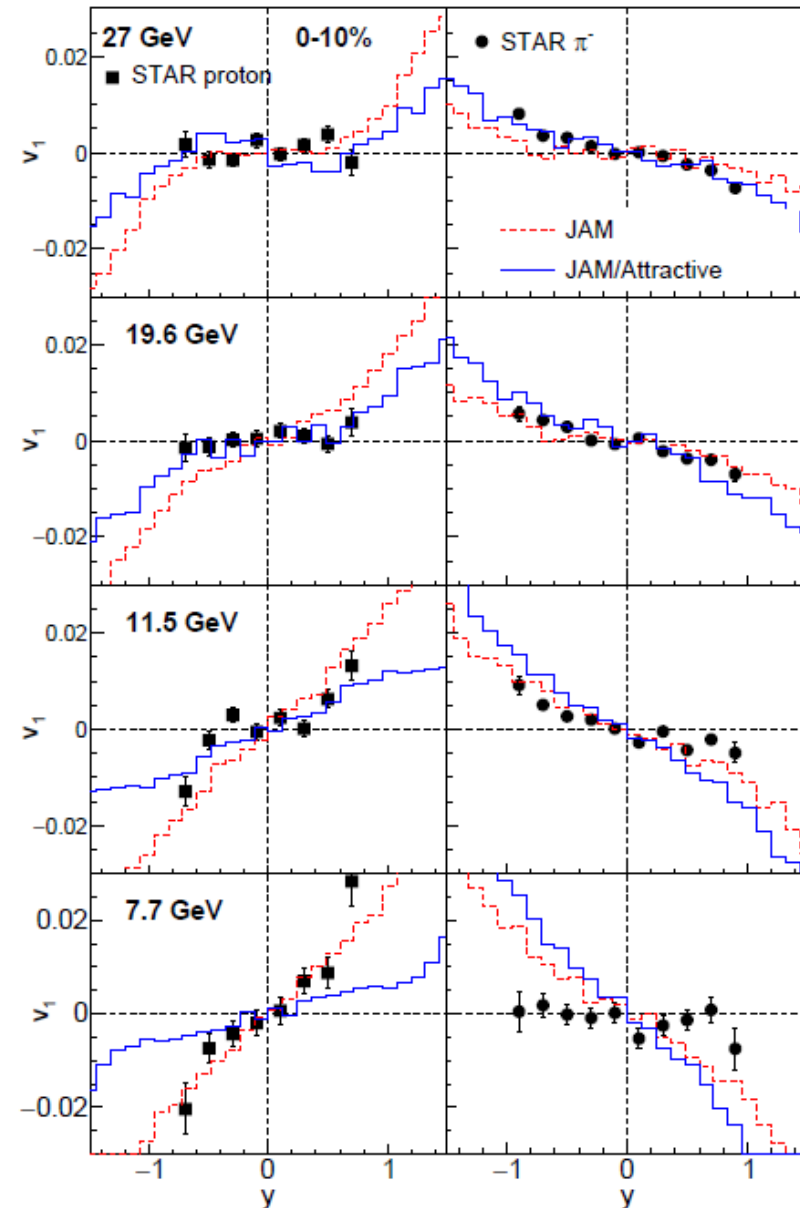
Previous analyses: $\rho_B = (3-10) \rho_0$, $P = (80-700) \text{ MeV/fm}^3$

Directed Flow with Attractive Orbits

Nara, Niemi, AO, Stöcker ('16)



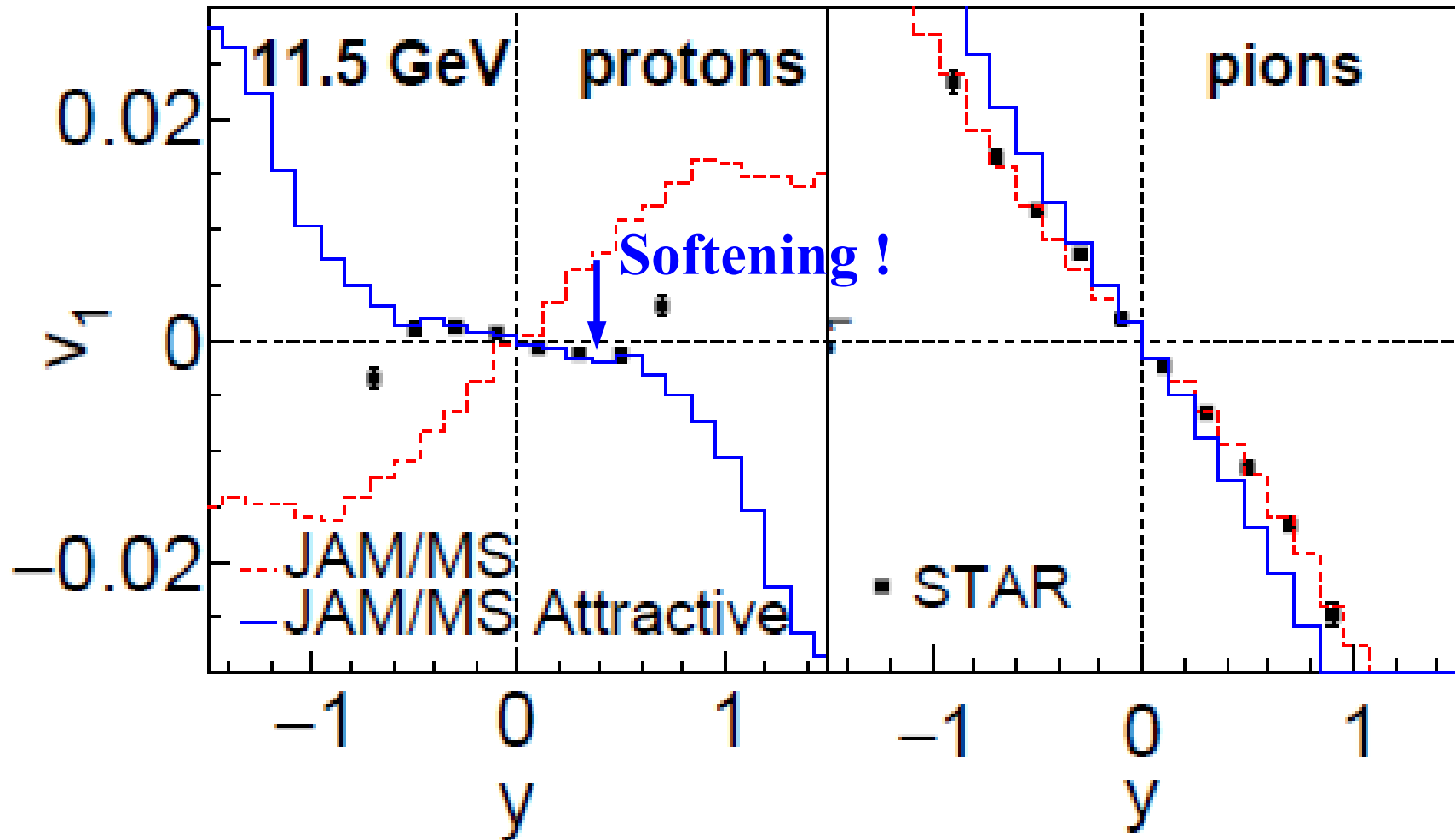
mid-central (10-40 %)



