

Novas equações de estado para o QGP e suas implicações cosmológicas

Samuel M. Sanches. Jr.
David A. Fogaça
Fernando S. Navarra

IFUSP - GRHAFITE

Motivação

Conhecimento sobre QGP mudou nos últimos 10 anos:

 Transição de fase  Crossover

 Interações fortes no QGP e efeitos não perturbativos (condensados)

 Verificar as consequências destas mudanças na cosmologia

Motivação

Conhecimento sobre QGP mudou nos últimos 10 anos:

→ Transição de fase → Crossover

→ Interações fortes no QGP e efeitos não perturbativos (condensados)

→ Verificar as consequências destas mudanças na cosmologia

Tem-se que alterar a EoS

→ Rede

- Só numérica, não se tem uma imagem física
- Não é possível para $\mu \neq 0$

Motivação

Conhecimento sobre QGP mudou nos últimos 10 anos:

→ Transição de fase → Crossover

→ Interações fortes no QGP e efeitos não perturbativos (condensados)

→ Verificar as consequências destas mudanças na cosmologia

Tem-se que alterar a EoS

→ Rede

- Só numérica, não se tem uma imagem física
- Não é possível para $\mu \neq 0$

Schwarz, D.J.
(Frankfurt)

Transição de fase QCD em cosmologia
astro-ph/0011036
hep-ph/0602002
JCAP **0911** (2009) 025

Schaffner-Bielich, J.
(Bielefeld)

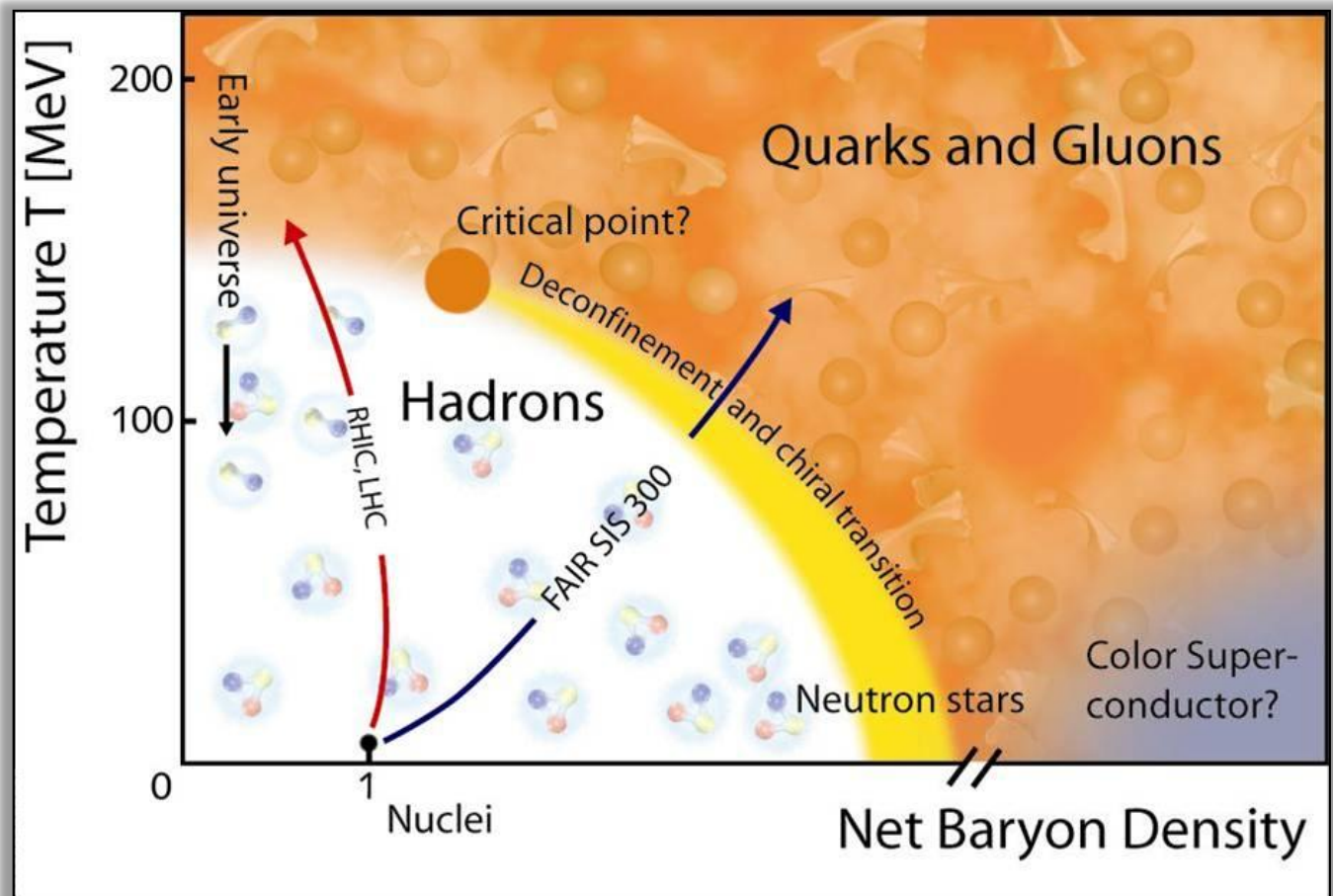
QCD + cosmologia
PRD **85** (2012) 103506
Ondas gravitacionais + trans. Fase
arXiv:1105.0339 [astro-ph.CO]

