第17届全国核物理大会
2019年10月8-12日，武汉

基于拓展的多相输运模型研究QCD相图及相关物理

-RHIC-BES能区正反粒子椭圆流的劈裂

徐骏

中国科学院上海高等研究院/张江实验室

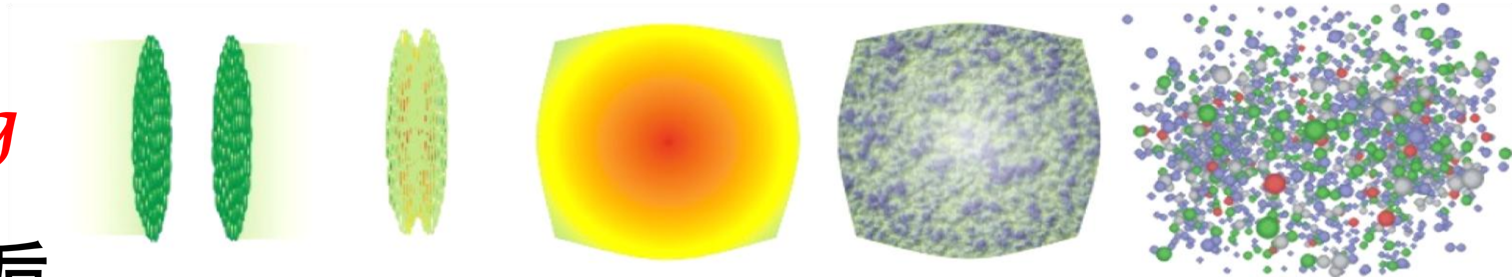
中国科学院上海高等研究院
SHANGHAI ADVANCED RESEARCH INSTITUTE,CHINESE ACADEMY OF SCIENCES

报告纲要

- **RHIC-BES实验及椭圆流劈裂**
- 部分子相平均场及有效相图
- 强子平均场
- 拓展的多相输运模型
- 输运模拟结果与讨论
- 结论与展望

RHIC-BES实验与QCD相图

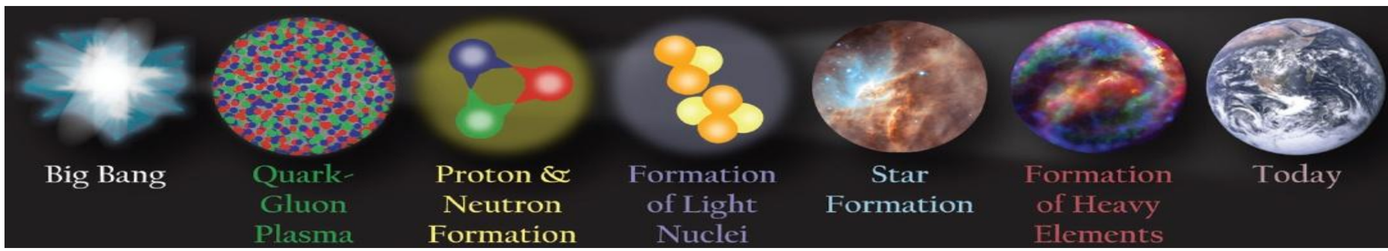
Little bang

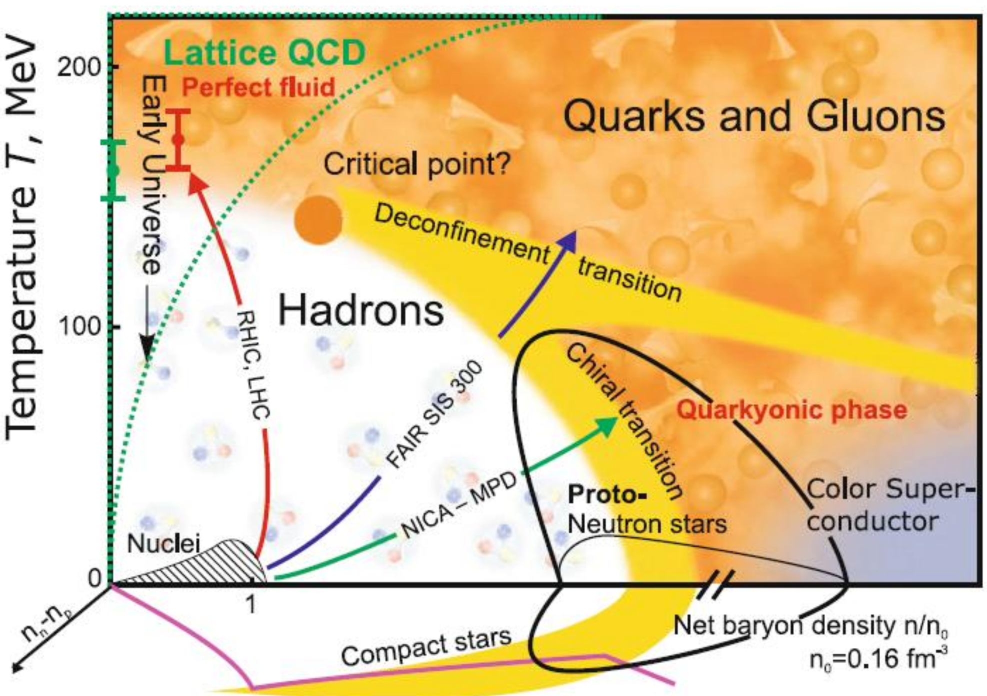


宇宙大爆炸后
10^{-11}秒的状态

初态 准平衡态 夸克相 强子化 强子相

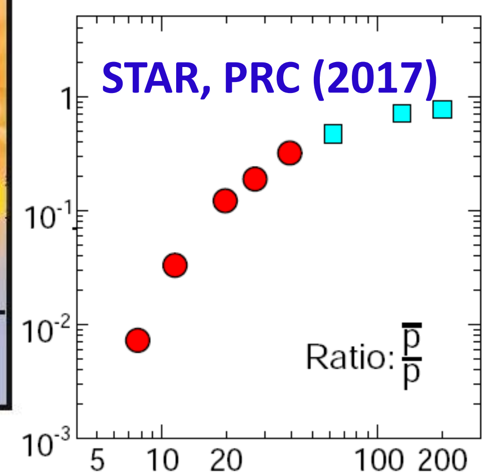
Big bang

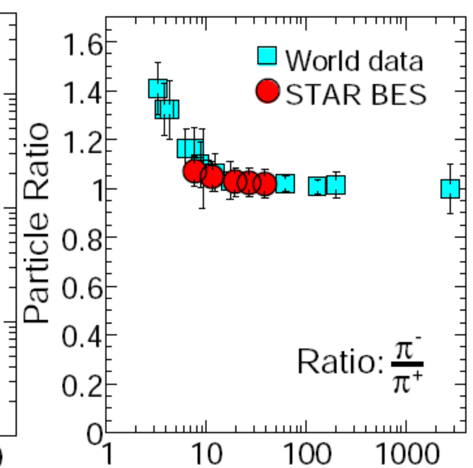




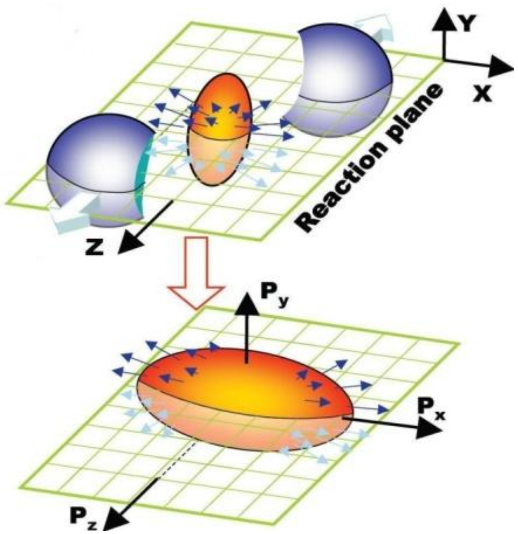
RHIC束流能量扫描(BES): $\sqrt{s}\sim$ 7.7-39 GeV

在有限重子化学势和同位旋化学势下
寻找QCD临界点，探索QCD相结构





椭圆流及其RHIC-BES能区的劈裂



极化率：

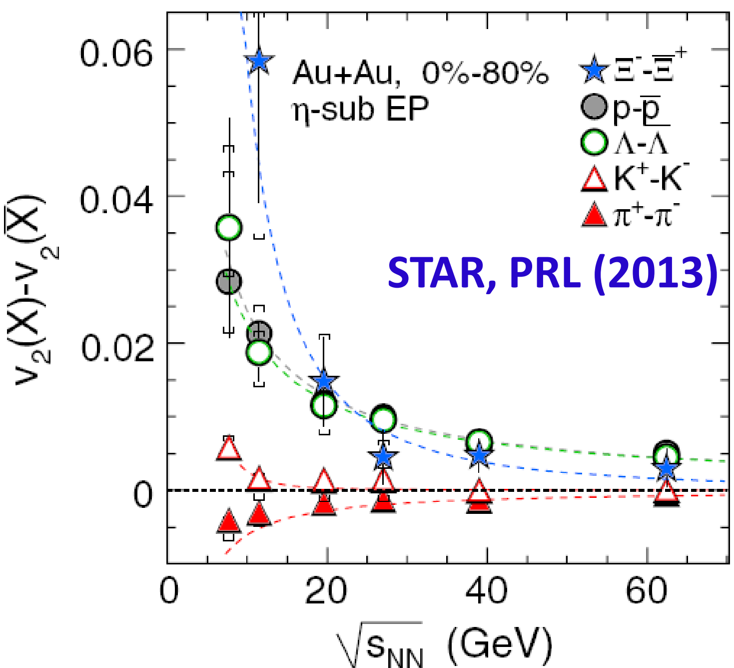
$$\varepsilon_2 = \frac{\langle y^2 - x^2 \rangle}{\langle y^2 + x^2 \rangle}$$