central (0-10 %)

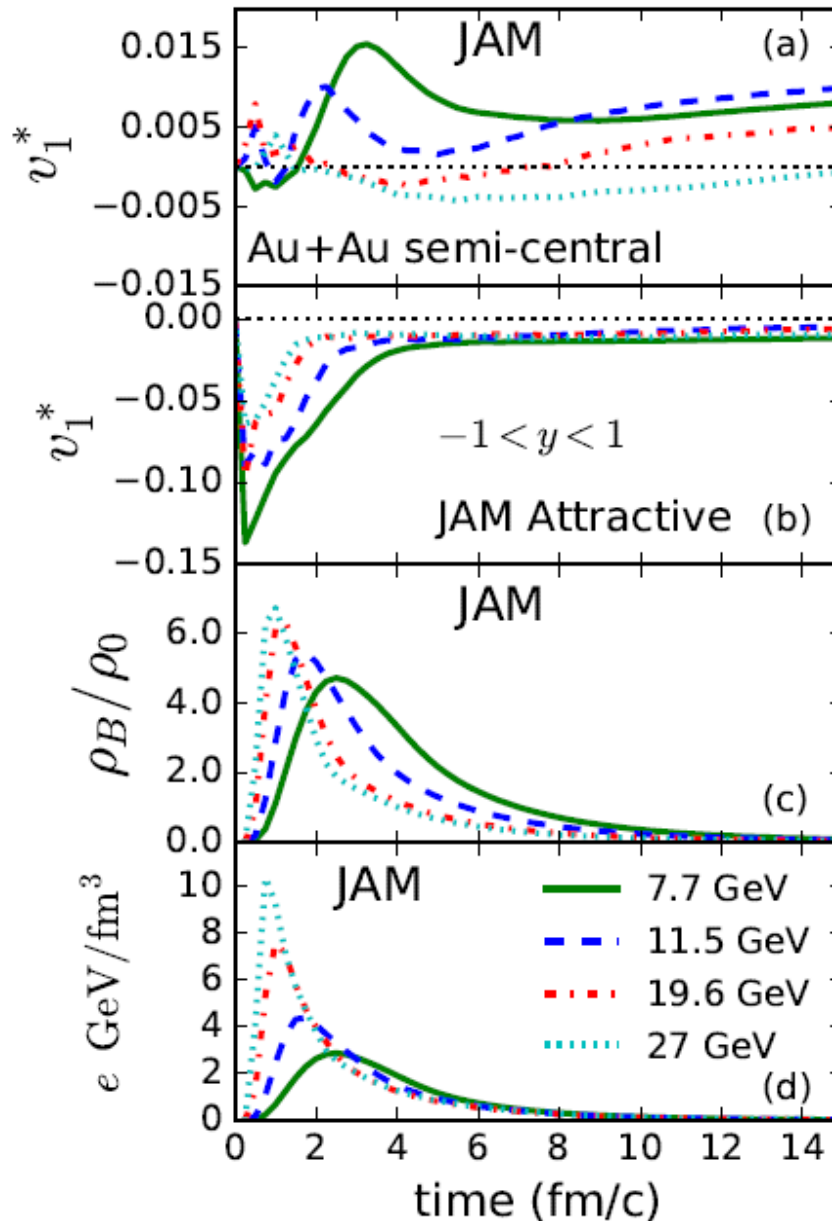
Mean Field + Attractive Orbit

Nara, Niemi, AO, Stöcker ('16)