Matéria escura
PRD **81** (2010) 123513

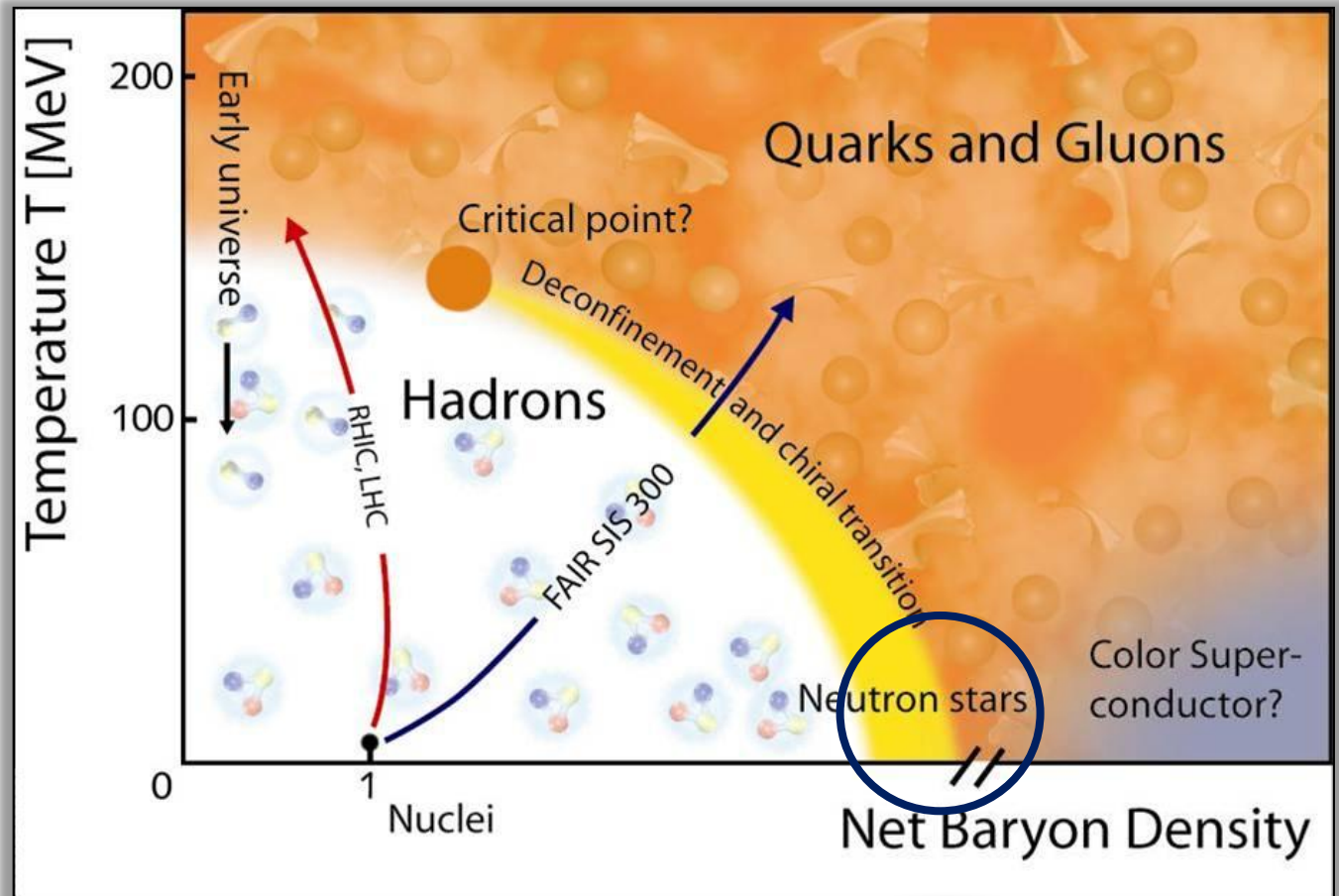
Lugones, G.
(UFABC)

Ondas gravitacionais + EoS
PRD **87** (2013) 8
Estrelas + EoS
Physica A **392** (2013) 6536

