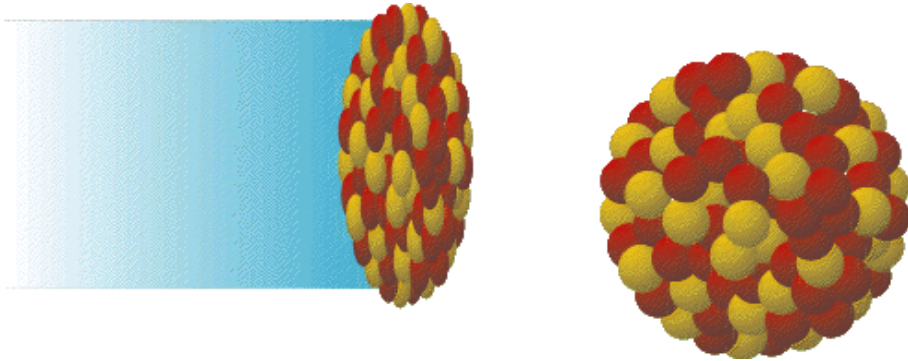


A kvark-gluon plazma (QGP) **és a QGP-kutatás irányai**

Lévai, Péter
KFKI RMKI, Budapest

“Atommagok ütközései”
Nyári Iskola
Budapest, ELTE, 2006 július 17.

Relativisztikus nehézion ütközések: 1980-2000



BEVALAC $E(\text{lab}) = 1 \text{ GeV/A}$



CERN SPS $E(\text{lab}) = 158 \text{ GeV/A}$

Q: Összesűrítethető-e a maganyag?

Létrejönnek-e extrém állapotok?

A: Erős megállási jelenség !!!

Sok-sok új részecske keletkezik!

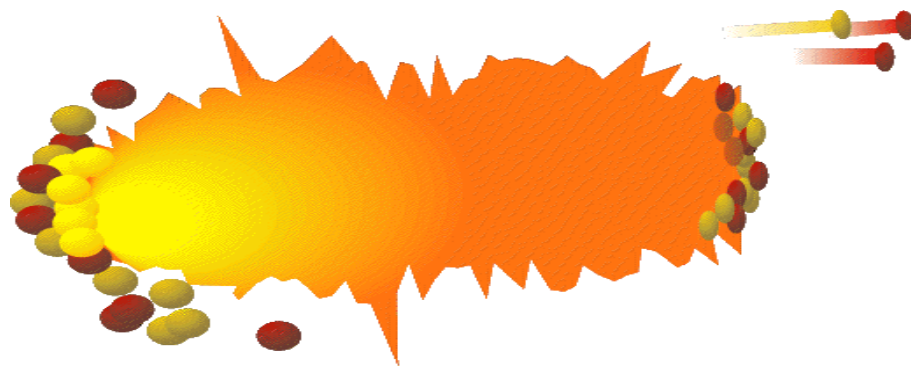


Hidrodinamikai leírás

(termodinamikai egyensúly)



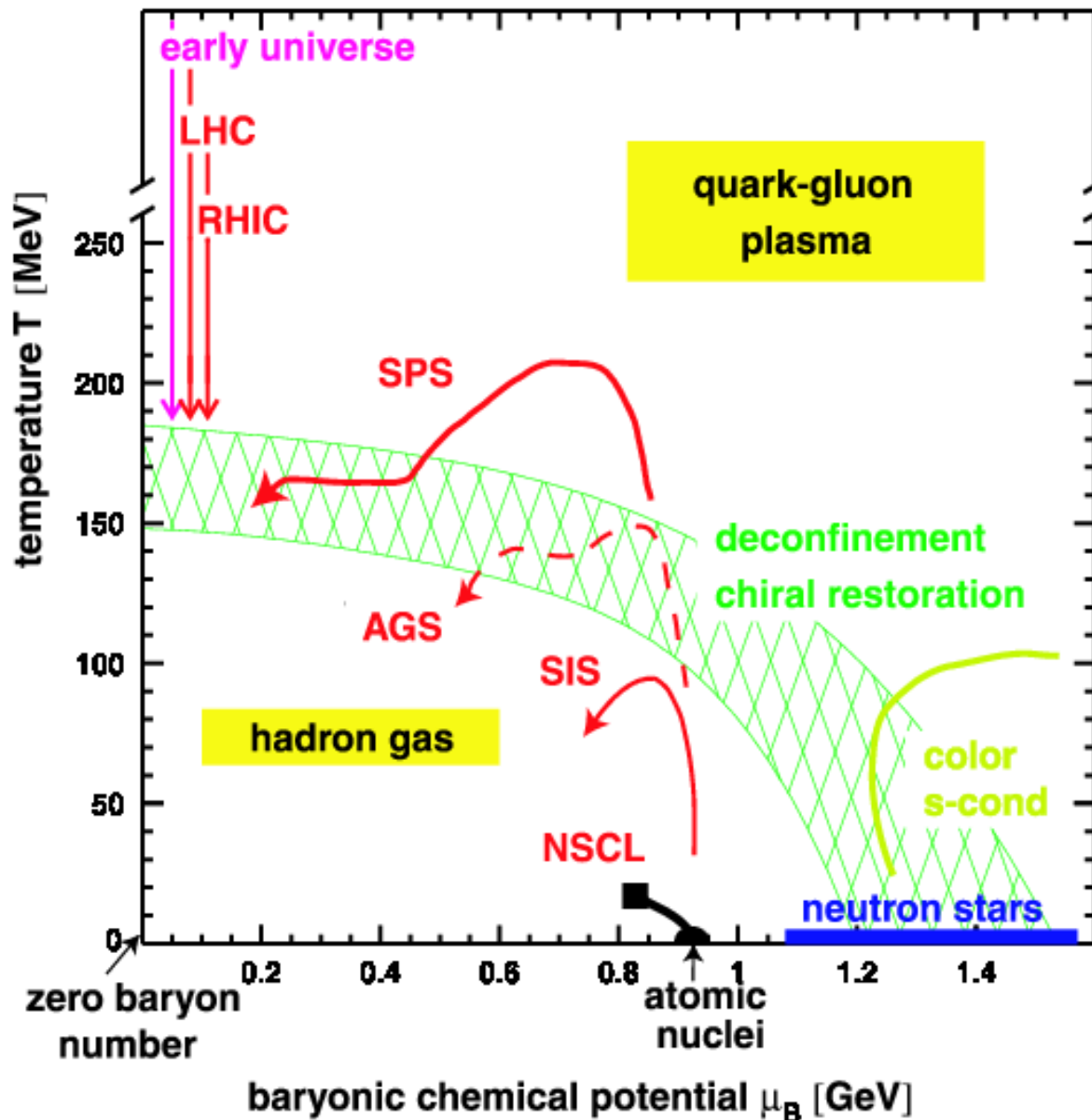
EOS a maganyagra, hadronanyagra
(EOS a neutroncsillagokra)



⇒ **Erősen kölcsönható anyag + tűzgömb kialakulása**

“SOFT” fizika kollektív dinamikai jelenségekkel

EOS az erősen kölcsönható mag/hadron/kvark anyagra:



SPS (AGS?) energiától
kvarkok és gluonok
is megjelenhetnek !