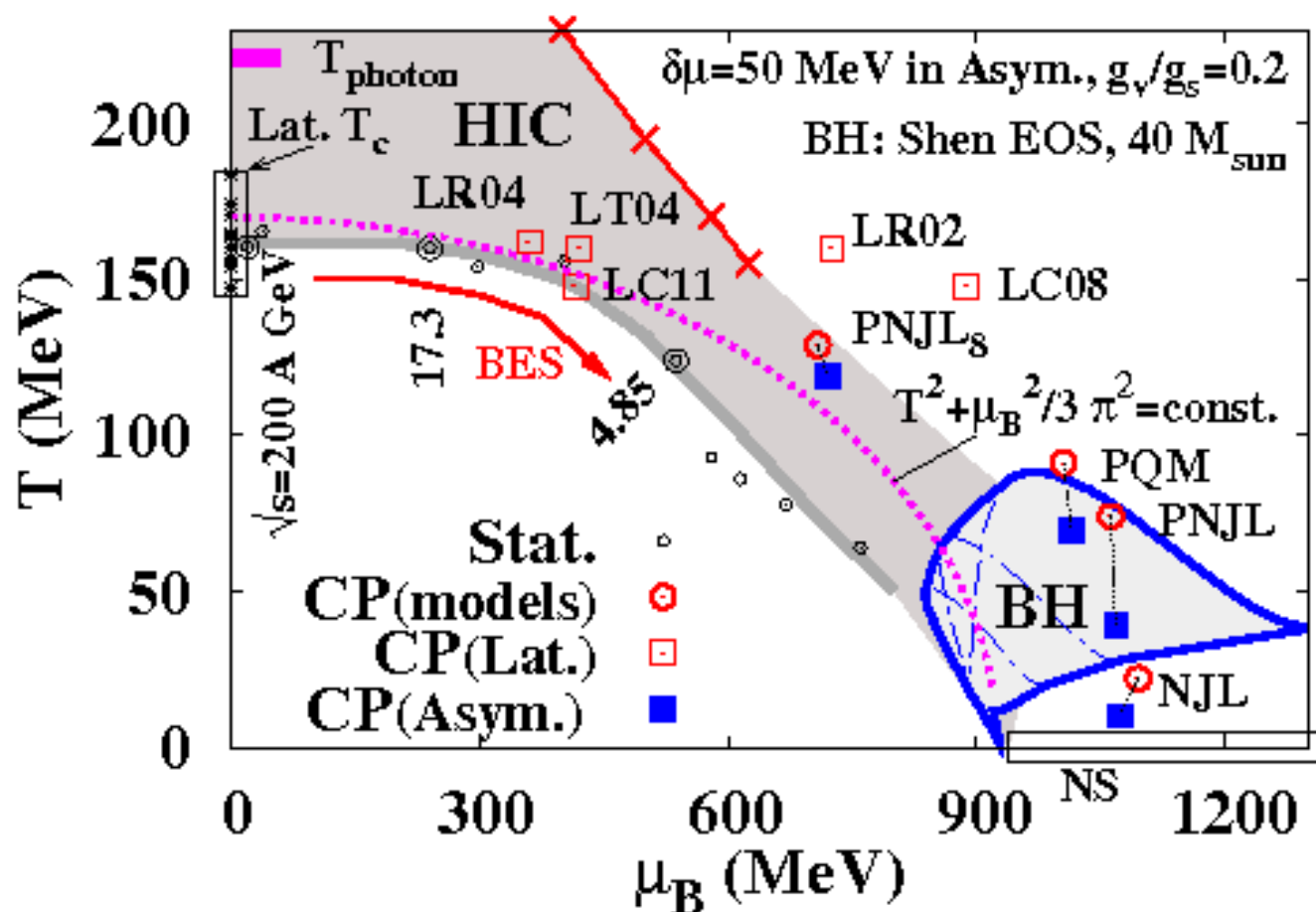
MF+Attractive Orbit make dv_1/dy negative at $\sqrt{s_{NN}} \sim 10$ GeV

At which density is the softening required ?



**Softening is
required at
 $\rho > 5\rho_0$**

QCD phase diagram (Exp. & Theor. Studies)



QCD phase transition is not only an academic problem, but also a subject which would be measured in HIC or Compact Stars

$\Lambda\Lambda$ correlation and $\Lambda\Lambda$ interaction

追加資料

Lednický-Lyuboshits (LL) model

■ Lednický-Lyuboshits analytic model

- **Asymp. w.f. + Eff. range corr. + $\psi^{(-)} = [\psi^{(+)}]^*$**

$$\psi_0(r) \rightarrow \psi_{\text{asy}}(r) = \frac{e^{-i\delta}}{qr} \sin(qr + \delta) = \mathcal{S}^{-1} \left[\frac{\sin qr}{qr} + f(q) \frac{e^{iqr}}{r} \right]$$

$$\begin{aligned} \Delta C_{\text{LL}}(q) &= \int dr S_{12}(r) (|\psi_{\text{asy}}(r)|^2 - |j_0(qr)|^2) \\ &= \frac{|f(q)|^2}{2R^2} F_3\left(\frac{r_{\text{eff}}}{R}\right) + \frac{2\text{Re}f(q)}{\sqrt{\pi}R} F_1(x) - \frac{\text{Im}f(q)}{R} F_2(x) \end{aligned}$$

($x = 2qR$, $R = \text{Gaussian size}$, F_1, F_2, F_3 : Known functions)