椭圆流：

$$v_2 = \frac{\langle p_x^2 - p_y^2 \rangle}{\langle p_x^2 + p_y^2 \rangle}$$

椭圆流：
“左右”和“上下”
方向出射的
粒子数差别

椭圆流劈裂的解释：



- 手征磁波 => 电四极矩

  Y. Burnier, D. E. Kharzeev, J. F. Liao, and H. U. Yee, PRL (2011)
- 输运与产生部分子的椭圆流不同

  J. C. Dunlop, M. A. Lisa, and P. Sorensen, PRC (2011)
- 正反夸克的不同快度分布

  V. Greco, M. Mitrovski, and G. Torrieri, PRC (2012)
- 重子数、奇异数、同位旋量子数的守恒

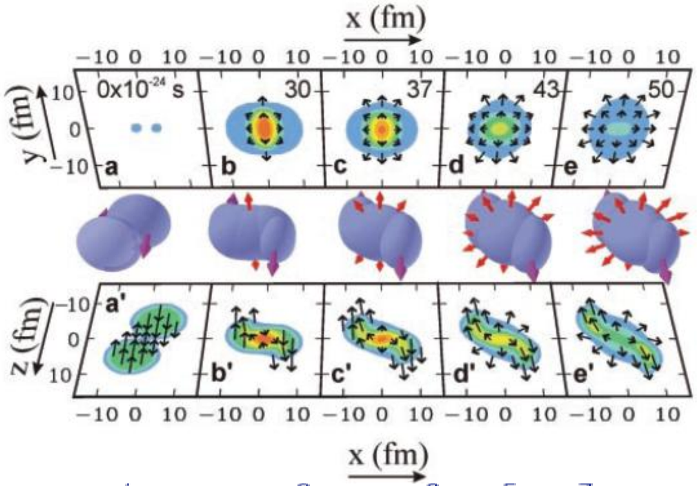
  J. Steinheimer, V. Koch, and M. Bleicher, PRC (2012)
- 正反粒子的不同径向流

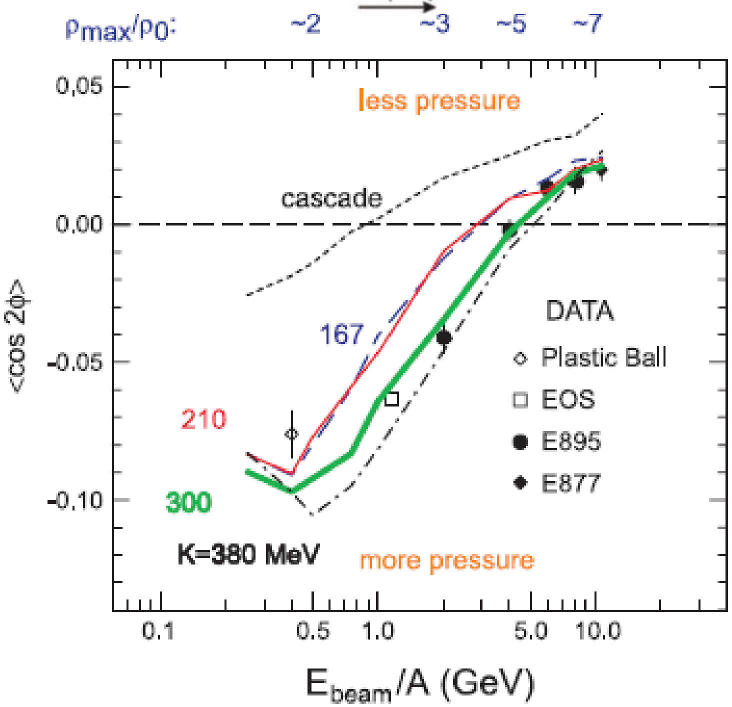
  X. Sun, H. Masui, A.M. Poskanzer, and A. Schmach, PRC (2015)
- 有限重子与同位旋化学势下的流体动力学

  Y. Hatta, A. Monnai, and B.W. Xiao, PRD (2015)

椭圆流的平均场势效应

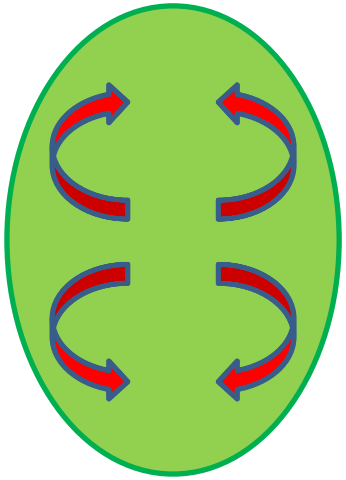
在椭球型体系内





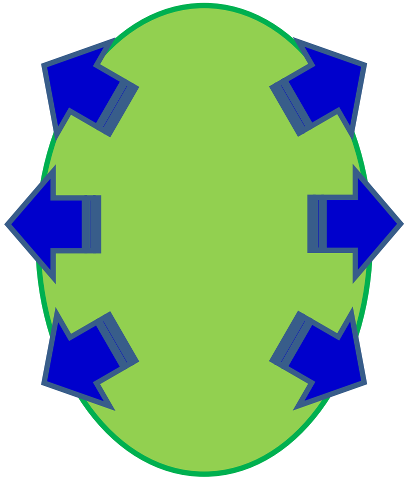
粒子受到吸引的平均场，
更希望留在体系内部

v_2 降低



粒子受到排斥的平均场，
更希望离开体系

v_2 增加



有限重子化学势和同位旋化学势

差别随能量的增加而减小

具有不同重子和同位旋量子数的粒子具有不同平均场势

P. Danielewicz, R. Lacey, and W. G. Lynch, Science (2002)

部分子相平均场势

Nambu-Jona Lasinio模型

引入同位旋矢量耦合

$$L_{NJL}=\bar{q}(i\partial\!\!\!/-\hat{m})q+\frac{G_S}{2}\sum_{a=0}^{8}\left[(\bar{q}\lambda_a q)^2+(\bar{q}i\gamma_5\lambda_a q)^2\right]-\frac{G_V}{2}\sum_{a=0}^{8}\left[(\bar{q}\gamma_\mu\lambda_a q)^2+(\bar{q}\gamma_5\gamma_\mu\lambda_a q)^2\right]$$
$$+K\{\det[\bar{q}(1+\gamma_5)q]+\det[\bar{q}(1-\gamma_5)q]\}-G_{IV}\sum_{a=1}^{3}\left[(\bar{q}\gamma_\mu\lambda_a q)^2+(\bar{q}\gamma_5\gamma_\mu\lambda_a q)^2\right]$$

味单态平均场近似下
单粒子哈密顿量

$$H_i=\sqrt{M_i^2+p_i^{*2}}\pm\frac{2}{3}G_V\left(\rho_u^0+\rho_d^0+\rho_s^0\right)\pm G_{IV}\boxed{\tau_{3i}}\left(\rho_u^0-\rho_d^0\right)$$

夸克同位旋

夸克组分质量 $$M_i=m_i-2G_S\sigma_i+2K\sigma_j\sigma_k$$

真实动量 $$\vec{p}_i^{\,*}=\vec{p}_i\mp\frac{2}{3}G_V\left(\vec{\rho}_u+\vec{\rho}_d+\vec{\rho}_s\right)\mp G_{IV}\tau_{3i}\left(\vec{\rho}_u-\vec{\rho}_d\right)$$

夸克凝聚 $$\sigma_i=\langle\bar{q}_i q_i\rangle=-2N_c\int_0^\Lambda\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{M_i}{\sqrt{M_i^2+p_i^2}}(1-f_i-\bar{f}_i)$$

四维密度 $$\rho^\mu=\langle\bar{q}_i\gamma^\mu q_i\rangle=2N_c\int_0^\Lambda\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{p_i^\mu}{\sqrt{M_i^2+p_i^2}}(f_i-\bar{f}_i)$$

相空间分布函数
通过试验粒子
(BUU)法计算

运动学方程 $$\frac{d\vec{r}_i}{dt}=\frac{\partial H_i}{\partial\vec{p}_i}=\frac{\vec{p}_i^{\,*}}{\sqrt{M_i^2+p_i^{*2}}}\qquad\frac{d\vec{p}_i^{\,*}}{dt}=-\frac{\partial H_i}{\partial\vec{r}_i}\mp\frac{d}{dt}\left[\frac{2}{3}G_V(\vec{\rho}_u+\vec{\rho}_d+\vec{\rho}_s+G_{IV}\tau_{3i}(\vec{\rho}_u-\vec{\rho}_d)\right]$$

强子相平均场势

正反重子平均场势

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}[i\gamma_\mu\partial^\mu - m - g_\sigma\sigma - g_\omega\gamma_\mu\omega^\mu]\psi + \frac{1}{2}(\partial^\mu\sigma)^2 - \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 - \frac{1}{3}b\sigma^3 - \frac{1}{4}c\sigma^4 - \frac{1}{4}(\partial_\mu\omega^\nu - \partial_\nu\omega^\mu)^2 + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega^{\mu 2},$$

$$\Sigma_s = g_\sigma\langle\sigma\rangle, \qquad \Sigma_{v\mu} = g_\omega\langle\omega_\mu\rangle$$

$$U_{N,\bar{N}} = \Sigma_s(\rho_B, \rho_{\bar{B}}) \pm \Sigma_v^0(\rho_B, \rho_{\bar{B}})$$

$$U_{\Lambda,\bar{\Lambda}} \sim \frac{2}{3}U_{N,\bar{N}}, U_{\Xi,\bar{\Xi}} \sim \frac{1}{3}U_{N,\bar{N}}$$

Vector potential changes sign for antiparticles!