'Bulk' anyag :

Hidrodinamikai modellek
Termikus leírás (T, μ)

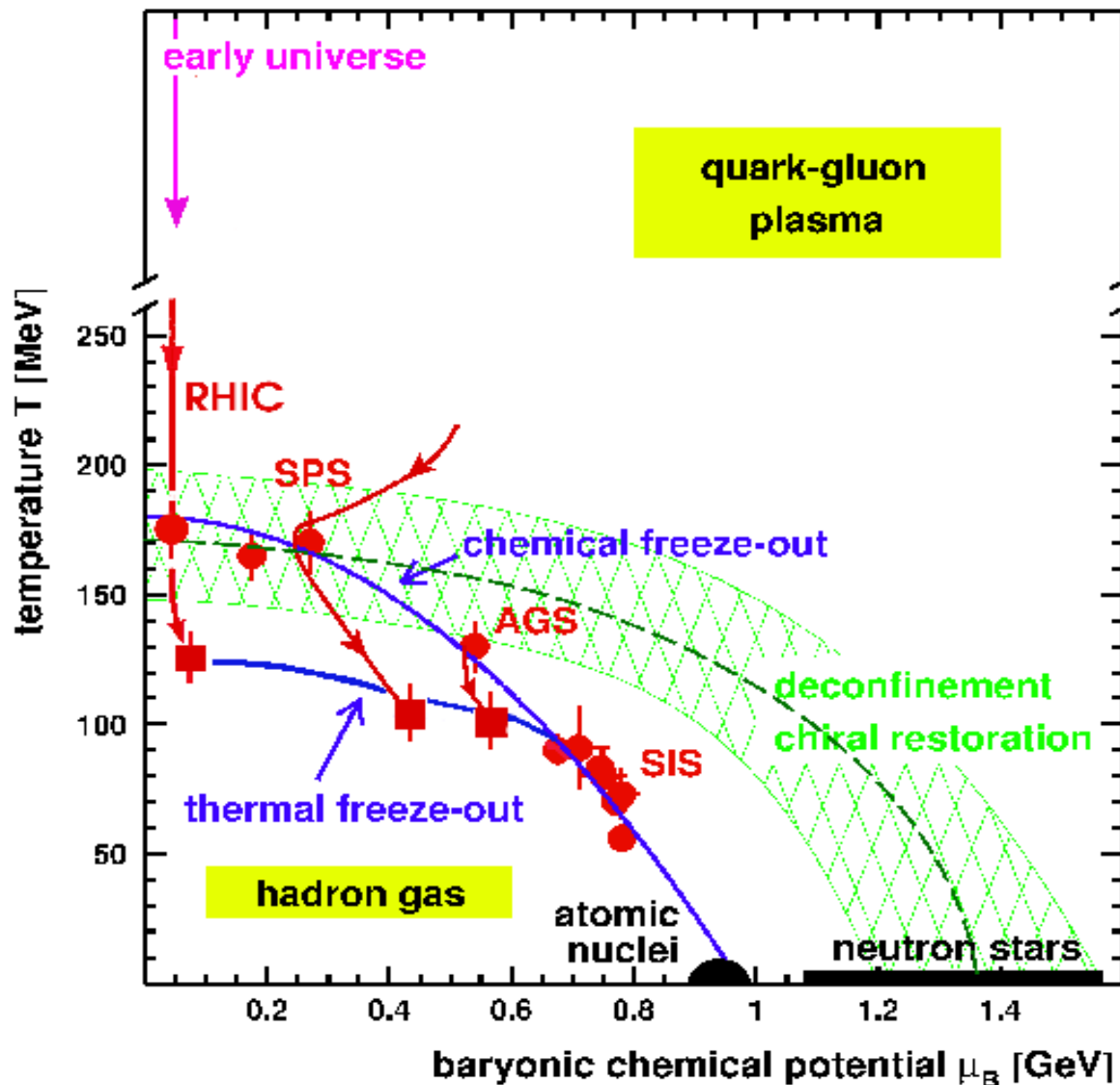
Kifagyási feltételek
a táguló és híguló
tűzgömbben

Részecske keltés:

$$0 \leq p_T \leq 3 \text{ GeV}$$

Az exponenciális hadron
eloszlásfüggvények
alátámasztják
a termikus leírást

EOS az erősen kölcsönható mag/hadron/kvark anyagra:



Mérés ($p_T < 3$ GeV):

A hadron spektrumokból kémiai és termikus kifagyási pontokat tudunk meghatározni.

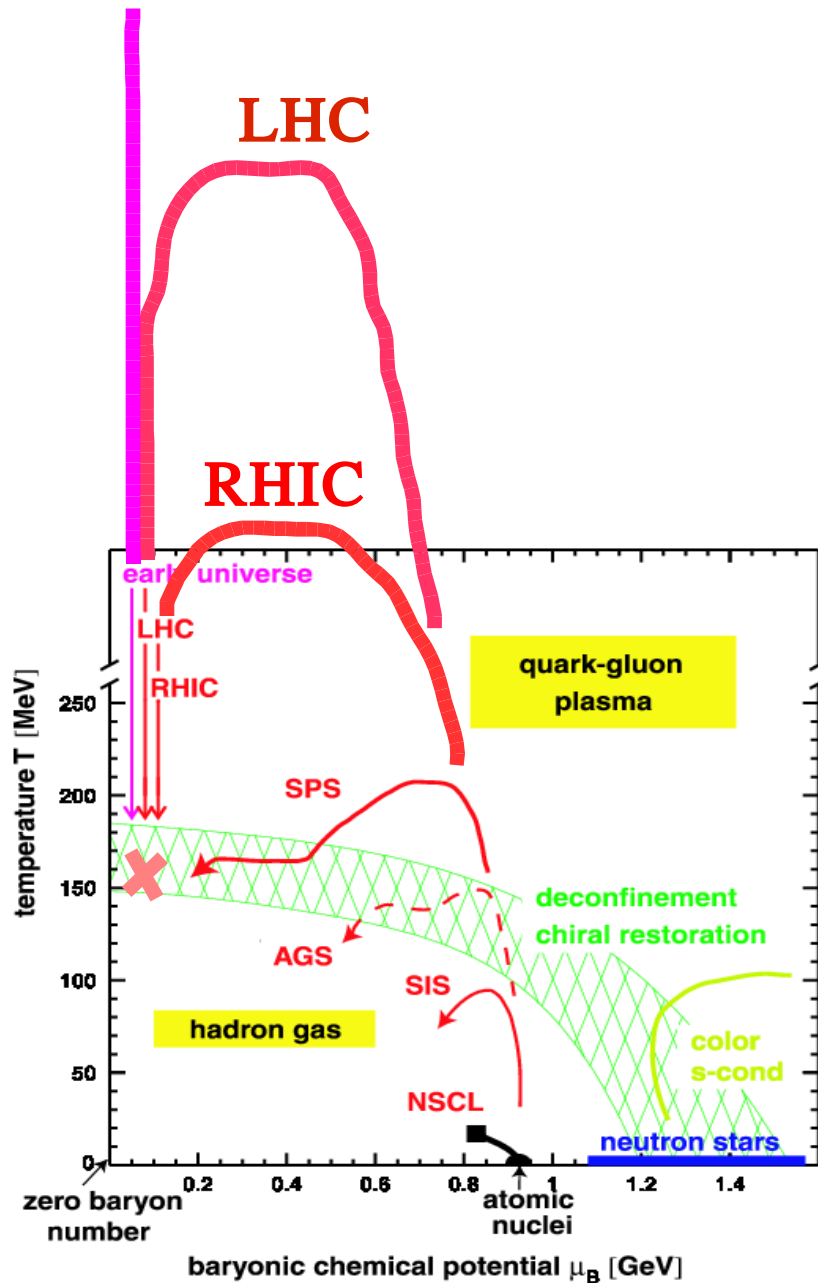
Kérdések:

De milyen állapotokon haladt keresztül az anyag magas hőmérsékleten ?

Maradt-e bármilyen kiértékelhető nyoma a közbelső, igen nagy energiasűrűségű állapotoknak?

...