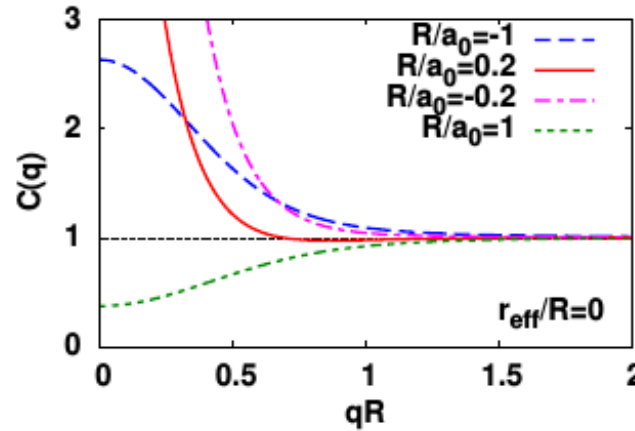
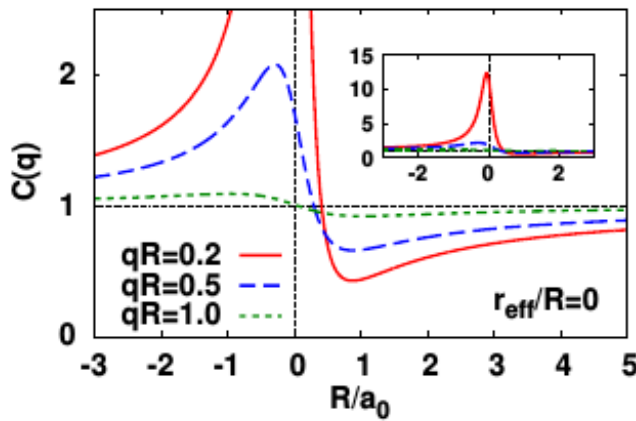
■ Phase shifts

$$q \cot \delta = -\frac{1}{a_0} + \frac{1}{2} r_{\text{eff}} q^2 + \mathcal{O}(q^4) \rightarrow \delta \simeq -a_0 q + \mathcal{O}(q^3)$$

$$\sin(qr + \delta) \simeq \sin(q(r - a_0) + \dots) \quad \text{Node at } \mathbf{r} \sim \mathbf{a}_0$$

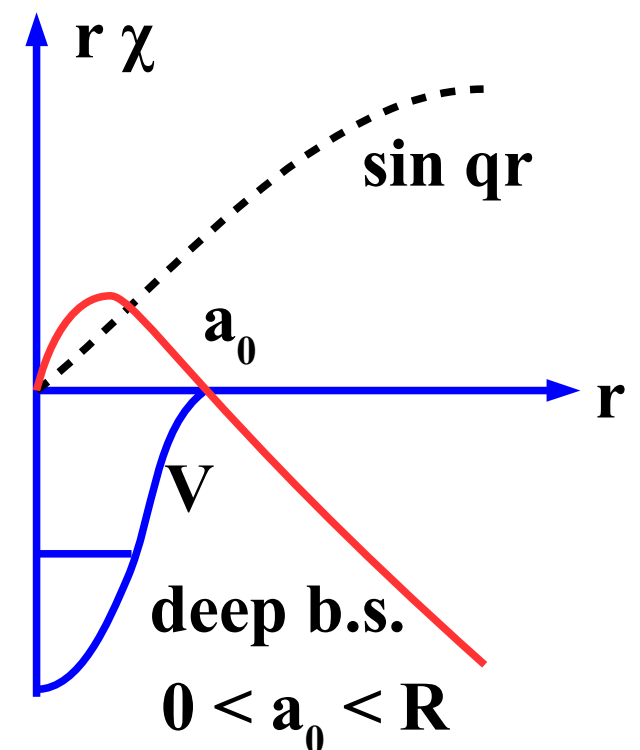
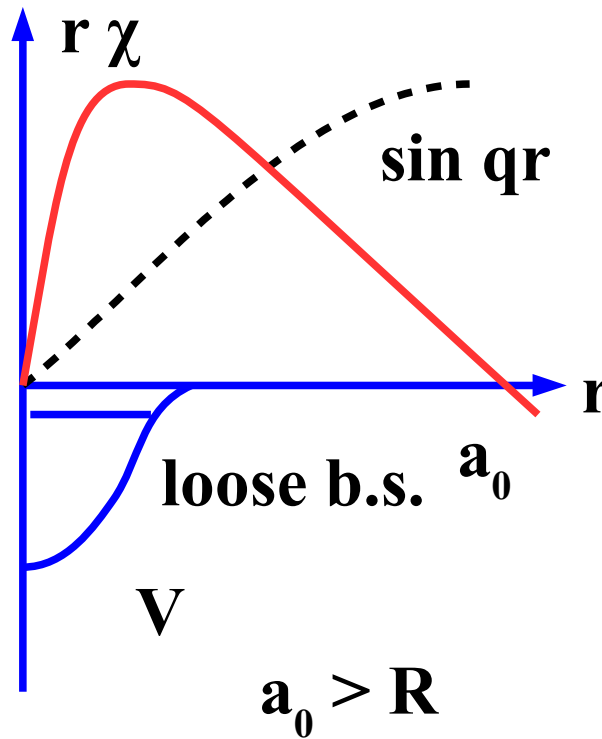
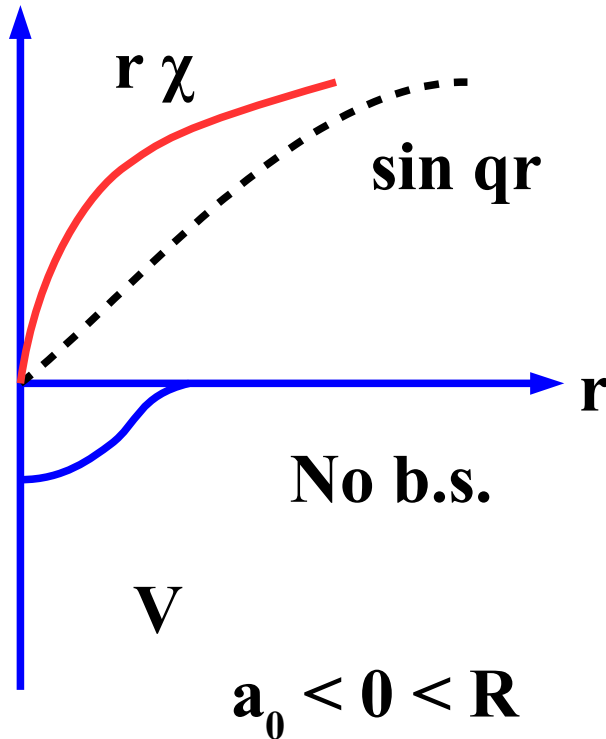
for small q