Introdução - Diagrama de fase da QCD



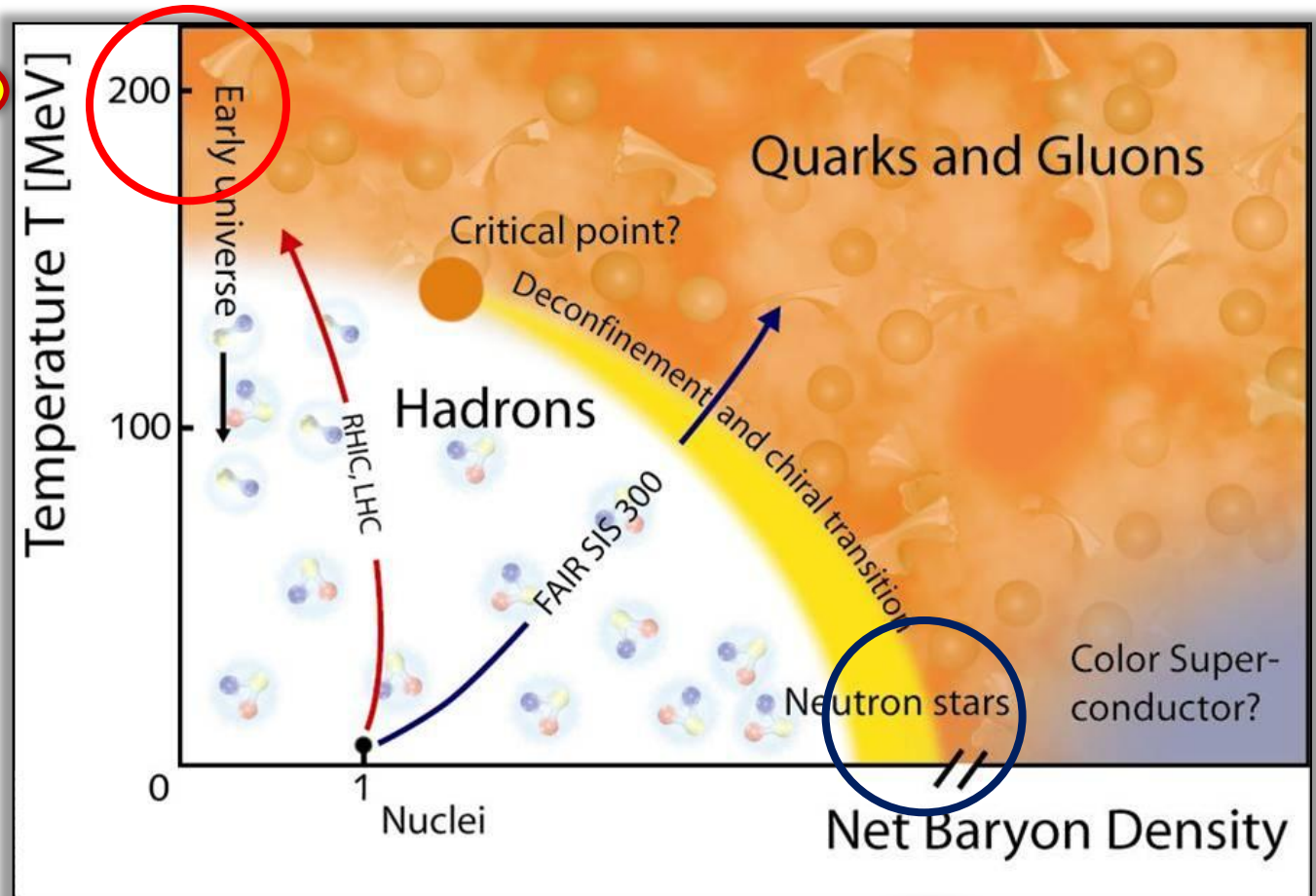
Introdução - Diagrama de fase da QCD



QGP frio

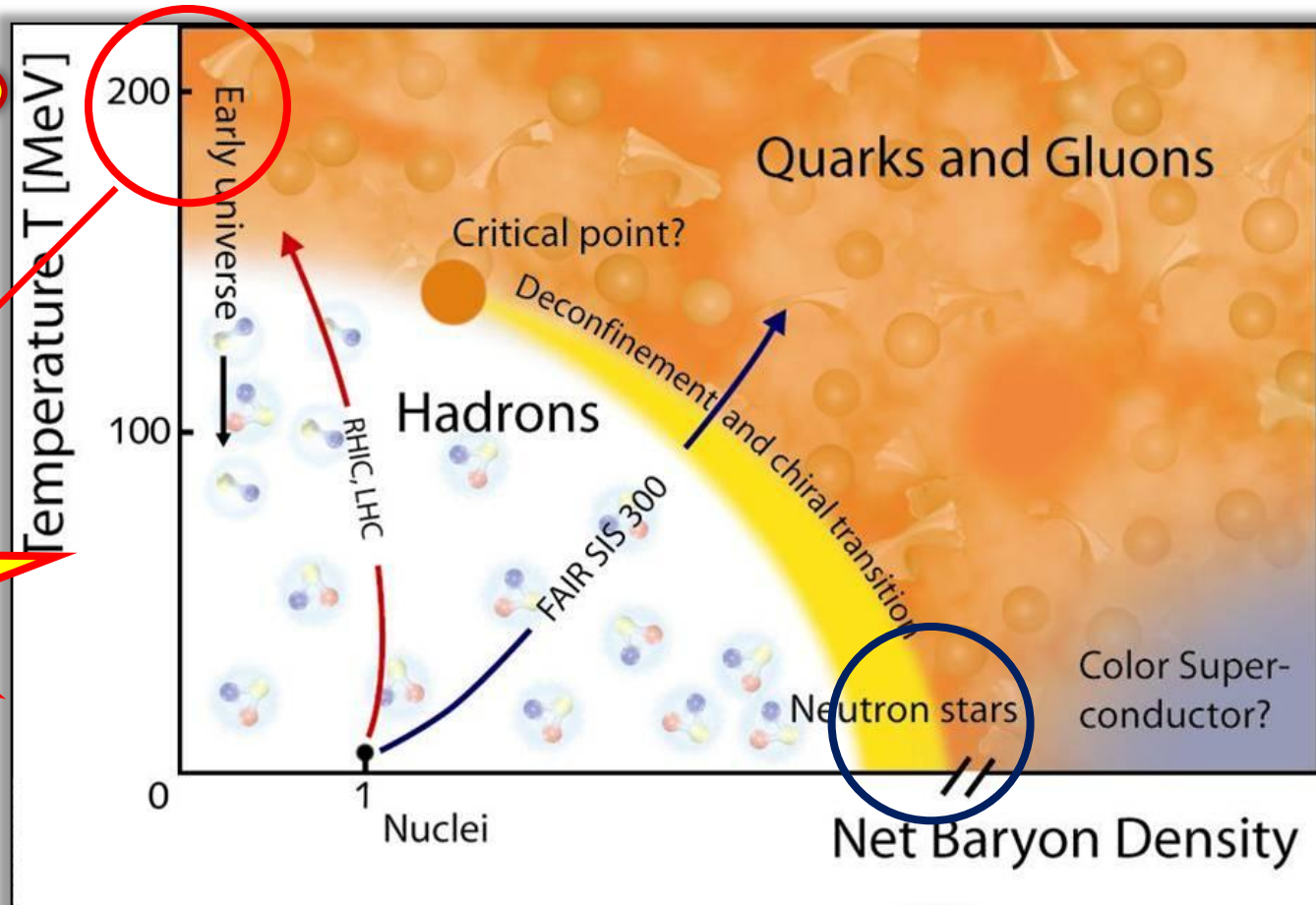
Introdução - Diagrama de fase da QCD

QGP quente



QGP frio

Introdução - Diagrama de fase da QCD



QGP quente

Nosso trabalho

QGP frio

Equações de Estado do QGP

→ MIT Bag Model

$$\begin{cases} p_{MIT}(T) = \frac{\sigma_{MIT}}{3} T^4 - \mathcal{B}_{MIT} \\ \varepsilon_{MIT}(T) = \sigma_{MIT} T^4 + \mathcal{B}_{MIT} \end{cases}$$

Equações de Estado do QGP

→ MIT Bag Model

$$\begin{cases} p_{MIT}(T) = \frac{\sigma_{MIT}}{3} T^4 - \mathcal{B}_{MIT} \\ \varepsilon_{MIT}(T) = \sigma_{MIT} T^4 + \mathcal{B}_{MIT} \end{cases}$$
$$p_{MIT}(\varepsilon(t)) = \frac{1}{3} [\varepsilon(t) - 4\mathcal{B}_{MIT}]$$

Equações de Estado do QGP

→ MIT Bag Model

$$\begin{cases} p_{MIT}(T) = \frac{\sigma_{MIT}}{3} T^4 - \mathcal{B}_{MIT} \\ \varepsilon_{MIT}(T) = \sigma_{MIT} T^4 + \mathcal{B}_{MIT} \end{cases}$$
$$p_{MIT}(\varepsilon(t)) = \frac{1}{3} [\varepsilon(t) - 4\mathcal{B}_{MIT}]$$