EOS az erősen kölcsönható mag/hadron/kvark anyagra:



'Lökéshullám' becslés :

RHIC: $T_{\max} \approx 400-450 \text{ MeV}$

LHC: $T_{\max} \approx 900-1000 \text{ MeV}$

Univerzum : $T_{\max} = ???$

Mindenki ugyanúgy végzi extrém nagy energián !!!!

$T_{\text{had}} \approx 175 \text{ MeV}$

$\mu_{\text{had}} \approx 0 - 50 \text{ MeV}$

Hogyan határozhatjuk meg a QGP állapot EOS-át ?

→ Elmélet ?

→ Kísérlet ?

1. Mi is az a kvark-gluon plazma ?

Mennyiben “plazma” és mennyiben “anyag” ?

Milyen tulajdonságai vannak ?

2. Nehézion ütközésben előállíthatjuk-e ezt az anyagot?

Miként “diagnosztizálhatjuk” az ütközéseket ?

Milyen tulajdonságokat mérhetünk ki ?

3. Miért kell tanulmányoznunk a kvark-gluon plazmát ?

Miért fontos mindez?

Az elektromágneses plazma – a 4. halmazállapot

1. Összetevők: negatív töltésű elektronok
pozitív töltésű protonok és egyéb atommagok
fotonok (töltés nélkül)

2. Kölcsönhatás: Coulomb-kh. + nagy sűrűség
----> árnyékolt potenciál (Debye-pot.)

$$V_C(r) = \frac{e^2}{4\pi} \frac{Z_1 Z_2}{r} \quad \text{---->} \quad V_D(r) = \frac{e^2}{4\pi} \frac{Z_1 Z_2 e^{-\lambda_D/r}}{r}$$

3. Szabad út (Debye-hossz): $\lambda_D^2 = \frac{kT}{4\pi n_0 e^2} \approx \frac{T}{T^3} \approx T^{-2}$

4. Árnyékolási tömeg: $m_D = \frac{\hbar c}{\lambda_D} \approx T$

A kvark-gluon plazma – az 5. halmazállapot

1. Összetevők: szín-töltéssel rendelkező kvarkok és antikvarkok
gluonok (szín-töltéssel rendelkeznek)

2. Kölcsönhatás: szín-elektromos és szín-mágneses kh.

$$V(r) = \frac{g^2}{4\pi} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{r} + \sigma r$$

+ nagy sűrűség ----> árnyékolt potenciál

$$V_D(r) = \frac{g^2}{4\pi} \frac{\lambda_1 \lambda_2 e^{-m_D r}}{r} + \sigma r$$

3. Árnyékolási tömeg:

$$m_D = g T \sqrt{N_c/3 + N_f/6}$$

4. Effektív kvark és gluon tömeg:

$$(N_c = 3, N_f = 2)$$

$$m_g = m_D / \sqrt{2} = g T \sqrt{2/3}$$

$$m_f = g T / 3$$

A kvark-gluon plazma – az 5. halmazállapot

5. Aszimptotikus szabadság [$g \rightarrow 0$]

(Gross, Pulitzer, Wilczek, 2004 Nobel-díj)

--- két-részecske ütközésben (Q impulzuscsere):

$$g^2(Q^2) = \frac{48\pi^2}{(11N_c - 2N_f)\log(Q^2/\Lambda^2)}$$

--- anyagban (T, μ):

$$g^2(T, \mu) = \frac{48\pi^2}{(11N_c - 2N_f)\log(F(T, \mu)/\Lambda^2)}$$

Hogyan érhetnék el ezt a régiót ?

Nehézion ütközésekben !

Tényleg elértük?

A kvark-gluon plazma – az 5. halmazállapot

5. Aszimptotikus szabadság [ha $g \rightarrow 0$, akkor $m_g = gT\sqrt{2/3} \rightarrow 0$]
Stefan-Boltzmann nagy hőmérsékletű/sűrűségű határeset [$m_i=0$]

Nyomás: $P_{SB} = p(\text{gluon}) + p(u,d \text{ quark}) + p(u,d \text{ antiquark})$

$$P_{SB} = p_g + \frac{7}{8} (p_u + p_d + p_{\bar{u}} + p_{\bar{d}})$$

$$p_i = \frac{d_i}{(2\pi)^3} \int d^3 p \frac{p}{3} e^{-p/T} = d_i \frac{\pi^2}{90} T^4$$

$$P_{SB} = \left(16 + \frac{7}{8} (6 + 6 + 6 + 6) \right) \frac{\pi^2}{90} T^4 = \frac{37\pi^2}{90} T^4$$

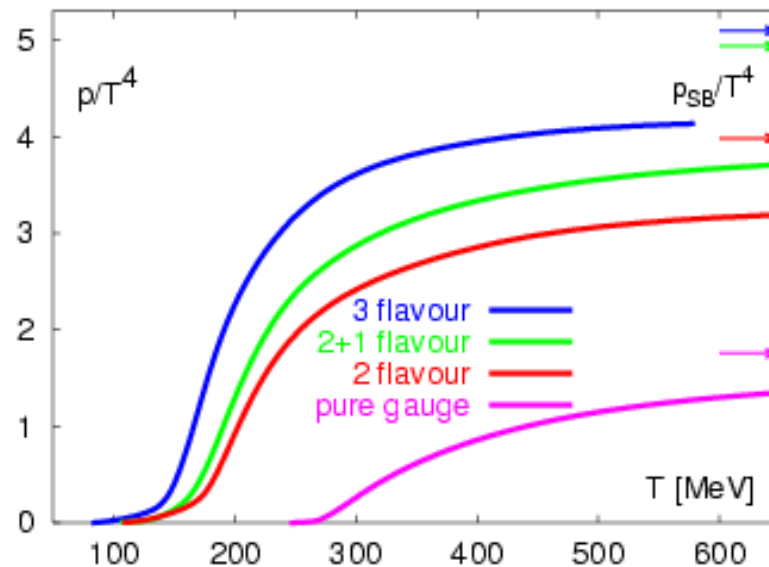
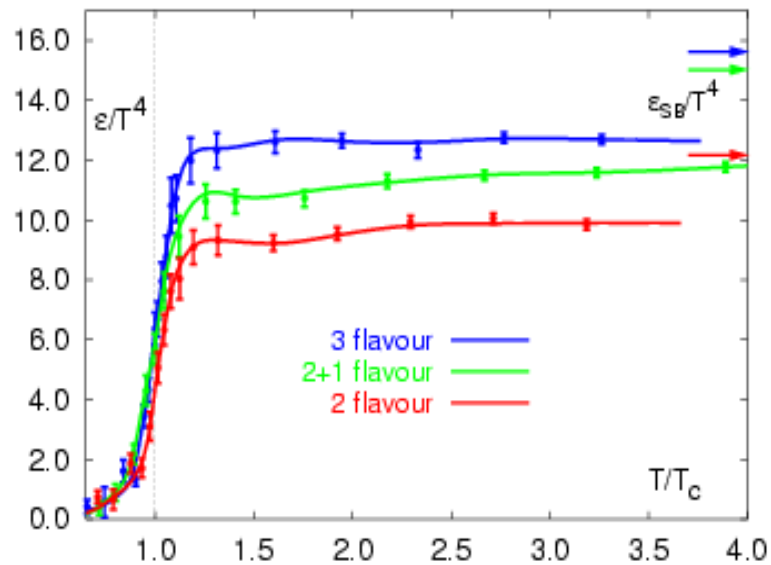
Energiasűrűség: $e_{SB} = 3 P_{SB} = \frac{37\pi^2}{30} T^4$

EOS az erősen kölcsönható anyagra: rács-QCD eredmények

zérus barionsűrűség (1990-2000)

véges barionsűrűség (2000 -)