Interaction Dependence of Correlation Function



$$q \cot \delta = -1/a_0 + r_{\text{eff}} q^2/2 + O(q^4)$$

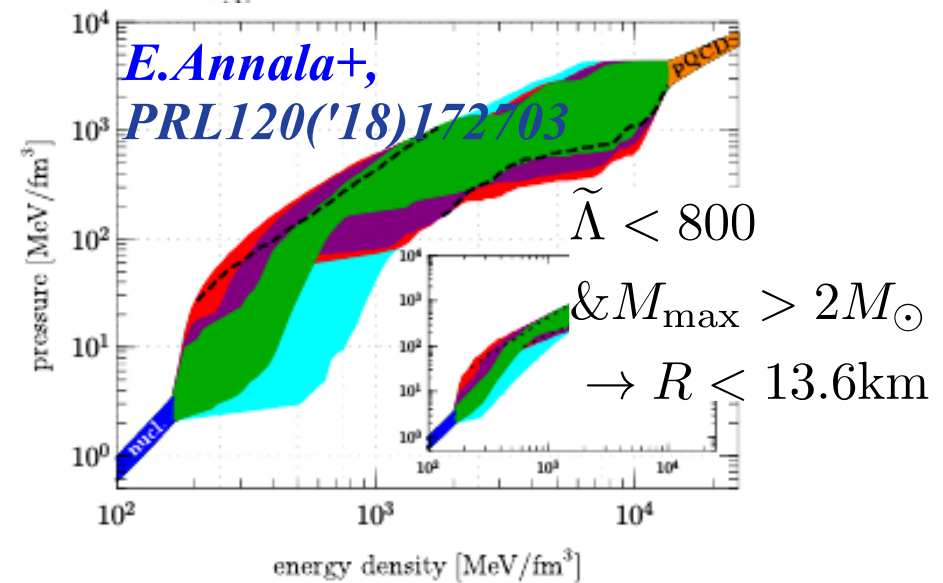
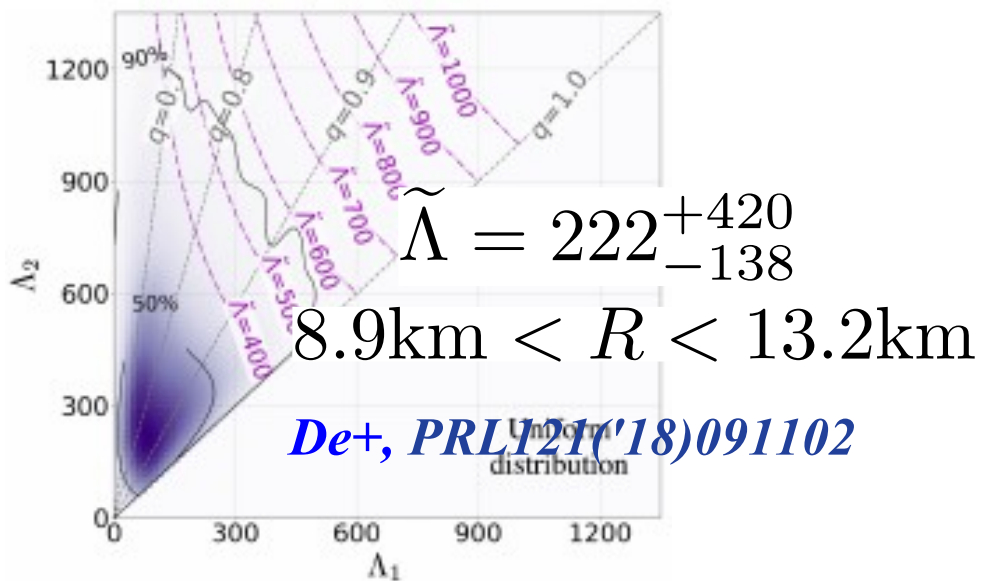
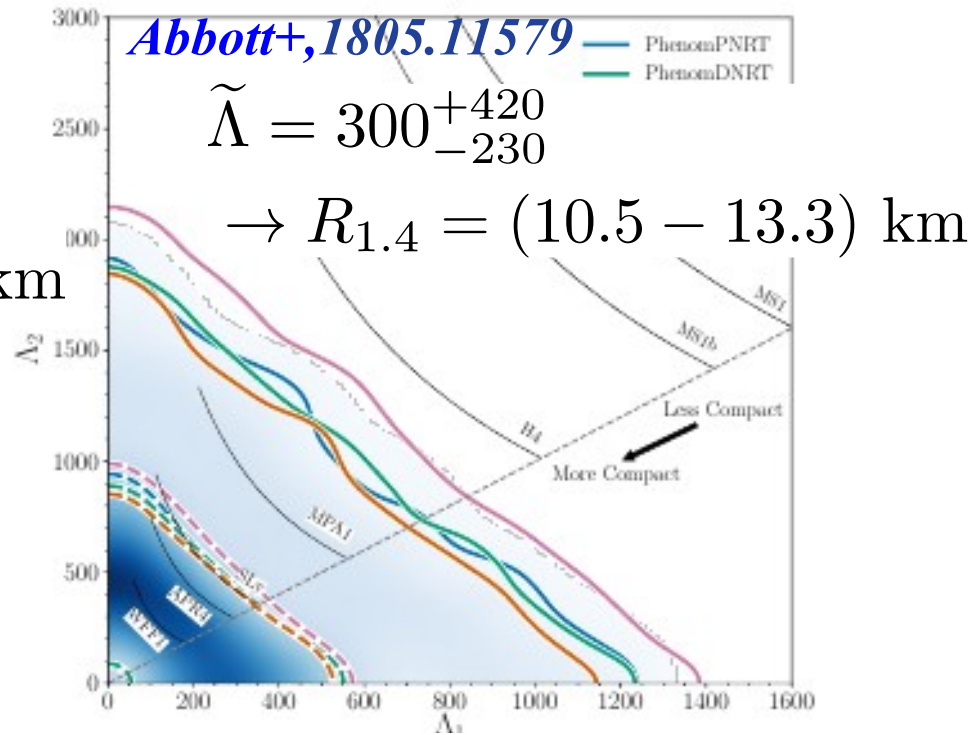
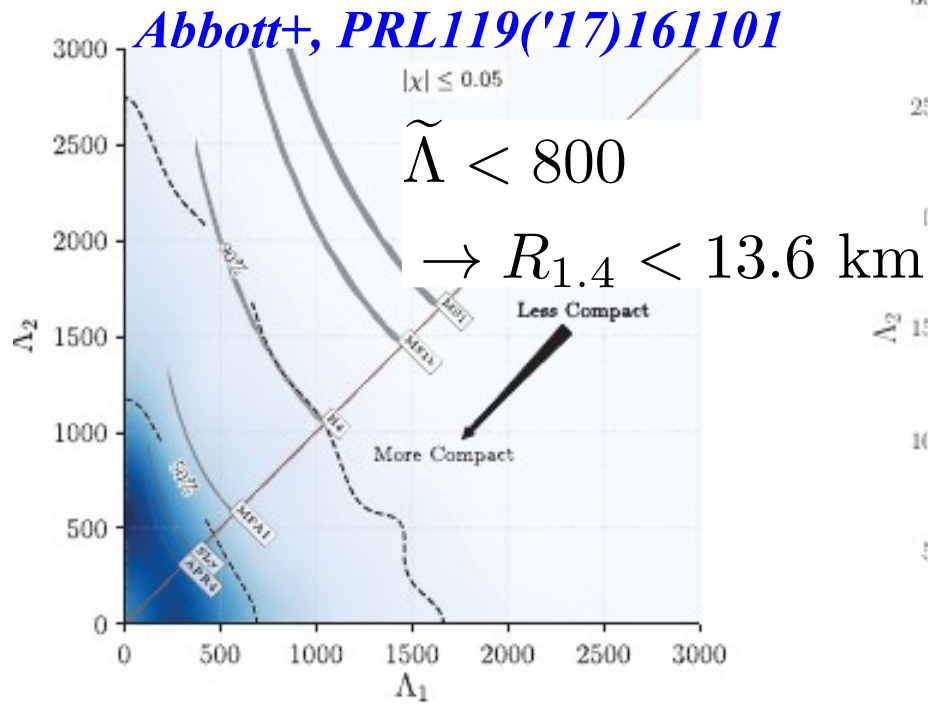
w.f. node suppresses CF