→ C-Bag Model (Phys.Atom.Nucl.75(2012)873-878)

$$\begin{cases} p_{Cbag}(T) = \frac{\sigma_{Cbag}}{3} T^4 - CT^2 - \mathcal{B}_{Cbag} \\ \varepsilon_{Cbag}(T) = \sigma_{Cbag} T^4 - CT^2 + \mathcal{B}_{Cbag} \end{cases}$$

Equações de Estado do QGP

→ MIT Bag Model

$$\begin{cases} p_{MIT}(T) = \frac{\sigma_{MIT}}{3} T^4 - \mathcal{B}_{MIT} \\ \varepsilon_{MIT}(T) = \sigma_{MIT} T^4 + \mathcal{B}_{MIT} \end{cases}$$

$$p_{MIT}(\varepsilon(t)) = \frac{1}{3} [\varepsilon(t) - 4\mathcal{B}_{MIT}]$$

→ C-Bag Model (Phys.Atom.Nucl.75(2012)873-878)

$$\begin{cases} p_{Cbag}(T) = \frac{\sigma_{Cbag}}{3} T^4 - CT^2 - \mathcal{B}_{Cbag} \\ \varepsilon_{Cbag}(T) = \sigma_{Cbag} T^4 - CT^2 + \mathcal{B}_{Cbag} \end{cases}$$

$$p_{Cbag}(\varepsilon(t)) = \frac{1}{3\sigma_{Cbag}} \left\{ [\varepsilon(t) - 4\mathcal{B}_{Cbag}] - C \left[C + \sqrt{C^2 + 4\sigma_{Cbag} [\varepsilon(t) - \mathcal{B}_{Cbag}]} \right] \right\}$$

$$\sigma_{Cbag} = 13,01, C = 6,06T_c^2 \text{ e } \mathcal{B}_{Cbag} = -2,34T_c^4$$