→ $\varepsilon(T, \mu)$, $P(T, \mu)$



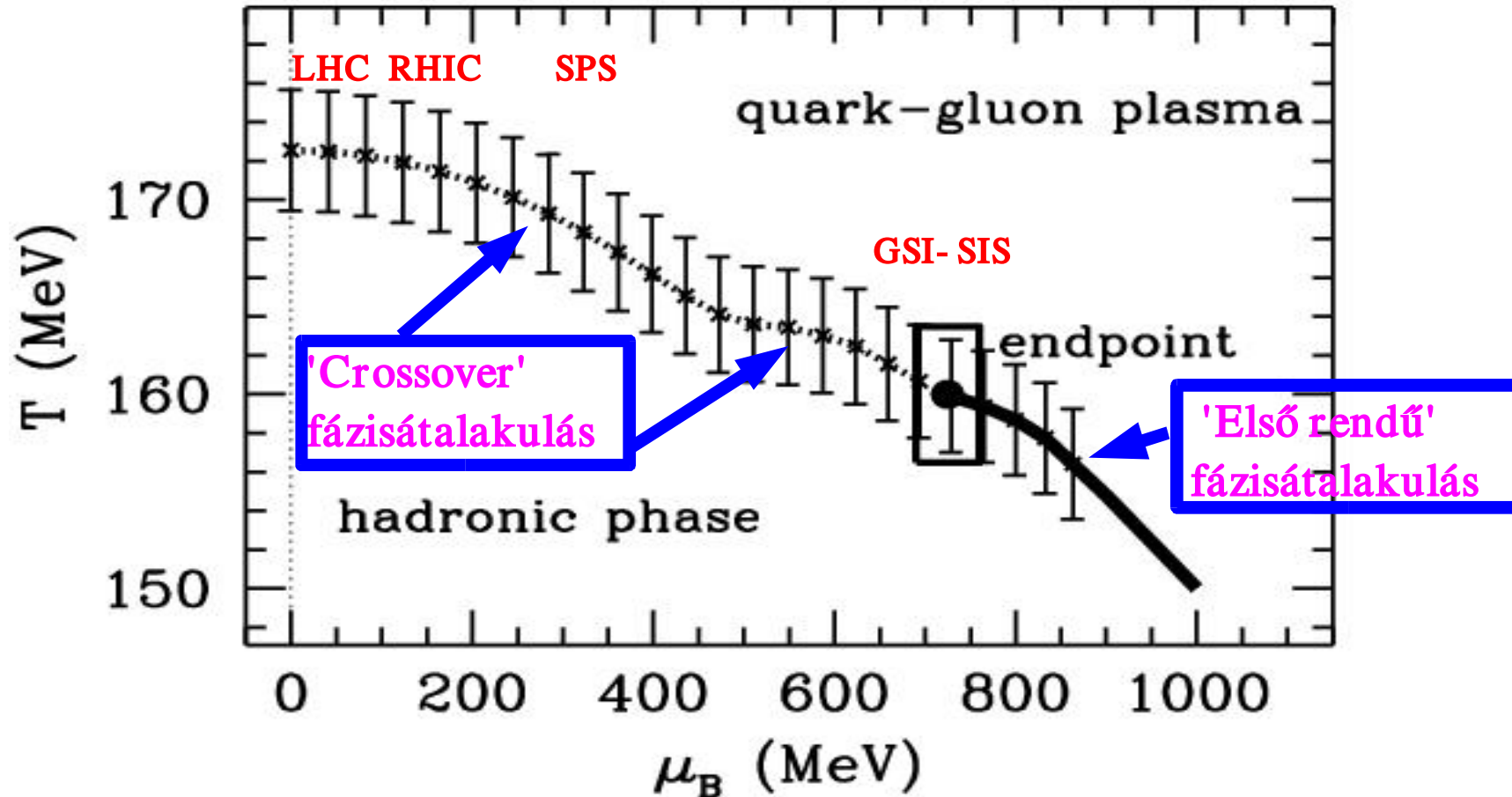
Cél: EOS a kvarkokat és gluonokat tartalmazó anyagra

Nem-ideális EOS → tömeges kvázirészecskék az erősen kölcsönható kvark-gluon anyagban

➤➤➤➤ **Hogyan zajlik le a hadronizáció mikroszkópikus szinten ??**

EOS az erősen kölcsönható anyagra: rács-QCD eredmények

Rács-QCD eredmények véges sűrűségeen, SU(3), $N_f=2$ $\mu > 0$: 2002, Fodor-Katz



'Crossover' fázisátalakulás + tömeges kvázirészecskék (kvarkok, antikvarkok) :



⇒ **KVARK-KOALESZCENCIA az egyik lehetőség**

MEKKORA A (ANTI)KVARK-SŰRŰSÉG ??

SU(3) Gluon EOS szabad kvázi-gluonok + B(T) zsák
Fix a szabadsági fokok száma (d=16)

$$P(T) = \frac{d}{(2\pi)^3} \int d^3 p \frac{p^2}{3\sqrt{p^2 + M(T)^2}} \left[\exp \frac{\sqrt{p^2 + M(T)^2}}{T} - 1 \right]^{-1} - B(T)$$

$$\epsilon(T) = \frac{d}{(2\pi)^3} \int d^3 p \sqrt{p^2 + M(T)^2} \left[\exp \frac{\sqrt{p^2 + M(T)^2}}{T} - 1 \right]^{-1} + B(T)$$

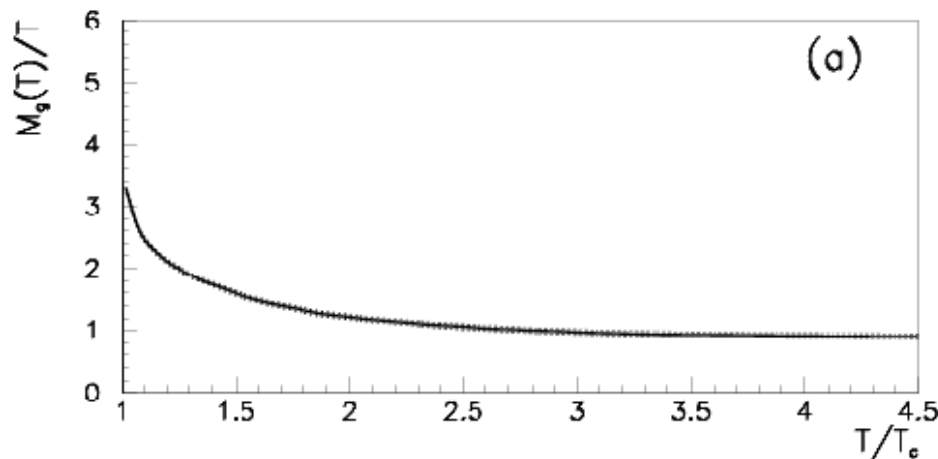
$\epsilon(T), P(T) \rightarrow M(T), B(T)$

Tömeg + Kölcsönhatás

P. L., U. Heinz, 1996, PRC51, 3326

SU(3) Gluon EOS szabad kvázi-gluonokkal + B(T) zsák

Fix a szabadsági fokok száma (d=16)