(e^+e^- exchange γ)

G.Q. Li, C.M. Ko, X.S. Fang, and Y.M. Zheng, PRC (1994)

正反K介子平均场势

$$\omega_{K,\bar{K}} = \sqrt{m_K^2 + p^2 - a_K\rho_s + (b_K\rho_B^{\text{net}})^2} \pm b_K\rho_B^{\text{net}}$$

$$U_{K(\overline{K})} = \omega_{K(\overline{K})} - \omega_0 \qquad \omega_0 = \sqrt{m_K^2 + p^2}$$

G.Q. Li, C.H. Lee, and G.E. Brown, PRL (1997); NPA (1997)

π介子s-波平均场势

$$\begin{aligned}
\Pi_s^-(\rho_p, \rho_n) &= \rho_n[T_{\pi N}^- - T_{\pi N}^+] - \rho_p[T_{\pi N}^- + T_{\pi N}^+] \\
&\quad + \Pi_{\text{rel}}^-(\rho_p, \rho_n) + \Pi_{\text{cor}}^-(\rho_p, \rho_n) \\
\Pi_s^+(\rho_p, \rho_n) &= \Pi_s^-(\rho_n, \rho_p) \\
\Pi_s^0(\rho_p, \rho_n) &= -(\rho_p + \rho_n)T_{\pi N}^+ + \Pi_{\text{cor}}^0(\rho_p, \rho_n).
\end{aligned}$$

$$U_{\pi^{\pm 0}} = \Pi_s^{\pm 0}/(2m_\pi)$$

N. Kaiser and W. Weise, PLB (2001)

非相对论约化的平均场势比较

T=0 MeV

约化耦合系数

$$R_V = G_V / G_S$$

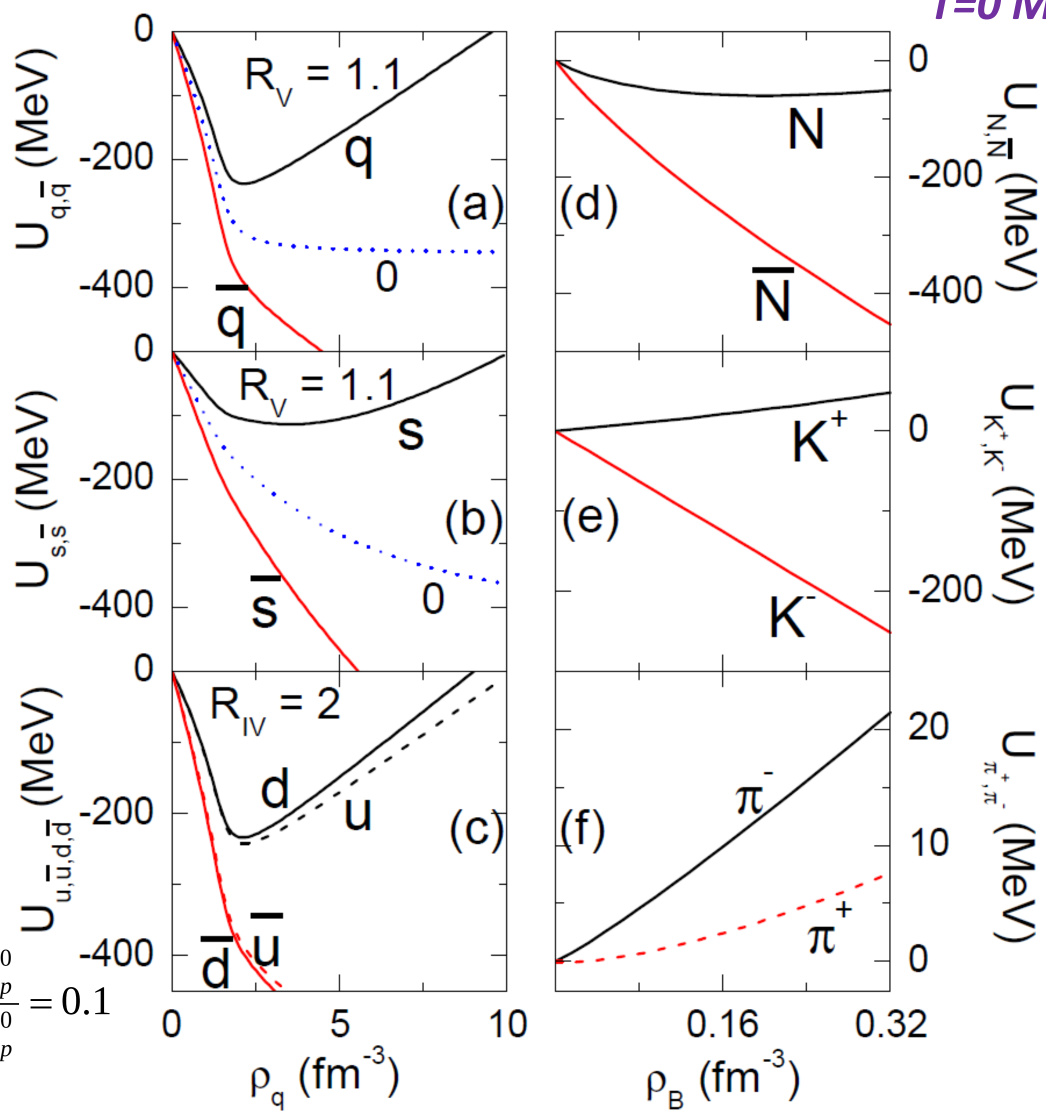
$$R_{IV} = G_{IV} / G_S$$

部分子标量势：吸引

部分子矢量势：
对正夸克排斥
对反夸克吸引

部分子同位旋矢量势：
d排斥
u吸引
dbar吸引
ubar排斥

$$\delta = 3\frac{\rho_d^0 - \rho_u^0}{\rho_d^0 + \rho_u^0} = \frac{\rho_n^0 - \rho_p^0}{\rho_n^0 + \rho_p^0} = 0.1$$

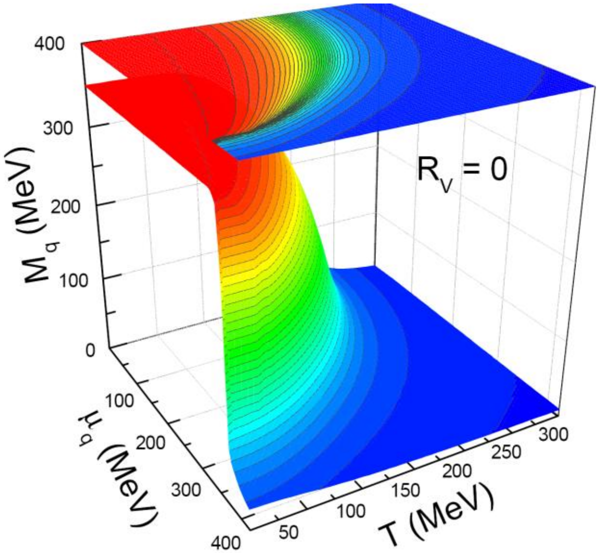


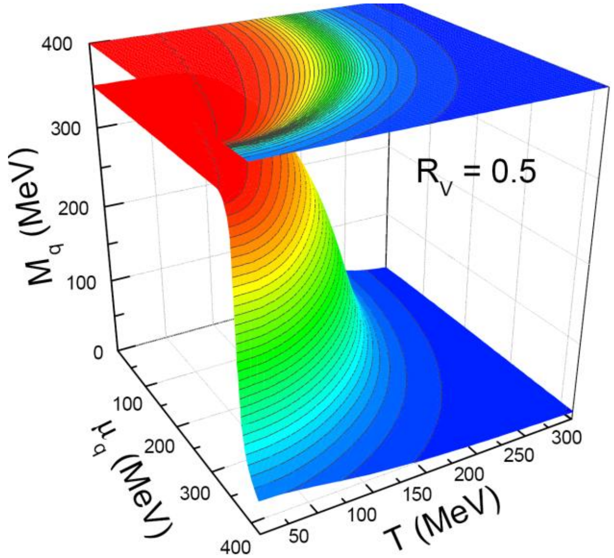
$$U_{q_i,\bar{q}_i} = -2G_S\sigma_i + 2K\sigma_j\sigma_k - \boxed{M_i^0} \pm \frac{2}{3}G_V\left(\rho_u^0 + \rho_d^0 + \rho_s^0\right) \pm G_{IV}\tau_{3i}\left(\rho_u^0 - \rho_d^0\right)$$