Equações de Estado do QGP

→ *A-Bag Model* (Phys.Atom.Nucl.75(2012)873-878)

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{Abag}(T) = \sigma_{Abag} T^4 + \mathcal{B}_{Abag} \\ T \frac{dp(T)}{dT} - p(T) = \varepsilon(T) \end{array} \right.$$

Equações de Estado do QGP

→ *A-Bag Model* (Phys.Atom.Nucl.75(2012)873-878)

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{Abag}(T) = \sigma_{Abag} T^4 + \mathcal{B}_{Abag} \\ T \frac{dp(T)}{dT} - p(T) = \varepsilon(T) \end{array} \right.$$

$$p_{Abag}(T) = \frac{\sigma_{Abag}}{3} T^4 - AT - \mathcal{B}_{Abag}$$

$$p_{Abag}(\varepsilon(t)) = \frac{1}{3} [\varepsilon(t) - 4\mathcal{B}_{Abag}] - A \left[\frac{\varepsilon(t) - \mathcal{B}_{Abag}}{\sigma_{Abag}} \right]^{1/4}$$

$$\sigma_{Abag} = 4,73, A = 3,94T_c^3 \text{ e } \mathcal{B}_{Abag} = -2,37T_c^4$$

Equações de Estado do QGP



Single Line Approximation (SLA)

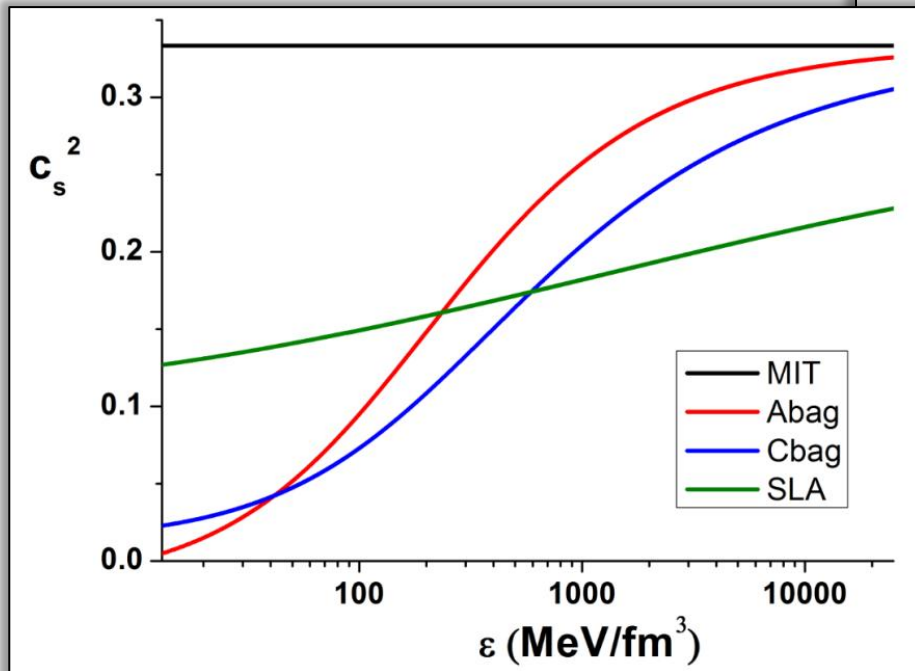
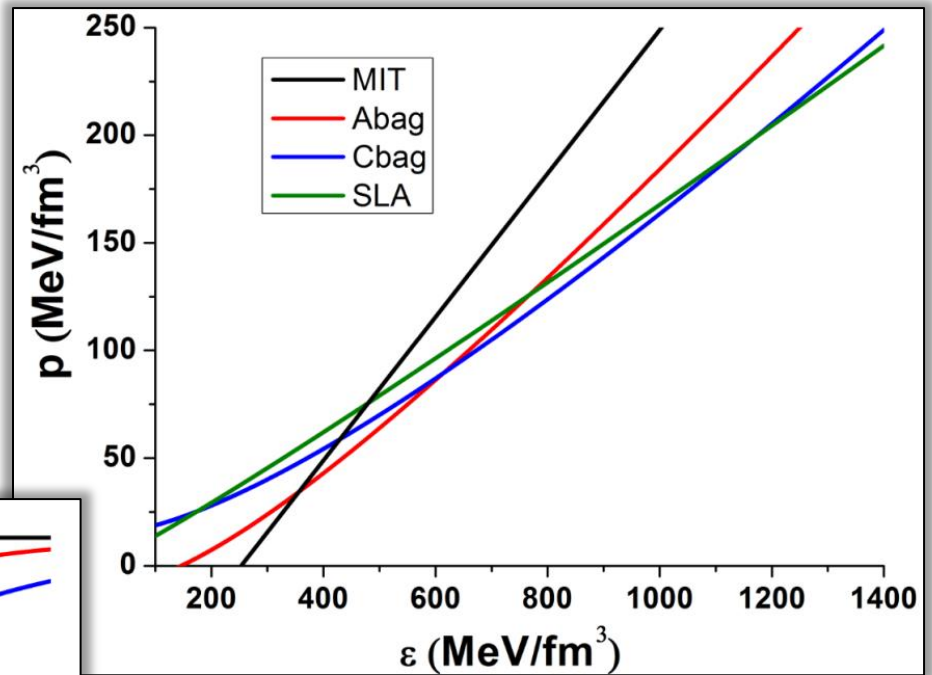
AnnalsPhys.**323**(2008)783-811 & 1230-1246