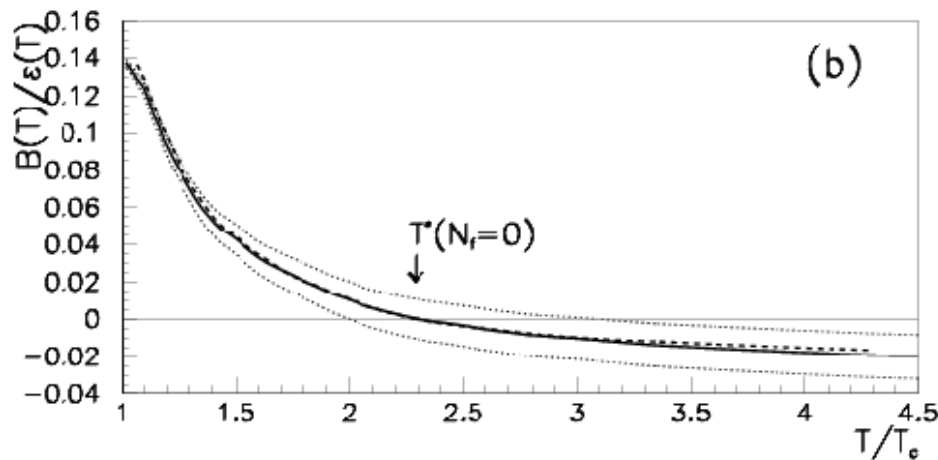


$$\epsilon(T), P(T) \rightarrow M(T), B(T)$$

$$T > 2 T_c$$

$$M(T)/T = c \cdot g(T) \quad [c=1/\sqrt{2}]$$

$$T \rightarrow 5 T_c, \quad \alpha_s = g^2/4\pi \rightarrow 0.15 \checkmark$$



B(T) kicsi (≈ 0)

Szabad kvázi-gluonok !

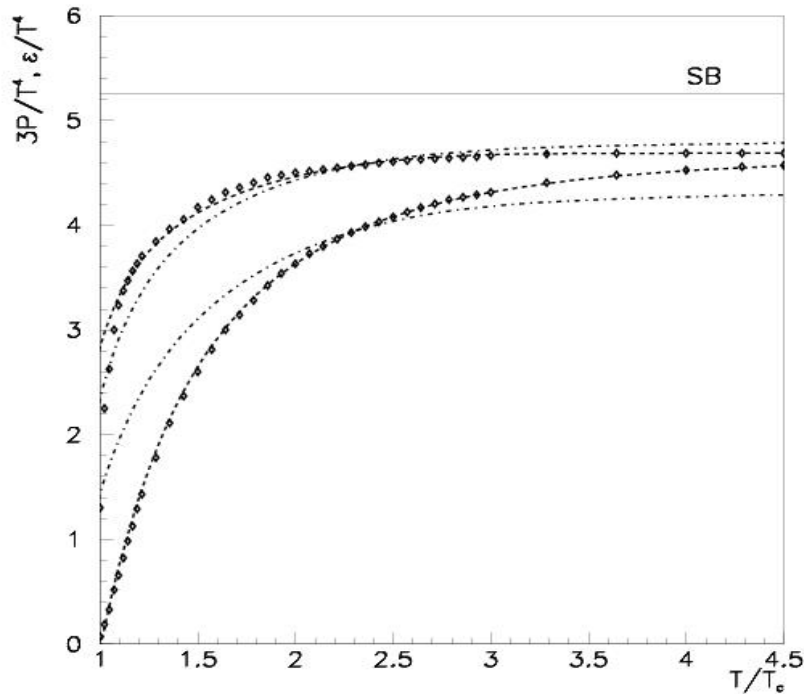
$$T < 2 T_c$$

Kölcsönható kvázi-gluonok
vagy új típusú gerjesztések ?
Vagy mindkettő ?

Kvarkanyag kialakulása nehézion ütközésekben

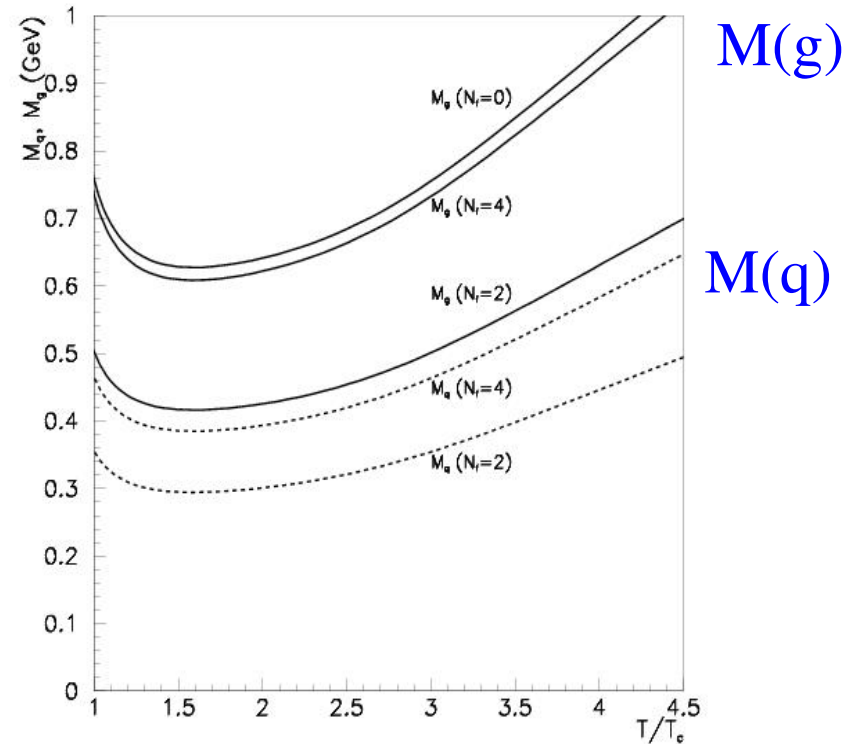
Rács-QCD eredmények a T_c körül, SU(3), $N_f=0,2,4$ $\mu=0$ (1990 - ...)

Fig.4. SU(3), $N_f=0$ --- EOS + Lattice QCD data



(Karsch et al. 1992)

Fig.9. SU(3), $N_f=0,2,4$ --- $M_g(T)$, $M_q(T)$



Megértés a kvázi-részecske képen: $M(Q) \simeq 300$ MeV, $M(G) \simeq 500-800$ MeV

[L.P, Heinz U., 1996, PRC51,3326]

→ Kvark and antikvark dominált anyag (QAP)

HADRONIZATION \Leftrightarrow KVARK KOALESZCENCIA (ALCOR '95)

('Cross-over' fázisátalakulás) [T.S. Biro, P.L., J. Zimányi]