中性子星

追加資料

Constraints on EOS from GW170817



Another way to use Cold Atom EOS

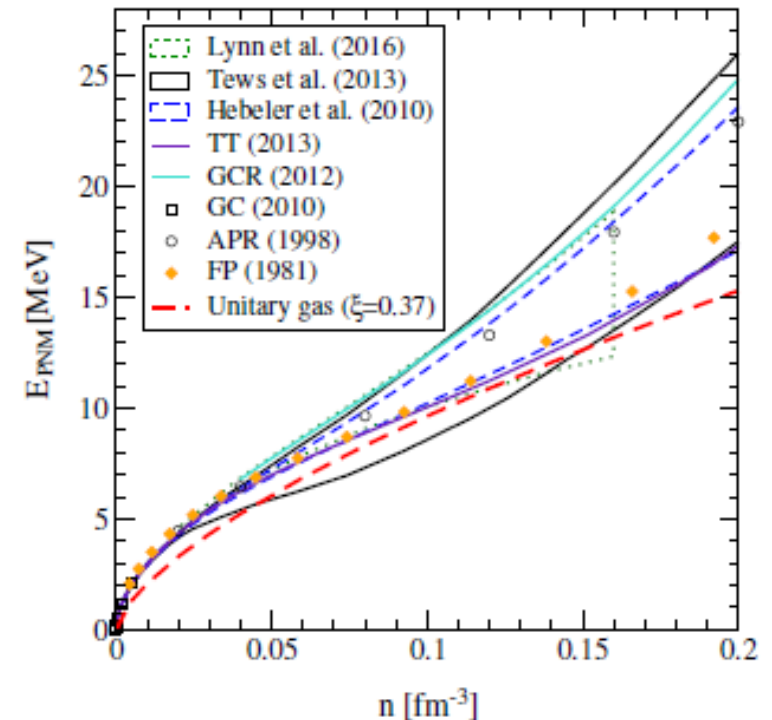
- Unitary gas EOS は ab initio pure neutron matter EOS の lower bound を与えているように見える。(Conjecture)