Teoria de Perturbação de Background (BPTh) em LO

Linhas simples de quarks e gluons interagem com o background não perturbativo

$$\left\{ \begin{array}{l} p_q = T^4 \frac{4N_c n_f}{\pi^2} L \cosh\left(\frac{\mu}{T}\right) \\ p_g = T^4 \frac{2(N_c^2 - 1)}{\pi^2} L^{9/4} \\ L = \exp\left[-\frac{650,117}{T} + 0,117 \times 10^{-3} \left(1 - e^{-1000/T}\right)\right] \end{array} \right.$$

Equações de Estado do QGP



Cosmologia

Universo homogêneo e isotrópico, métrica de FLRW:



$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left\{ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 [d\theta^2 + \text{sen}^2(\theta) d\varphi^2] \right\}$$

Cosmologia

Universo homogêneo e isotrópico, métrica de FLRW:



$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left\{ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 [d\theta^2 + \text{sen}^2(\theta) d\varphi^2] \right\}$$

Fator de escala

Cosmologia

Universo homogêneo e isotrópico, métrica de FLRW:




$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left\{ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 [d\theta^2 + \text{sen}^2(\theta) d\varphi^2] \right\}$$


Fator de escala = -1, 0, 1

Cosmologia

Universo homogêneo e isotrópico, métrica de FLRW:


$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left\{ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 [d\theta^2 + \text{sen}^2(\theta) d\varphi^2] \right\}$$

Fator de escala = -1, 0, 1


$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - g_{\mu\nu}\Lambda = 8\pi GT_{\mu\nu}$$

Cosmologia

Universo homogêneo e isotrópico, métrica de FLRW:

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left\{ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 [d\theta^2 + \text{sen}^2(\theta) d\varphi^2] \right\}$$

Fator de escala = -1, 0, 1

$$\Rightarrow R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - g_{\mu\nu}\Lambda = 8\pi GT_{\mu\nu}$$

Componente
temporal

$$\dot{R}^2(t) - \frac{8\pi G\varepsilon}{3}R^2(t) + k - \frac{\Lambda}{3}R^2(t) = 0$$

Componente
espacial

$$\dot{\varepsilon} + 3\frac{\dot{R}(t)}{R(t)}(\varepsilon + p) = 0$$

Eqs. Friedmann

Cosmologia

Universo homogêneo e isotrópico, métrica de FLRW:

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left\{ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 [d\theta^2 + \text{sen}^2(\theta) d\varphi^2] \right\}$$

Fator de escala = -1, 0, 1

$$\Rightarrow R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - g_{\mu\nu}\Lambda = 8\pi GT_{\mu\nu}$$

Componente
temporal

$$\dot{R}^2(t) - \frac{8\pi G\varepsilon}{3}R^2(t) + k - \frac{\Lambda}{3}R^2(t) = 0$$

Componente
espacial

$$\dot{\varepsilon} + 3\frac{\dot{R}(t)}{R(t)}(\varepsilon + p) = 0$$

Eqs. Friedmann

$$-\frac{d\varepsilon}{3\sqrt{\varepsilon}(\varepsilon + p)} = \sqrt{\frac{8\pi G}{3}} dt$$

Cosmologia

Universo homogêneo e isotrópico, métrica de FLRW:

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left\{ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 [d\theta^2 + \text{sen}^2(\theta) d\varphi^2] \right\}$$

Fator de escala = -1, 0, 1

$$\rightarrow R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - g_{\mu\nu}\Lambda = 8\pi GT_{\mu\nu}$$

Componente temporal

$$\dot{R}^2(t) - \frac{8\pi G\varepsilon}{3}R^2(t) + k - \frac{\Lambda}{3}R^2(t) = 0$$