Kvarkanyag kialakulása nehézion ütközésekben

Rács-QCD eredmények a T_c körül: SU(3), $N_f=0,2,4$ $\mu=0$

Fig.10. SU(3), $N_f=0,2,4$ --- n_g/n_g^0 , n_q/n_q^0

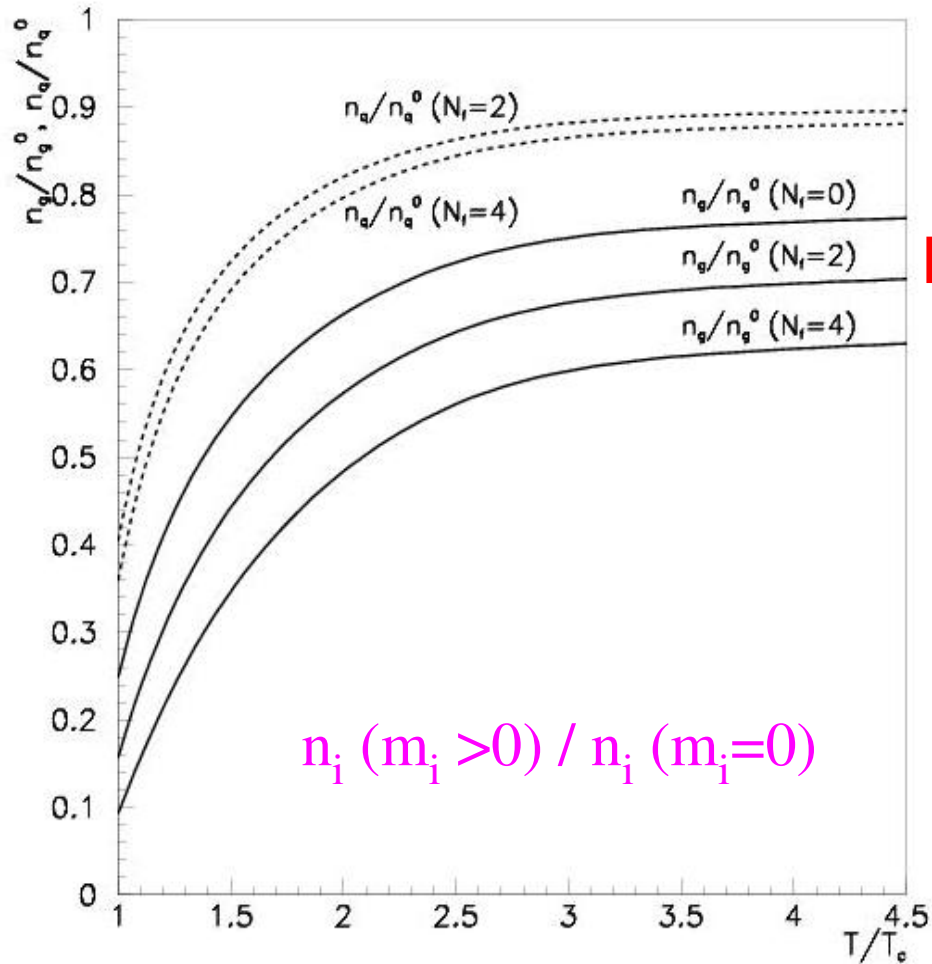
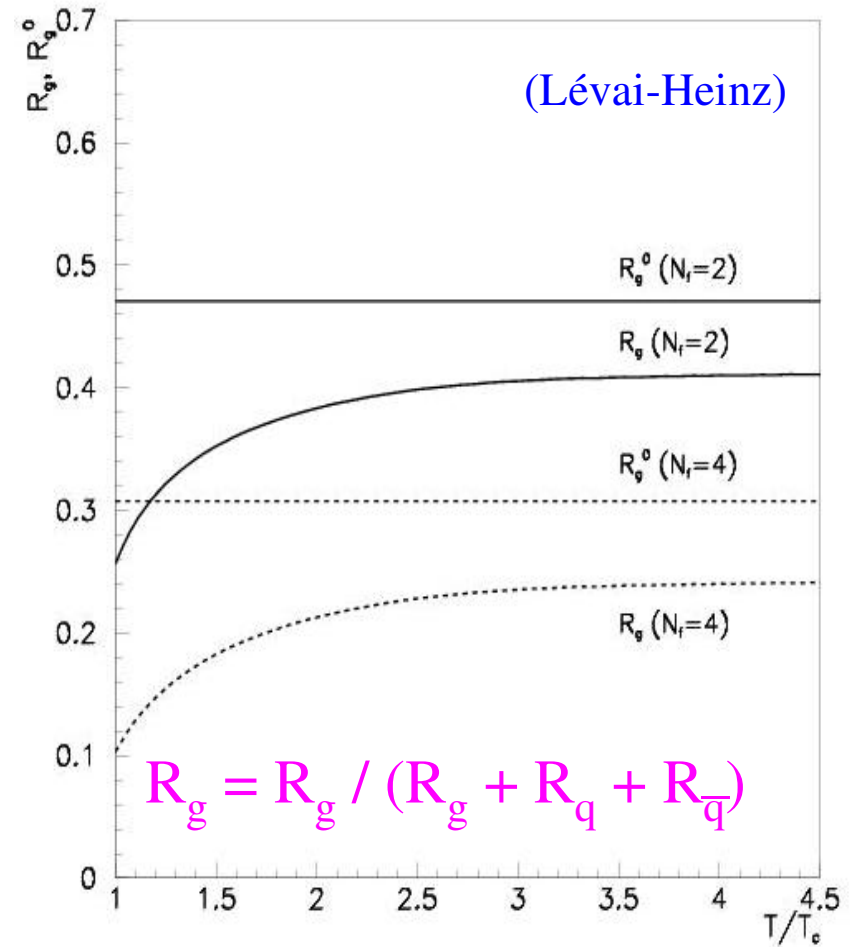


Fig.11. SU(3), $N_f=2,4$ --- $R_g(T)$, $R_q^0(T)$



→ a GLUONok száma erősen lecsökken T_c körül + elbomlanak

KVARK-ANTI-KVARK PLAZMA

SU(3) rács eredmények és egy új kihívás: viszkozitás !!??

Mi is a viszkozitás ? A kölcsönhatás erősségét tükrözi.

Viszkozitás:

$$\eta \approx \varepsilon \lambda \approx \frac{T}{\sigma_{transp}} \approx \frac{T^3}{\alpha_s^2 \log(1/\alpha_s)}$$

Specifikus viszkozitás:

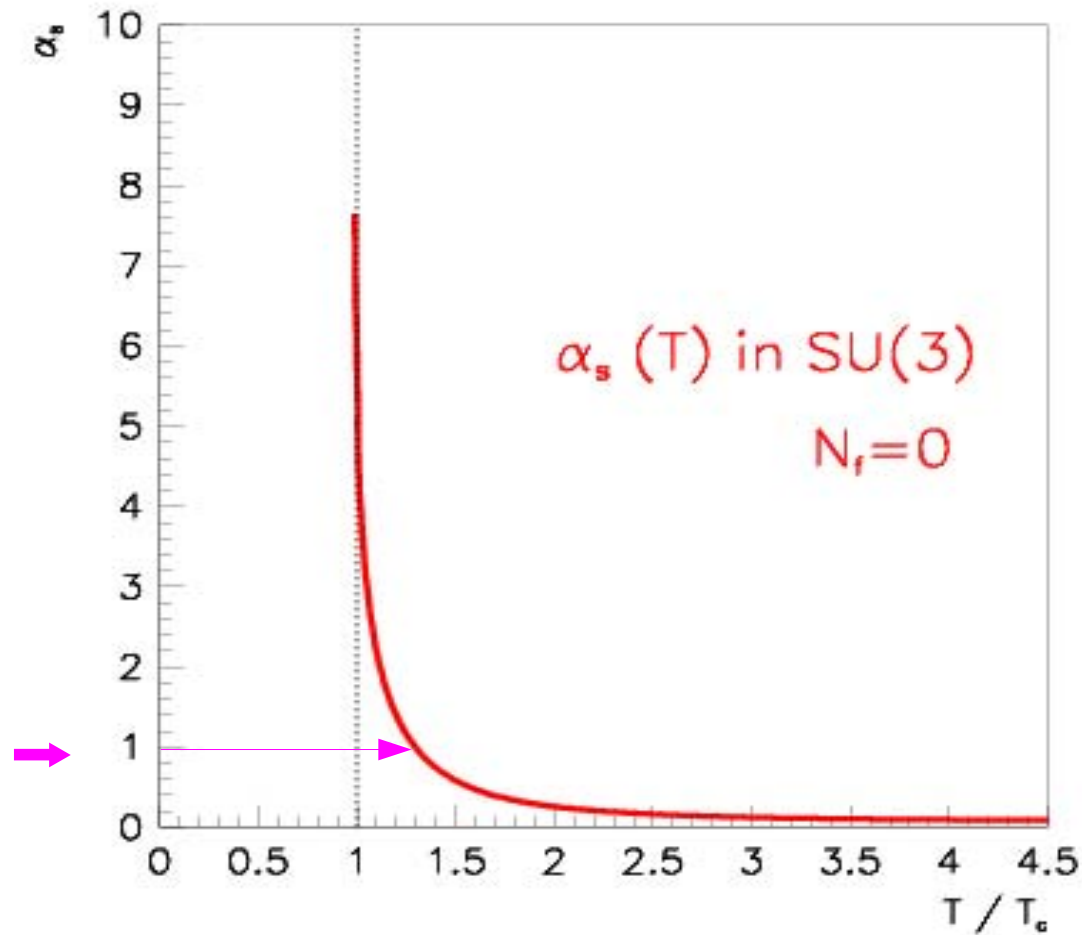
$$\frac{\eta}{s} \approx 3.8 \frac{1}{g^4 \log(2.8/g)}$$