$$E_{\text{PNM}}(n) \geq E_{\text{UG}}(n)$$

$$E_{\text{UG}}(u) = \frac{3}{5} E_{\text{F}}(n) \xi = \frac{3\hbar^2 k_{\text{F}}^2}{10m_{\text{n}}} \xi = E_{\text{UG}}^0 u^{2/3}$$

$$(\xi \sim 0.37, u=n/n_0)$$

- これが正しいなら、対称エネルギーへの制限が与えられるのでは？



I. Tews, J.M.Lattimer, AO, E.E.Kolomeitsev
(TLOK), *ApJ* 848 ('17)105

Unitary Gas Constraint on Symmetry Energy

- 対称エネルギー =
純中性子物質エネルギー - 対称核物質エネルギー

$$S(u) = E_{\text{PNM}}(u) - E_{\text{SNM}}(u)$$

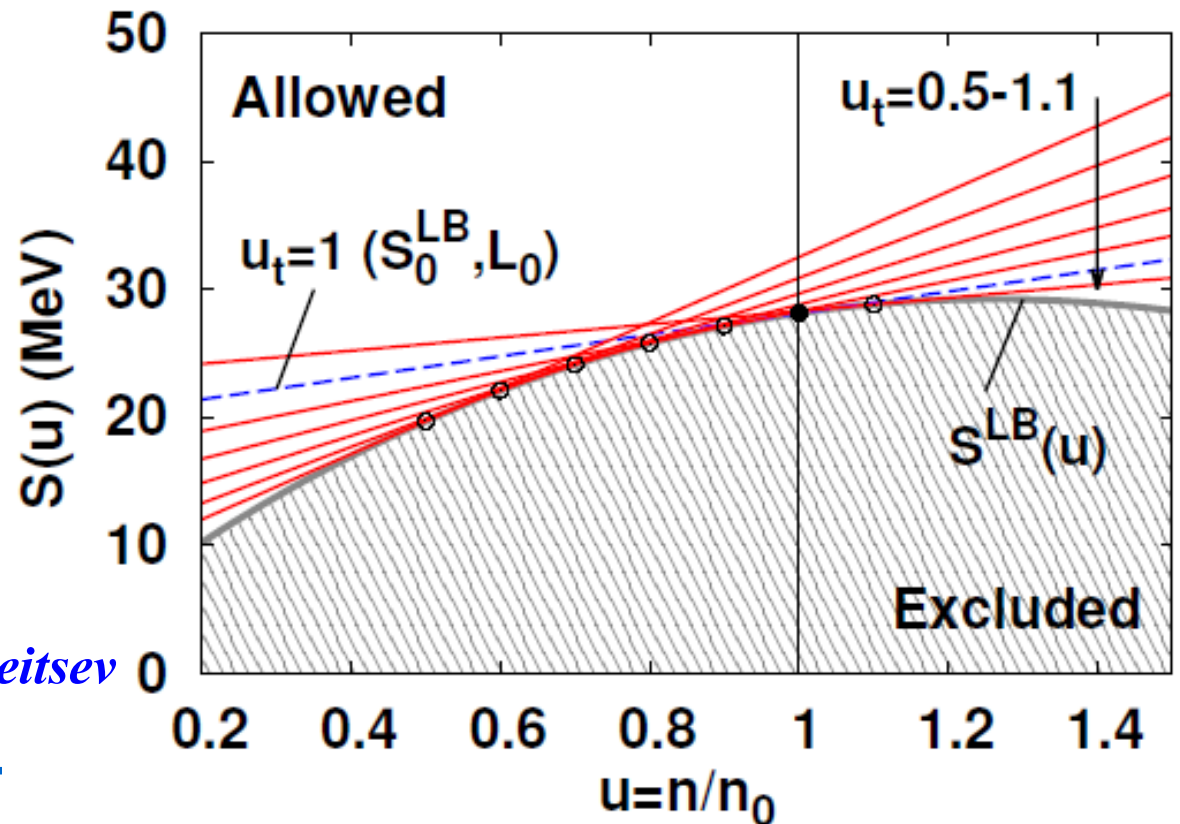
$$E_{\text{SNM}}(u) = E_0 + K (u - 1)^2 / 18 + \mathcal{O}[(u - 1)^3]$$

$$S(u) \geq E_{\text{UG}}^0 u^{2/3} - \left[E_0 + \frac{K}{18} (u - 1)^2 \right] \equiv S^{\text{LB}}(u)$$