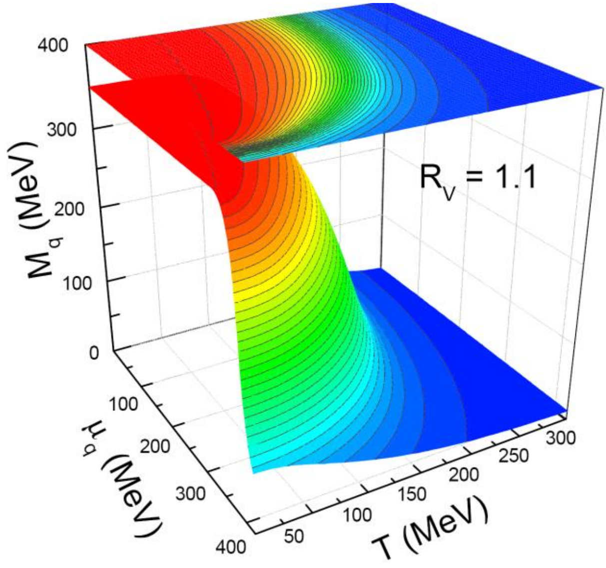
部分子真空质量

基于NJL模型的有效QCD相图

NJL模型轻夸克组分质量

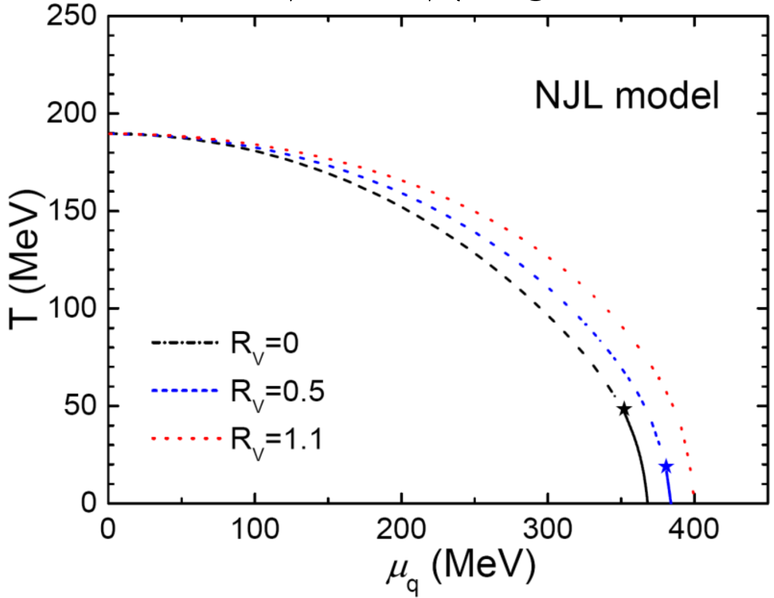


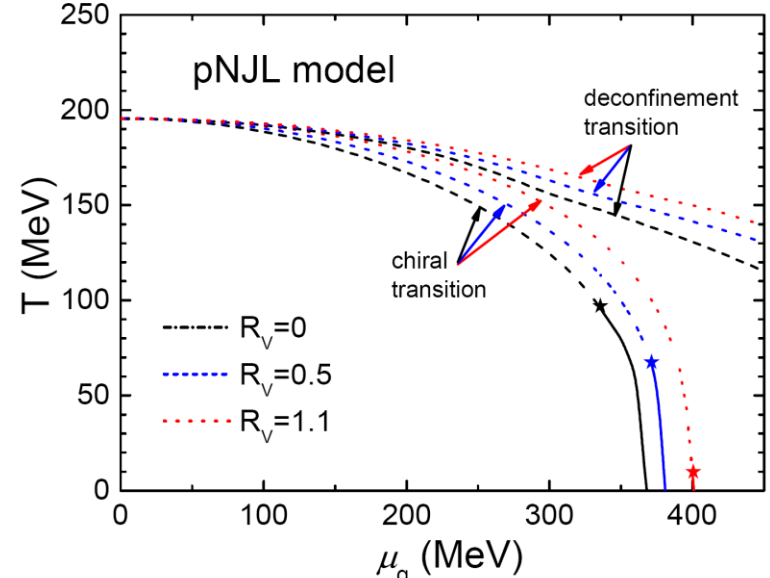




$$R_V = G_V / G_S$$

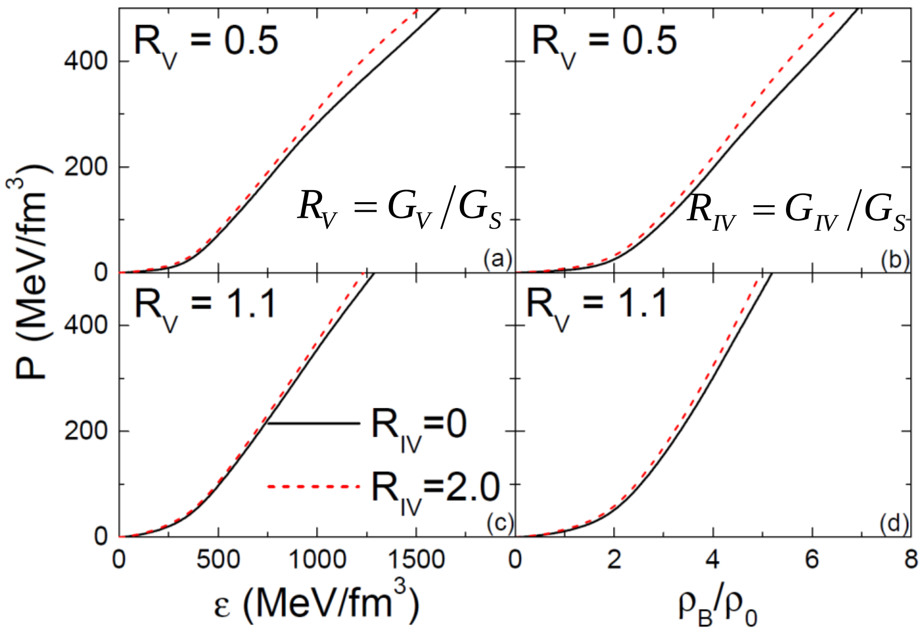
$$\Omega_{polyakov} = -bT\left\{54e^{-a/T}\phi\bar{\phi} + \ln\left[1-6\phi\bar{\phi} - 3(\phi\bar{\phi})^2 + 4(\phi^3+\bar{\phi}^3)\right]\right\}$$