Componente espacial

$$\dot{\varepsilon} + 3\frac{\dot{R}(t)}{R(t)}(\varepsilon + p) = 0$$

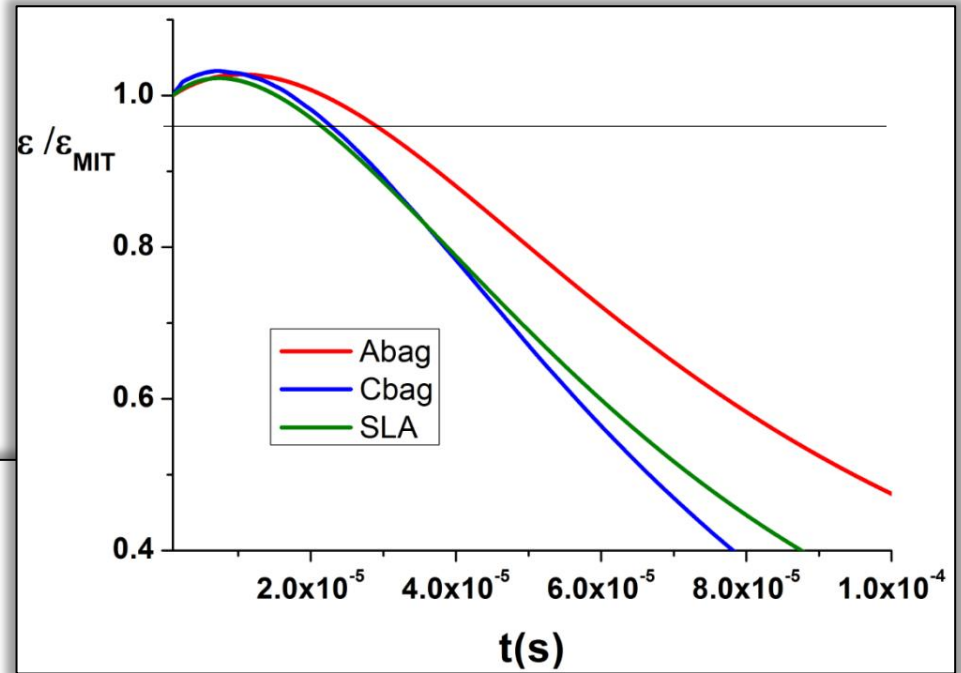
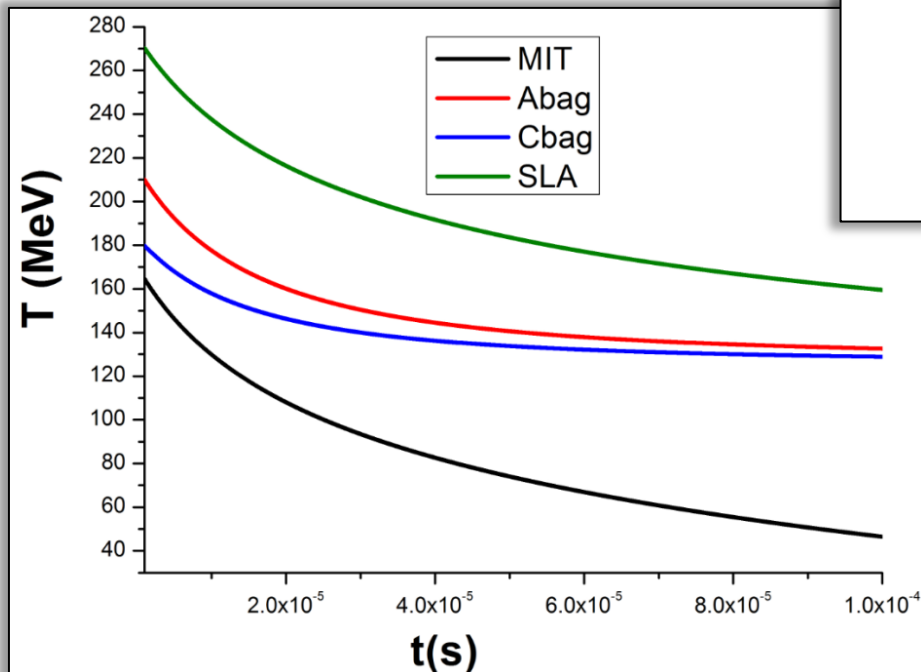
Eqs. Friedmann

$$\frac{d\varepsilon}{3\sqrt{\varepsilon}(\varepsilon + p)} = \sqrt{\frac{8\pi G}{3}} dt$$

EoS
 $p \equiv p(\varepsilon)$

C.I.
 $t_0 = 10^{-6} \text{ s}$
 $\varepsilon(t_0) = 1 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}^3}$