- S_0 への制限

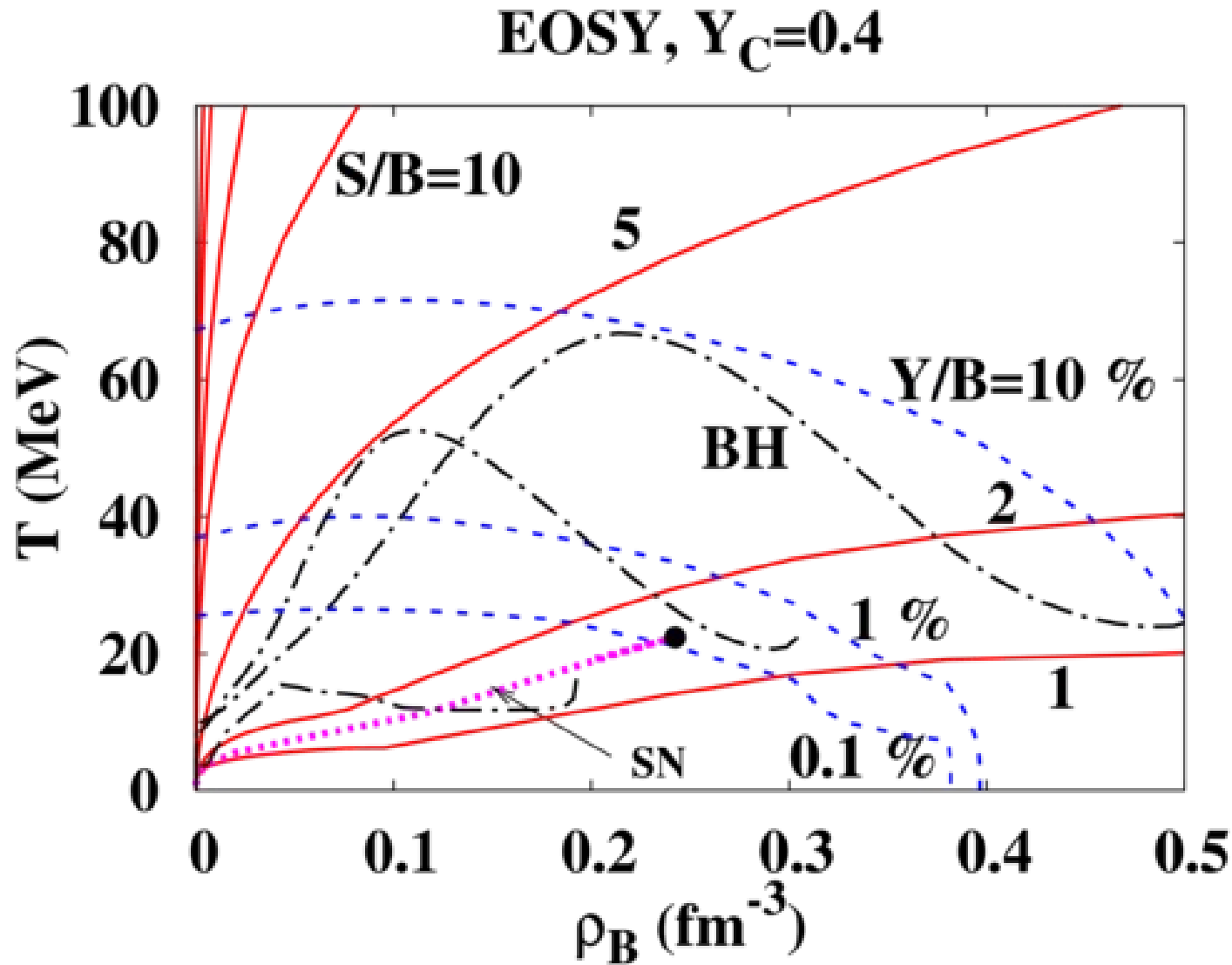
$$S_0 \geq E_{\text{UG}}^0 - E_0 \equiv S_0^{\text{LB}}$$

- $S_0 > S_0^{\text{LB}}$ では、
L への制限



I. Tews, J.M.Lattimer, AO, E.E.Kolomeitsev
(TLOK), *ApJ* 848 ('17)105

(ρ, T) during SN & BH formation



**Shen EOS
+ hyperons**

*Ishizuka, AO, Tsubakihara, Sumiyoshi, Yamada, JPG 35('08) 085201;
AO et al., NPA 835('10) 374.*

新学術領域「中性子星核物質」(2012-2017)

High ρ (Group A)
head: Tamura, Takahashi

Hypernuclei, Kaonic nuclei
YN & YY int.,
Eff. Interaction
(Heavy-ion collisions)

J-PARC



PI: H. Tamura

Hyperons, mesons, quarks

Asym. nuclear matter
+elec.+ μ

Nuclei+neutron gas+elec.

Nuclei + elec.

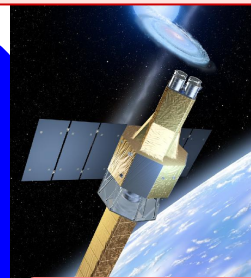
Low ρ (Group B)
head: Murakami,
Nakamura, Horikoshi

Sym. E, Pairing gap,
BEC-BEC cross over,
Cold atom, Unitary gas

NS Obs. (Group C)
head: Takahashi

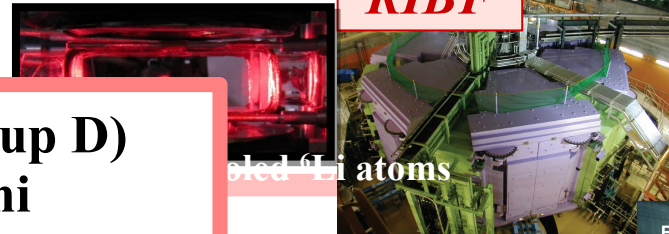
Radius, Mass,
Temp. (Cooling),
Star quake, Pasta

ASTRO-H



Theory (Group D)
head: Ohnishi

RIBF



oled ⁶Li atoms