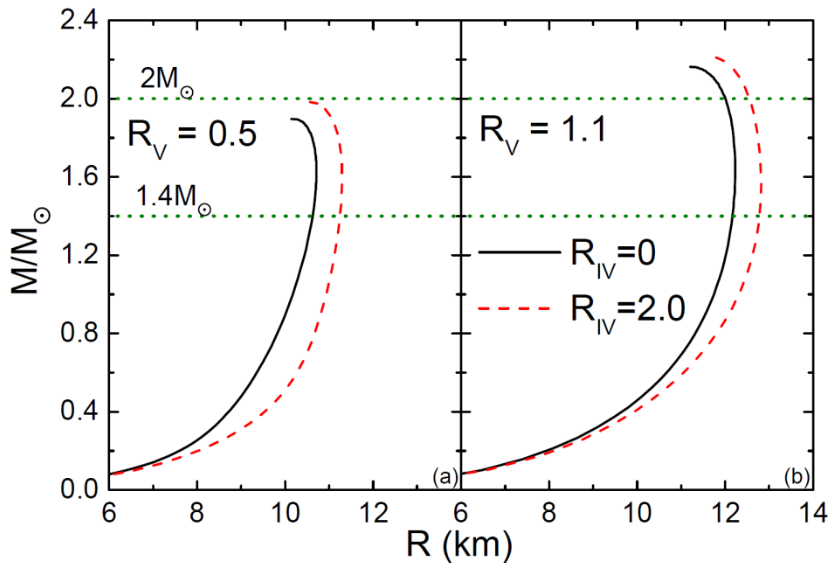


基于NJL模型的夸克物质状态方程

奇异夸克物质状态方程



奇异夸克星质量-半径关系

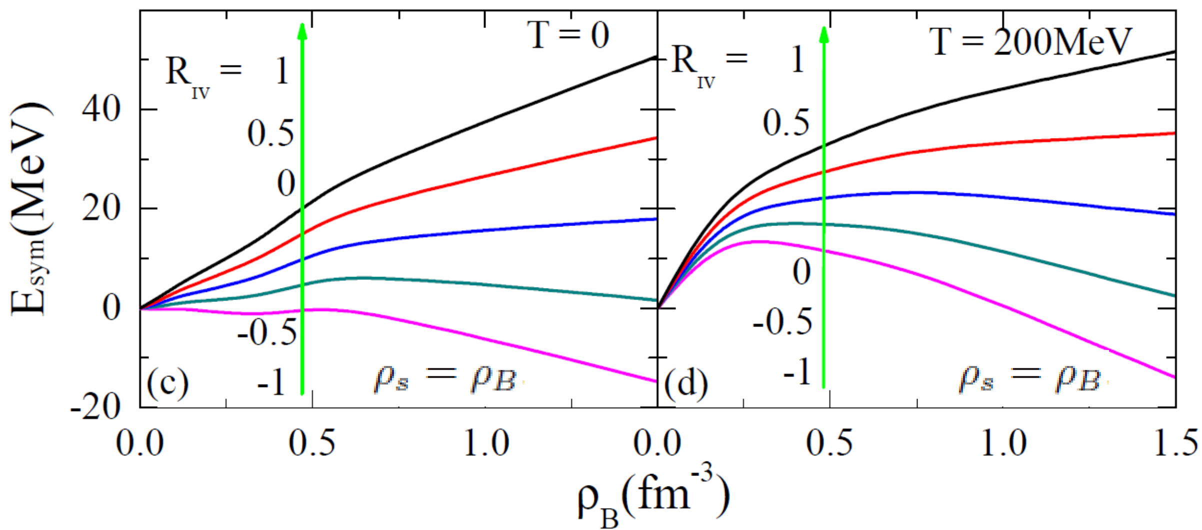


夸克物质对称能

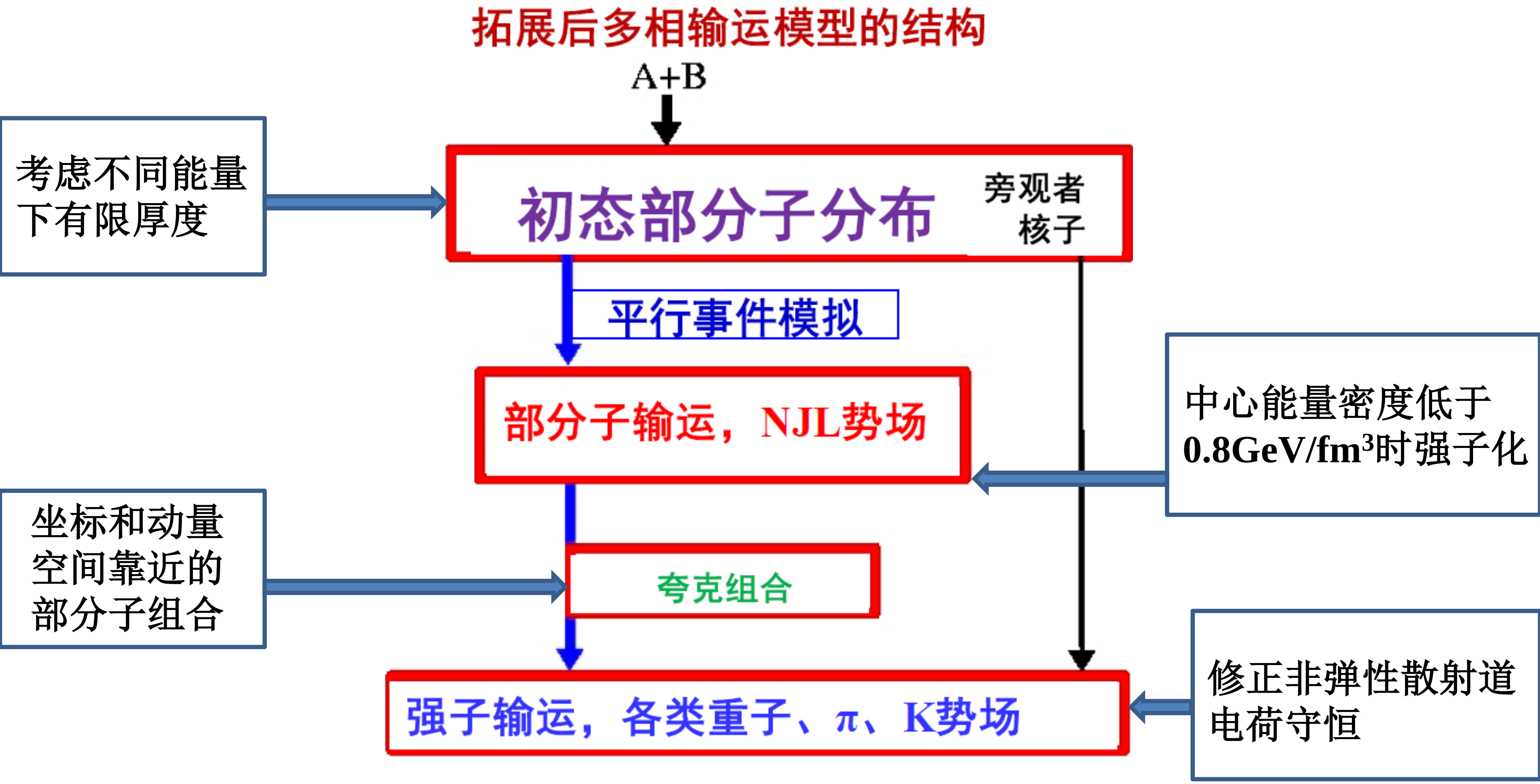
$$E(\rho_B,\delta,\rho_s) = E_0(\rho_B,\rho_s) + E_{sym}(\rho_B,\rho_s)\delta^2 + \vartheta(\delta^4)$$

同位旋不对称度

$$\delta = 3\frac{\rho_d-\rho_u}{\rho_d+\rho_u}$$



拓展的多相输运模型

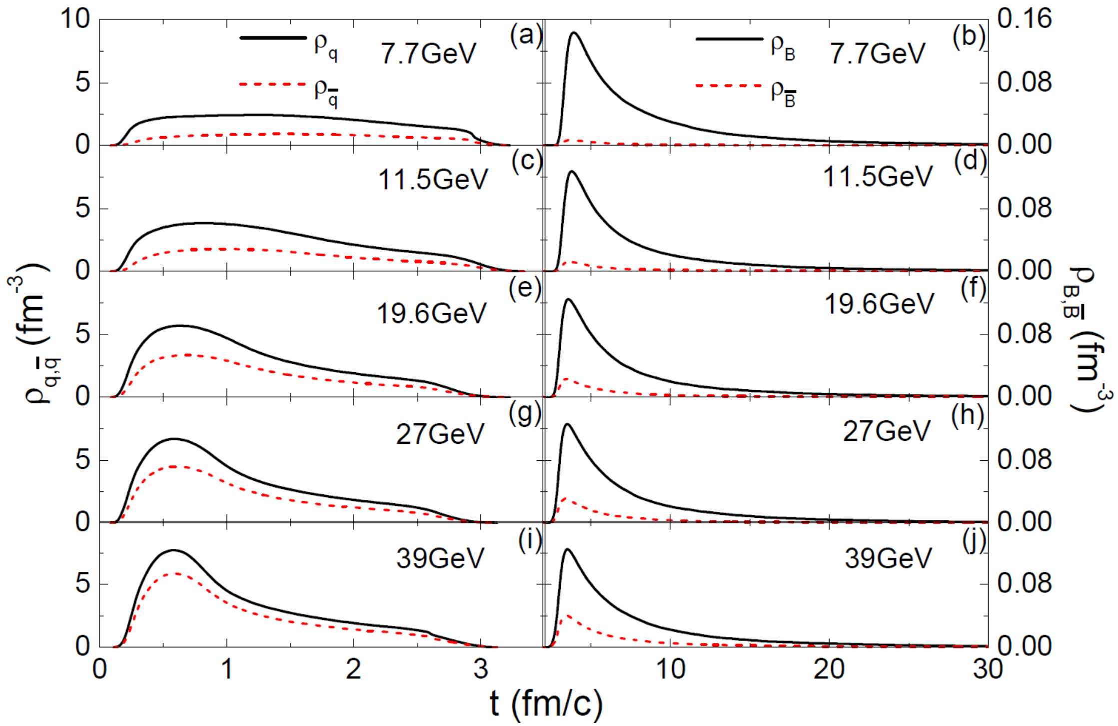


拓展后多相输运模型的结构
A+B
考虑不同能量下有限厚度
初态部分子分布
旁观者核子
平行事件模拟
部分子输运，NJL势场
中心能量密度低于0.8GeV/fm³时强子化
坐标和动量空间靠近的部分子组合
夸克组合
强子输运，各类重子、π、K势场
修正非弹性散射道电荷守恒