Arnold, Moore, Yaffe (2000, 2003)

**Az $\alpha(T) = g(T)^2 / 4 \pi$ függvény meghatározható a rács-adatokból
utána meghatározható a kvázi-részecske anyag viszkozitása !!!**

Mi ezt egy tiszta gluon-anyagra alkalmazzuk, $N_f = 0$.

SU(3) $N_f=0$ rács-QCD eredmények és az $\alpha(T)$

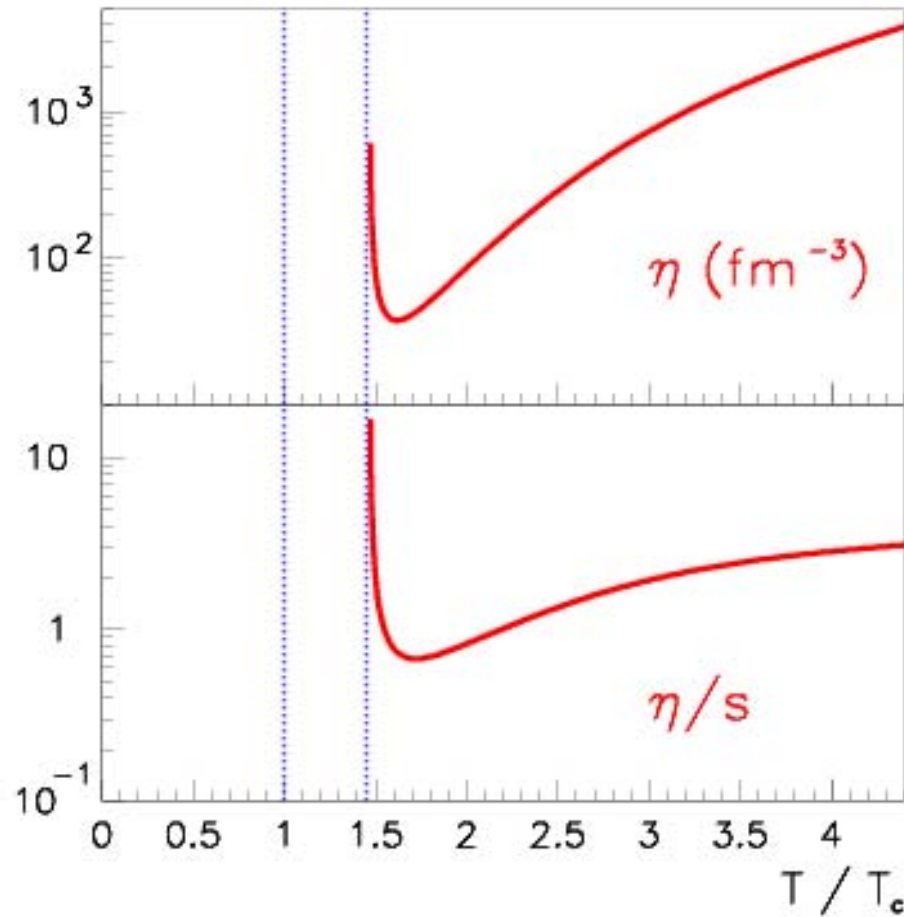


$T \rightarrow T_c \gggggg \alpha_s(T)$ nagyon nagyá válik

Ha $\alpha_s(T) > 1$, akkor az egyszerű viszkozitás formula nem működik.

(Még lehet, hogy ez csak egy közelítésbeli hiba eredménye a képletben.
közelítés előtt kell megnézni az AMY eredményeket.)

SU(3) $N_f=0$ rács eredmények és a viszkozitás [η és η/s T függése]



Minimális érték:

$$\eta = 37.6 \text{ fm}^{-3} \text{ at } T = 1.6 T_c$$

$$\eta / T^3 = 4.01$$

$$\eta/s = 0.672 \text{ at } T = 1.72 T_c$$

Mi történik, ha $T \rightarrow T_c$?

Mikroszkópicusan is meg kell néznünk.

Mikroszkópikus modellek fontossága.

**Probléma: $g_M g_M \rightarrow g_M g_M$
nem mérték invariáns.**

QAP: "Quark-antiquark plasma" a T_c körül
Tömeges kvarkok és gluonok, mint
kölcsonható kvázi-részecskék

Mennyire erős ez a kölcsönhatás?

Mekkora a $\Gamma = E_{\text{pot}}/E_{\text{kin}}$?

Vannak-e színes dikvark, trikvark, ... gerjesztések?

Mi történik egy tiszta gluon anyagban ?

Mi történik, ha nagyon magas hőmérsékletre hevítjük
a QAP állapotot ? Elérhetjük-e a szabad QGP állapotot ?

Új szabadsági fokok megjelenése:

SU(3) Gluon EOS szabad kvázi-gluonokkal

DE a szabadsági fokok száma nem fix, $D(T)$

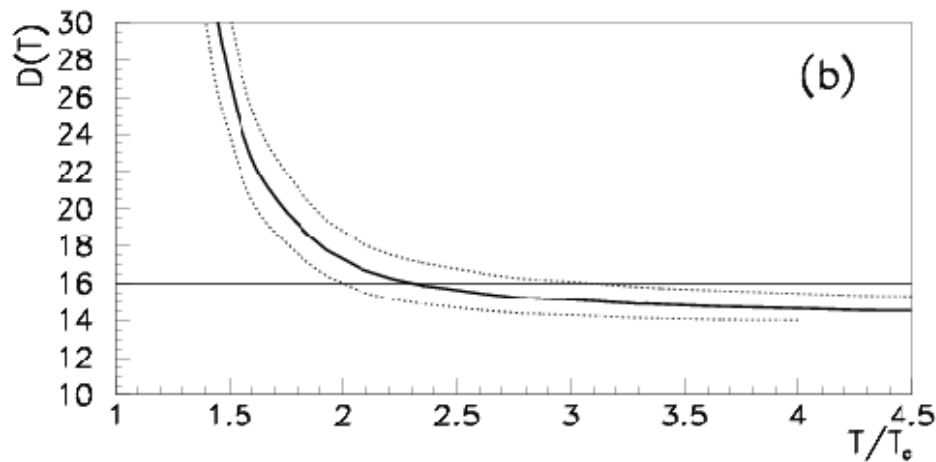
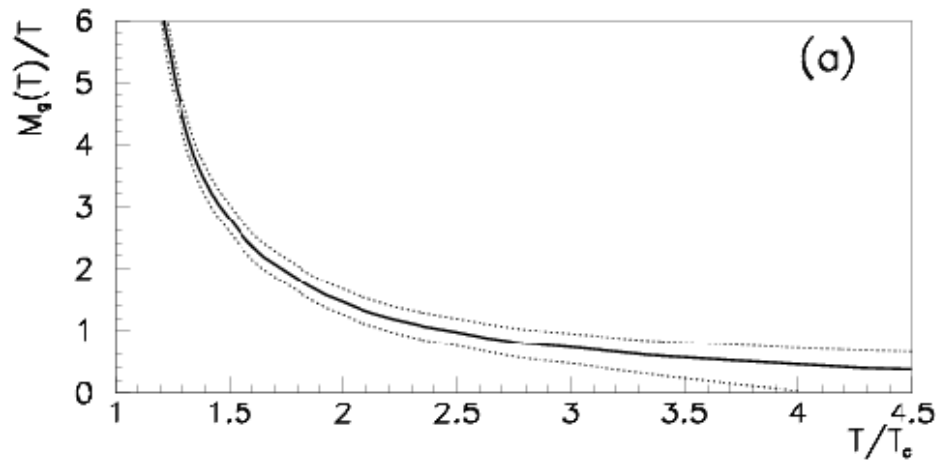
$$P(T) = \frac{D(T)}{(2\pi)^3} \int d^3 p \frac{p^2}{3\sqrt{p^2 + M(T)^2}} \left[\exp \frac{\sqrt{p^2 + M(T)^2}}{T} - 1 \right]^{-1}$$