Resultados numéricos

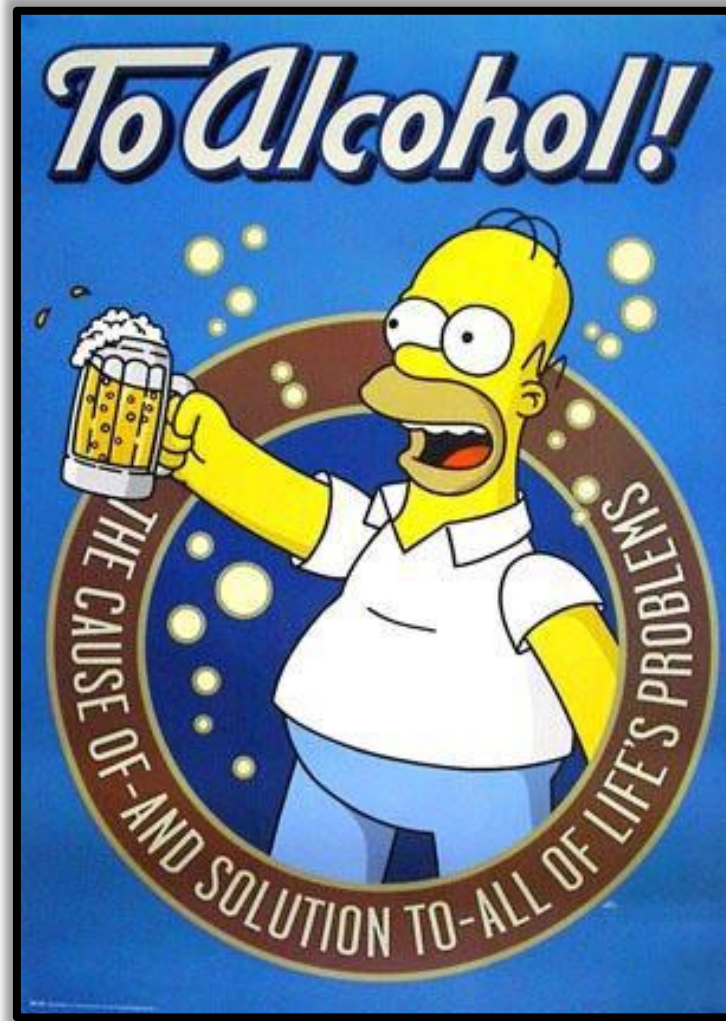


Conclusões

- ✦ Exercício acadêmico, update do PRD 36 (1987) 1263 - U. Ornik e R. M. Weiner.
 - ✦ As EoS usadas são mais modernas : sQGP.
 - ✦ Na evolução de ε todas as curvas começam com valores acima do MIT e decrescem rapidamente.
 - ✦ $A \neq$ na evolução das EoS usadas é pequena.
 - ✦ Buscamos entender como alterações na EoS do QGP implicam em alterações cosmológicas.

Futuros trabalhos

- ✦ Construção de EoS em T finito e $\mu \neq 0$ a partir da QCD, para solução das eqs. de Friedmann, a fim de estudar flutuações de pot. químico



Obrigado!!!

Expansion of the early Universe and the equation of state

U. Ornik and R. M. Weiner

Department of Physics, University of Marburg, Marburg, West Germany

(Received 26 February 1987)

New advances in high-energy physics concerning the equation of state and the phase transition from quark-gluon plasma to hadronic matter are used to investigate the hydrodynamical expansion of the Universe by solving the equations of hydrodynamics and the Einstein gravitational equations.

The expansion of the Universe after the big bang is described by the equations of hydrodynamics

$$\tilde{T}_{ik}{}^{;k} = 0, \quad (1)$$

the Einstein gravitational equation

$$\tilde{R}_{ik} - \frac{1}{2}\tilde{R}g_{ik} = -\kappa \left[T_{ik} + \frac{\Lambda}{\kappa} g_{ik} \right], \quad (2)$$

and the equation of state

$$p = p(\epsilon), \quad (3)$$

where \tilde{T}_{ik} is the energy-momentum tensor, \tilde{R}_{ik} the Ricci tensor, and R the curvature scalar defined by $R = R_{ik}g^{ik}$. κ and Λ are the curvature constant and the cosmological constant, respectively; g_{ik} is the space-time metric and p and ϵ are the pressure and energy density.

A fundamental assumption of the cosmological theory is the "cosmological principle" stating that the Universe is homogenous and isotropic which implies that the space-time metrics can be parametrized by the Robertson-Walker formula

the quark-gluon plasma by

$$p_p = \frac{1}{3}(\epsilon - 4B) = g_p \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \quad (8)$$

and the hadronic phase by the equation

$$p_h = \frac{1}{3}\epsilon = g_h \frac{\pi^2}{90} T^4. \quad (9)$$

g_p and g_h are statistical factors and B the bag-model constant. Calculations for cases (a) and (b) were done in Refs. 1 and 2.

However assumption (a) has to be qualified. Indeed there are indications³ from lattice QCD calculations that when fermions are included the phase transition might be of higher (second?) order. Furthermore a more satisfactory theoretical description of the two phases is expected to be given by a single equation of state which contains the phase transition as an output and not as an input as in (b).

Lattice QCD for gluonic systems⁴ or a phenomenological approach with a density-dependent quark mass⁵ provide such an equation of state:

$$p = c^2(\epsilon)\epsilon, \quad (10)$$

Equações de Estado do QGP

→ Single Line Approximation (SLA)

AnnalsPhys.323(2008)783-811 & 1230-1246

$$\left\{ \begin{array}{l} p_q = T^4 \frac{4N_c n_f}{\pi^2} L_{fund} \cosh\left(\frac{\mu}{T}\right) \\ p_g = T^4 \frac{2(N_c^2 - 1)}{\pi^2} L_{fund}^{9/4} \end{array} \right. \rightarrow L_{fund}$$

Módulo da linha de Polyakov

$$L_{fund} = \exp\left[-\frac{2V_D + V_1(T)}{2T}\right]$$

$V_D = 0,6 - 0,7 \text{ GeV}$
 $V_1(T)$

$$V_1(T) = \frac{A_1}{M_0^2} \left[1 - \frac{T}{M_0} (1 - e^{-M_0/T}) \right] \rightarrow M_0 \sim 1 \text{ GeV}$$

$$A_1 = C(f) \alpha_S 2M_0 \sigma_{adj} \rightarrow \sigma_{adj} = 0,405 \text{ GeV}$$

$$C(f) = \frac{N_C^2 - 1}{2N_C} = \frac{4}{3} \quad \alpha_S = 0,195$$

Relacionado com o correlator do campo
 < massa de gluelump para α_S e σ_{adj}