密度与平均场势的演化

丰正夸克

丰重子



丰d夸克

部分子相同位旋不对称度

$$\delta = 3\frac{\rho_d^0 - \rho_u^0}{\rho_d^0 + \rho_u^0} \sim 0.1$$

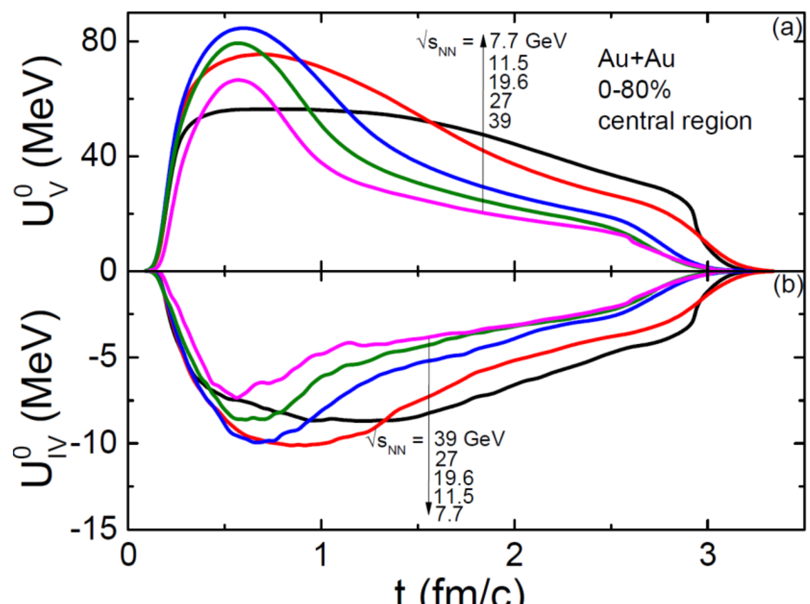
丰中子

强子相同位旋不对称度

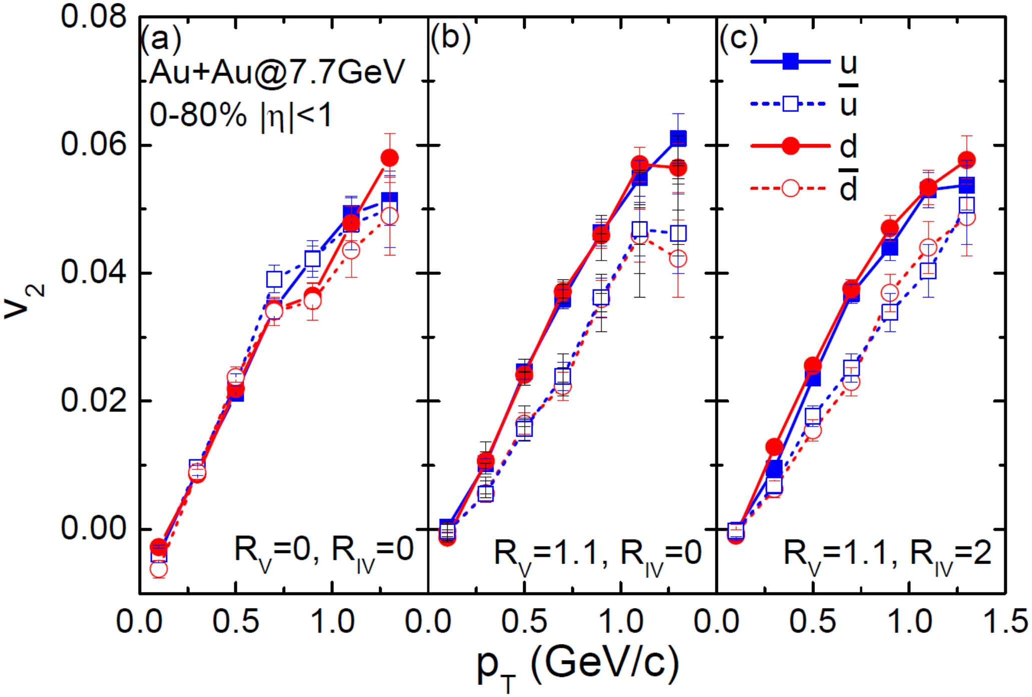
$$\delta = \frac{\rho_n^0 - \rho_p^0}{\rho_n^0 + \rho_p^0} \sim 0.05$$

矢量势时间分量 $U_V^0 = \frac{2}{3} G_V \left(\rho_u^0 + \rho_d^0 + \rho_s^0\right)$

同位旋矢量势时间分量 $U_{IV}^0 = G_{IV} \left(\rho_u^0 - \rho_d^0\right)$

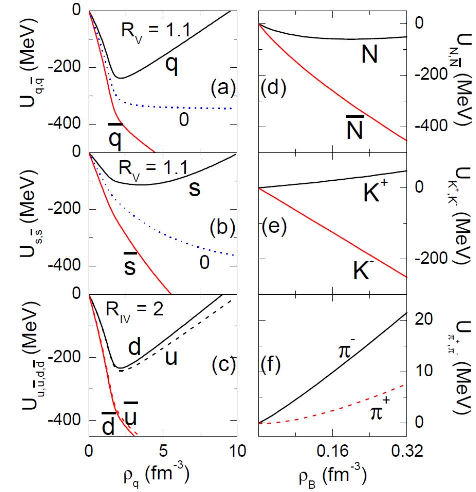


平均场势与椭圆流劈裂



$$R_V = G_V / G_S$$

$$R_{IV} = G_{IV} / G_S$$



$$v_2(d) > v_2(u) > v_2(\bar{u}) > v_2(\bar{d})$$

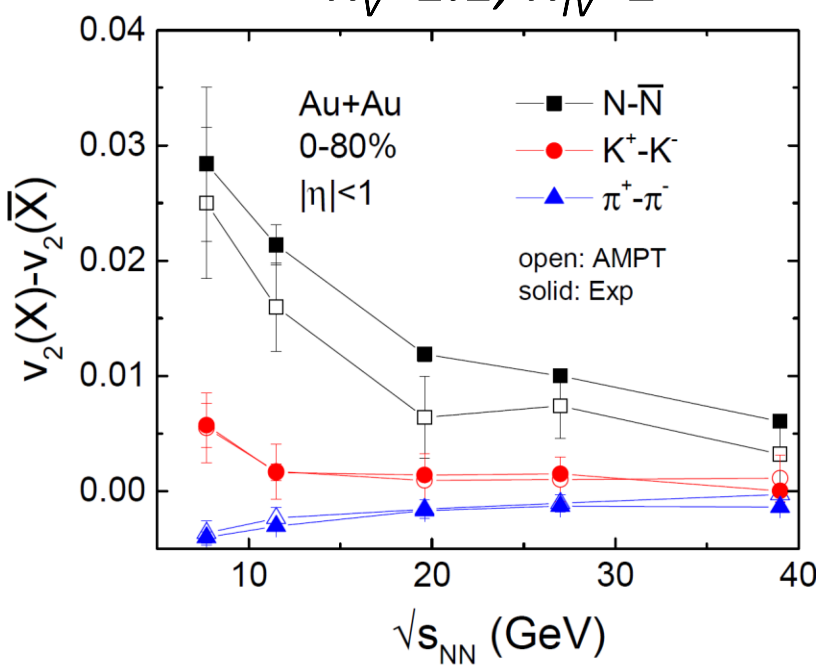
$$v_2(s) > v_2(\bar{s})$$

R_V=1.1, R_{IV}=2

$$N(uud, udd) \qquad \bar{N}(\bar{u}\bar{u}\bar{d}, \bar{u}\bar{d}\bar{d})$$

$$K^+(u\bar{s}) \qquad K^-(\bar{u}s)$$

$$\pi^+(u\bar{d}) \qquad \pi^-(\bar{u}d)$$



结论与展望

基于拓展的多相输运模型，可以用平均场势效应
来定量解释RHIC-BES能区正反粒子的椭圆流劈裂。

实验结果说明夸克物质存在很强的矢量和同位旋矢量耦合相互作用，
说明有限重子化学势和同位旋化学势下夸克物质状态方程较硬，
而**QCD**临界点可能在很低的温度甚至不存在。

多相输运模型需要进一步拓展与改进，
比如在**NJL**输运模型中引入**polyakov**圈的贡献，
研究**RHIC-BES**和**QCD**相图相关物理。

致谢

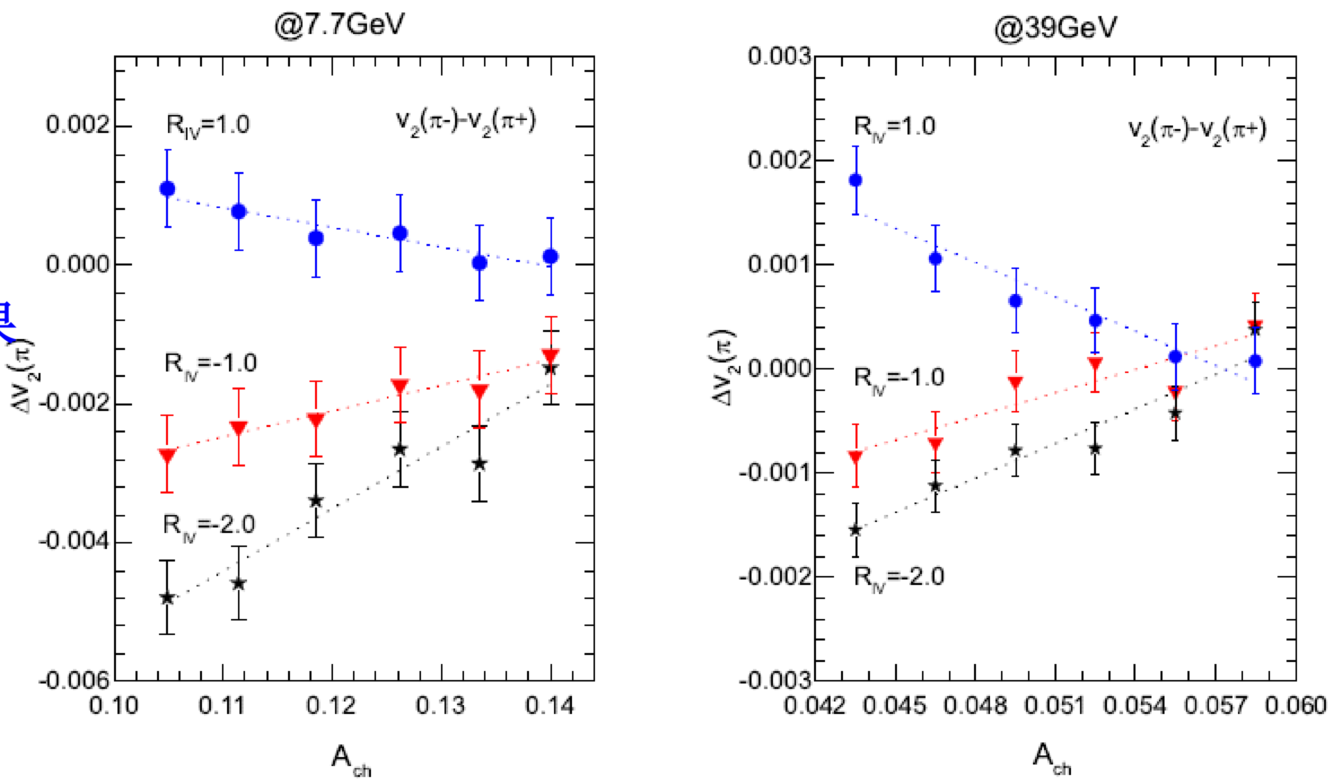
中科院上海应用物理研究所	刘鹤 博士研究生 王凤涛 硕士研究生
上海交通大学	陈列文 教授
美国德州农工大学	柯治明 教授，孙开佳 博士
兰州大学	李锋 博士
亥姆霍兹重离子研究中心	**Tasesoo Song** 博士
美国东卡罗莱纳大学	林子威 教授

感谢国家自然科学基金、国家重点基础研究发展计划的资助

本报告主要相关文章

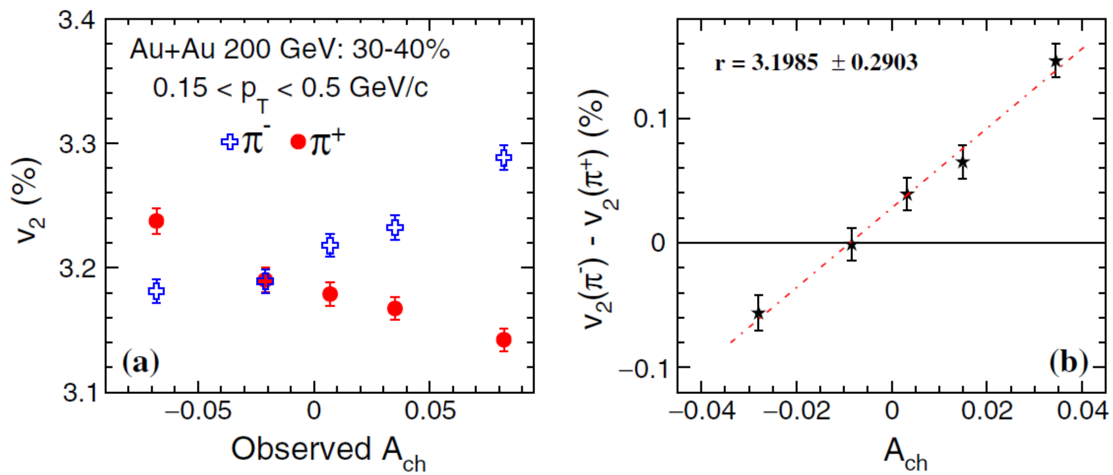
- **J. Xu, L.W. Chen, C.M. Ko, and Z.W. Lin, Phys. Rev. C 85, 041901(R) (2012)**
- **J. Xu, T. Song, C.M. Ko, and F. Li, Phys. Rev. Lett. 112, 012301 (2014)**
- **J. Xu and C.M. Ko, Phys. Rev. C 94, 054909 (2016)**
- **H. Liu, J. Xu, L.W. Chen, and K.J. Sun, Phys. Rev. D 94, 065032 (2016)**
- **H. Liu, F.T. Wang, K.J. Sun, J. Xu, and C.M. Ko, arXiv: 1908.01156 [nucl-th], Phys. Lett. B in press**
- **H. Liu. J. Xu, and C.M. Ko, arXiv: 1908.01918 [nucl-th]**

拓展的多相输运模型结果



需要$R_{IV}<0$才能得到实验上正的斜率

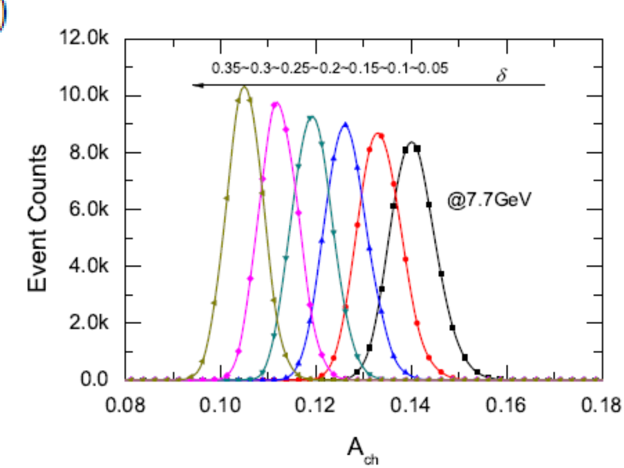
STAR实验结果



$$U_{q_i,\bar{q}_i} = -2G_S\sigma_i + 2K\sigma_j\sigma_k - M_i^0 \pm \frac{2}{3}G_V\left(\rho_u^0 + \rho_d^0 + \rho_s^0\right) \pm G_{IV}\tau_{3i}\left(\rho_u^0 - \rho_d^0\right)$$

部分子同位旋矢量势：**d排斥，u吸引，dbar吸引，ubar排斥**

$$\delta = 3\frac{\rho_d^0 - \rho_u^0}{\rho_d^0 + \rho_u^0}$$ 越大，$A_{ch} \approx \frac{2(N_u - N_{\bar{u}}) - (N_d - N_{\bar{d}})}{2(N_u + N_{\bar{u}}) + (N_d + N_{\bar{d}})}$ 越小



d-u(ubar-dbar)平均场势劈裂越大，$v_2(\pi^-)$-$v_2(\pi^+)$越大

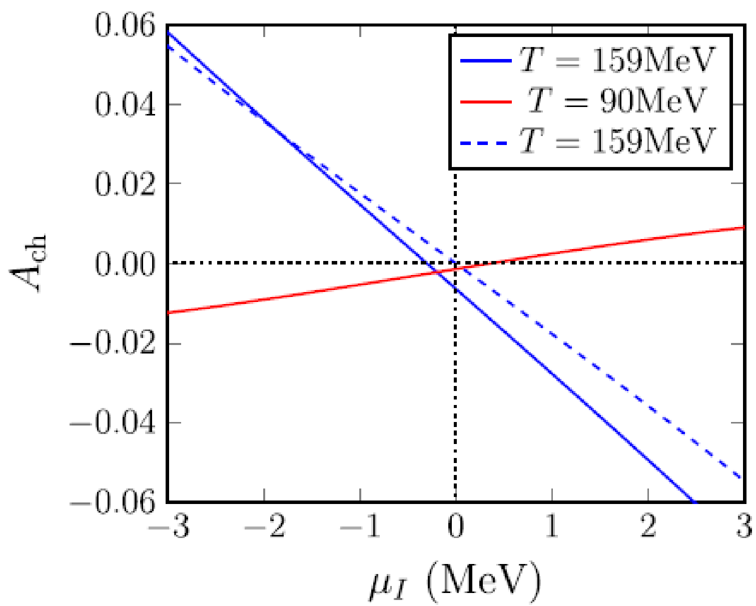
强子气体模型

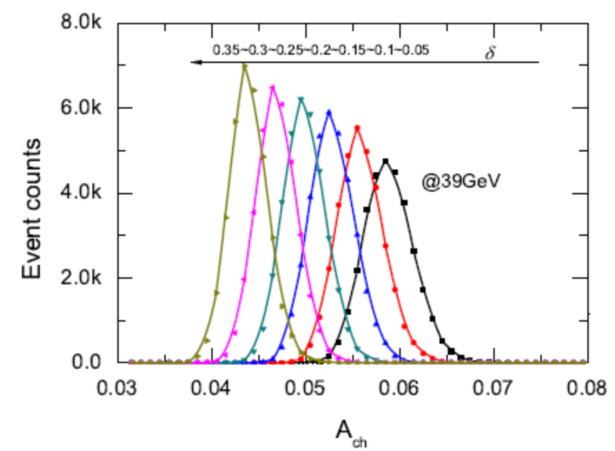
$$\mu_I = \frac{\mu_u - \mu_d}{2}$$ 越负

$$\mu_I = \frac{\mu_p - \mu_n}{2}$$

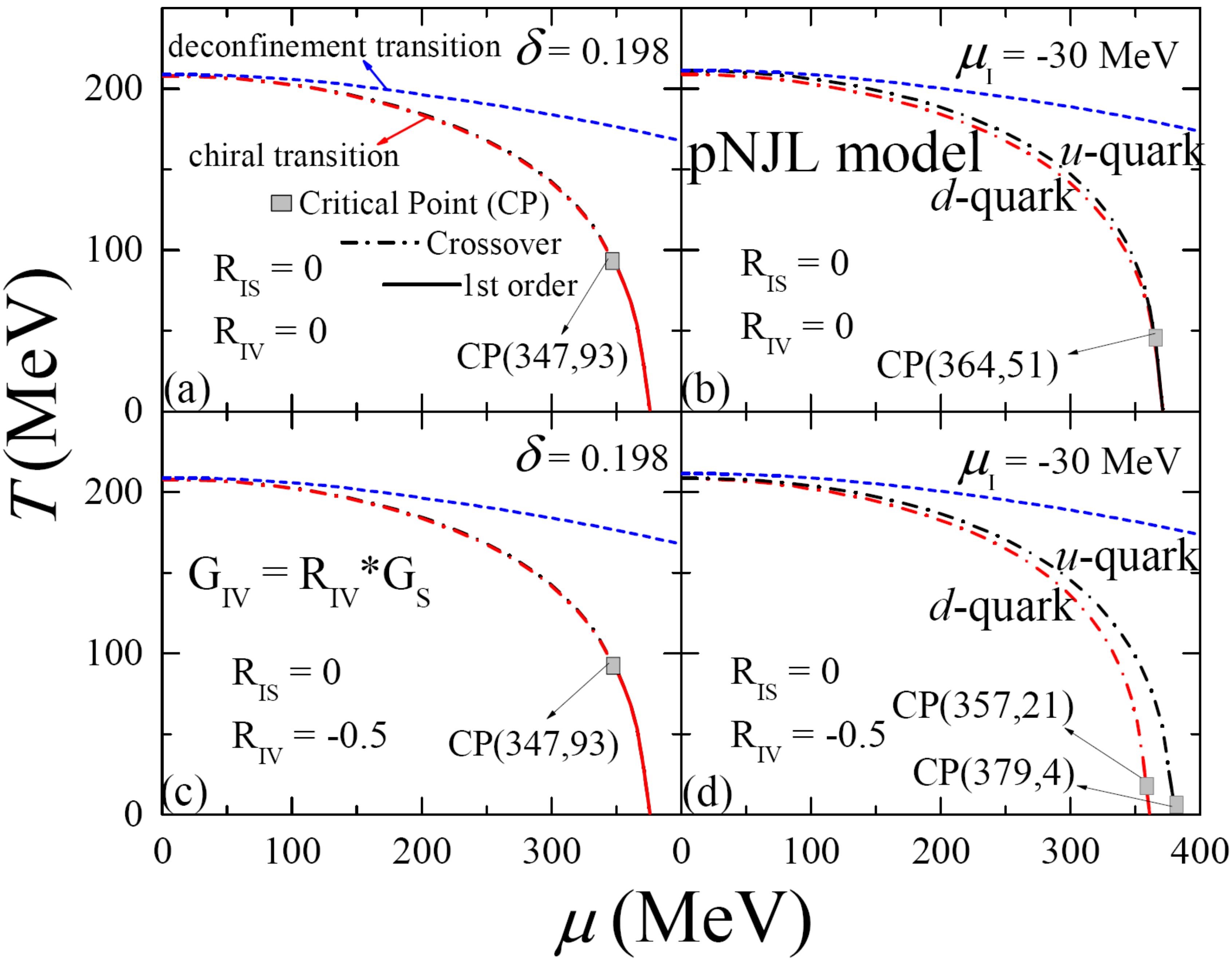
$$\delta = 3\frac{\rho_d - \rho_u}{\rho_d + \rho_u}$$ 越大

$$\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$$

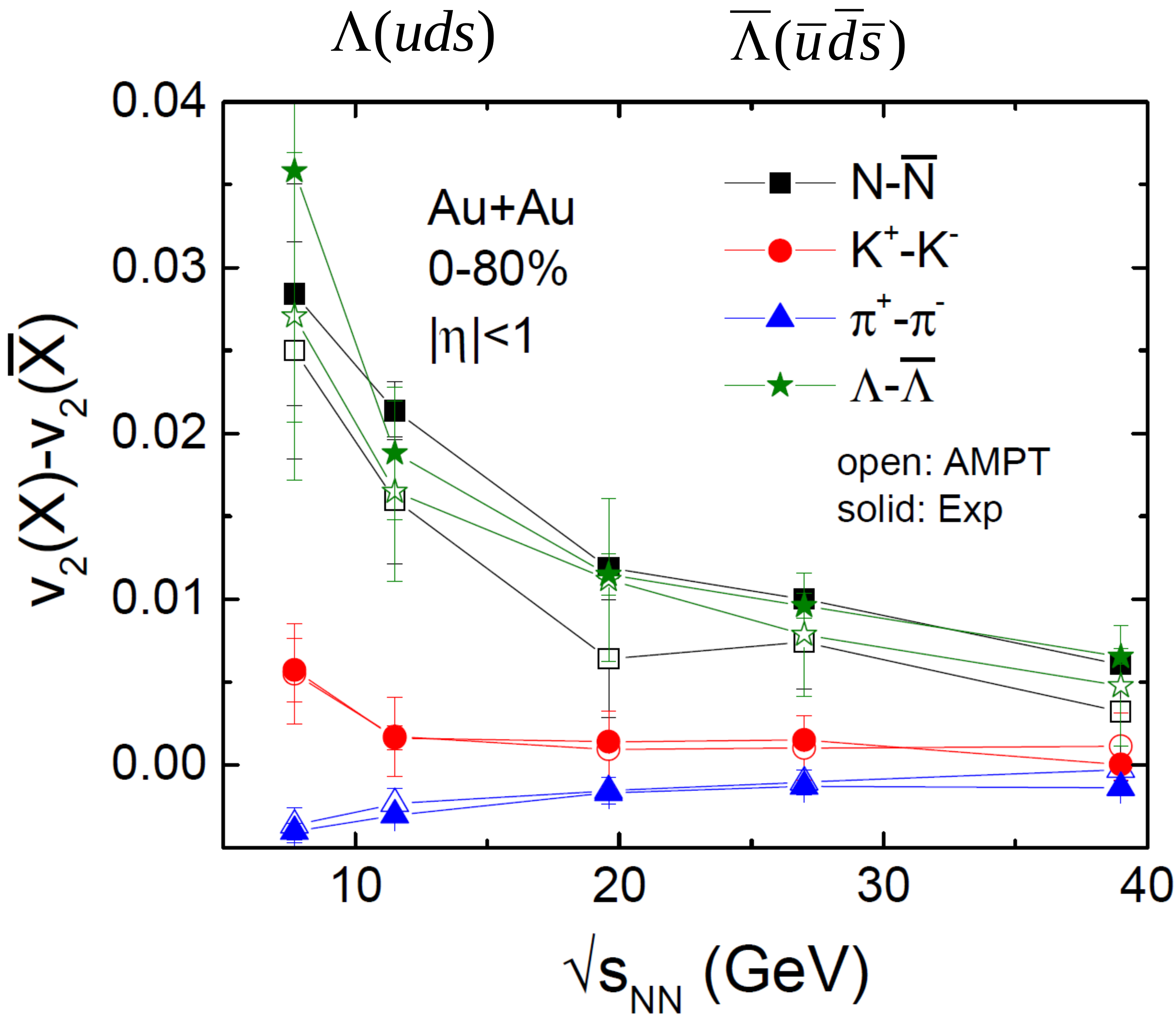




Y. Hatta, A. Monnai, and B.W. Xiao, NPA (2015)



deconfinement transition
$\delta = 0.198$
chiral transition
Critical Point (CP)
Crossover
1st order
$R_{IS} = 0$
$R_{IV} = 0$
CP(347,93)
(a)
μ_I = -30 MeV
pNJL model
u-quark
d-quark
$R_{IS} = 0$
$R_{IV} = 0$
CP(364,51)
(b)
$\delta = 0.198$
$G_{IV} = R_{IV} * G_S$
$R_{IS} = 0$
$R_{IV} = -0.5$
CP(347,93)
(c)
μ_I = -30 MeV
u-quark
d-quark
$R_{IS} = 0$
$R_{IV} = -0.5$
CP(357,21)
CP(379,4)
(d)
T (MeV)
μ (MeV)
0
100
200
300
400



$\Lambda(uds)$
$\overline{\Lambda}(\overline{u}\overline{d}\overline{s})$
Au+Au
0-80%
$|\eta|<1$
N-$\overline{\text{N}}$
K^+-K^-
π^+-π^-
Λ-$\overline{\Lambda}$
open: AMPT
solid: Exp
$v_2(X)-v_2(\overline{X})$
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)
0.04
0.03
0.02
0.01
0.00
10
20
30
40