$$\varepsilon(T) = \frac{D(T)}{(2\pi)^3} \int d^3 p \sqrt{p^2 + M(T)^2} \left[\exp \frac{\sqrt{p^2 + M(T)^2}}{T} - 1 \right]^{-1}$$

$\varepsilon(T), P(T) \rightsquigarrow M(T), D(T)$

SU(3) Gluon EOS szabad kvázi-gluonokkal

Nem-rögzített gluon szabadsági fokok, $D(T)$



$\epsilon(T), P(T) \rightarrow M(T), D(T)$

$T \rightarrow T_c$

$M(T)$ nagyon nagy

$D(T)$ nagyon nagy

Új szabadsági fokok
az egy-gluon állapoton túl?
($T < 2 T_c$ esetén)

Németh A, L.P., 2005

B(T) ↔ a gluonok közötti kölcsönhatás

$$P_{\text{tot}}(T) = P_{\text{kin}}(M(T), T) - B(T)$$

$$\varepsilon_{\text{tot}}(T) = \varepsilon_{\text{kin}}(M(T), T) + B(T)$$

B(T) → vonzó skalár tér

$$B(T) = \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 = \frac{1}{2} \frac{g^2}{m_\sigma^2} n^2$$

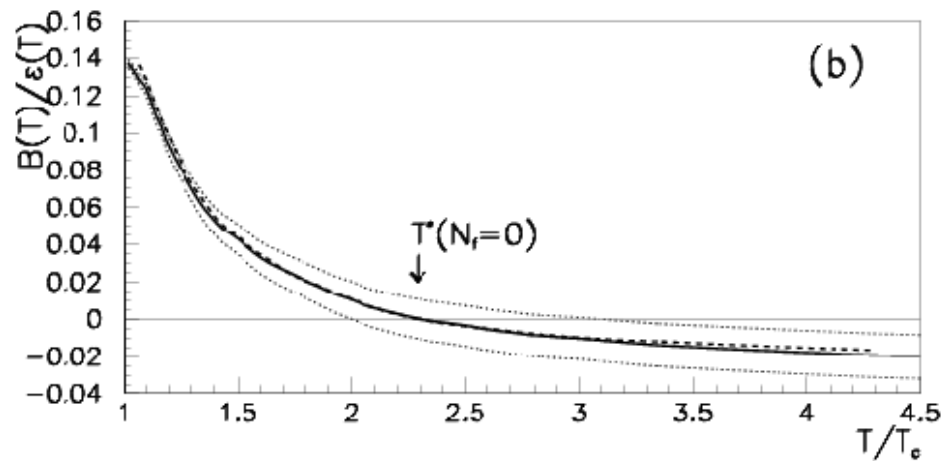
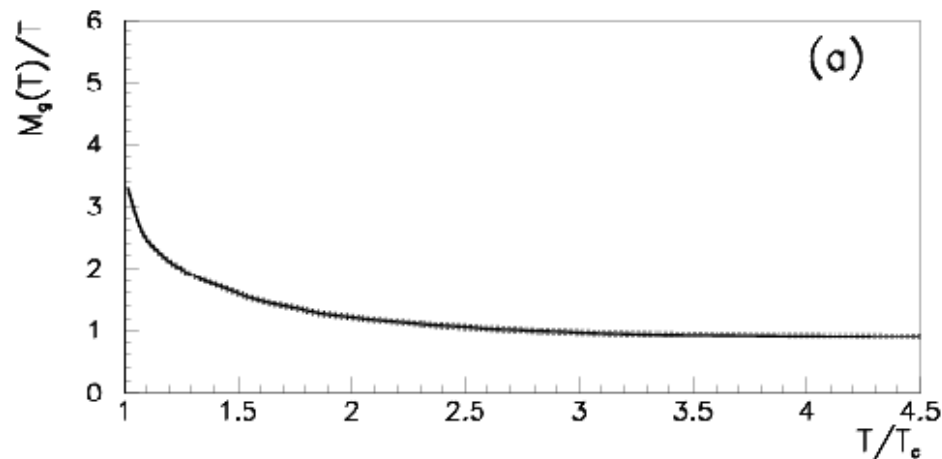
M(T) → effectív tömeg

$$M(T) = M_0(T) - g\sigma = M_0(T) - \frac{g^2}{m_\sigma^2} n$$

U(r) → effectív potenciál a színes gluonok között

$$U(r) = \langle \lambda_i \lambda_j \rangle \alpha_s \frac{e^{-m_\sigma r}}{r} = -\frac{3}{2} \alpha_s \frac{e^{-m_\sigma r}}{r}$$

SU(3) Gluon EOS kvázi-gluonokkal + B(T)



Ha $T \rightarrow 2 T_c$
akkor $B(T) \rightarrow 0$

$U(r) \rightarrow 0$

$m_\sigma \rightarrow \infty$

Szabad kvázi-gluonok !

Egyezés a magas-T pQCD:

$$M_0(T) = \frac{1}{\sqrt{2}} g(T) T$$

[$N_f=0$]

SU(3) Gluon EOS kvázi-gluonokkal + B(T)

Ha $T < 2 T_c$ akkor $B(T) > 0$, $U(r) > 0$

Kölcsönható kvázi-gluonok !

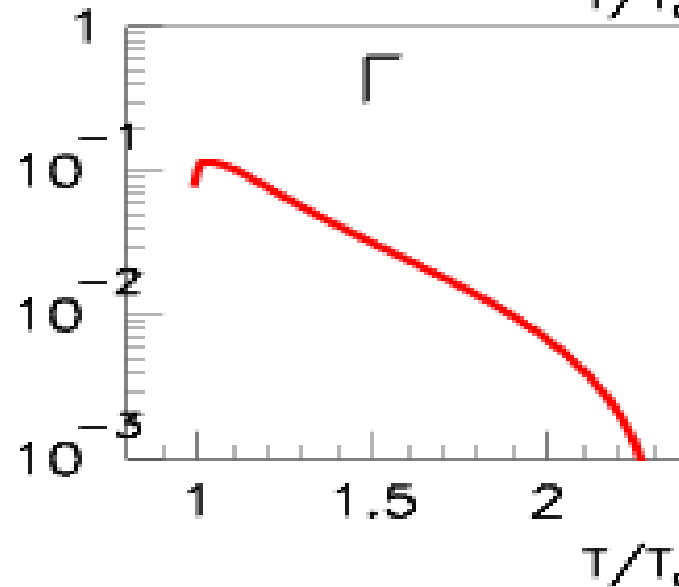
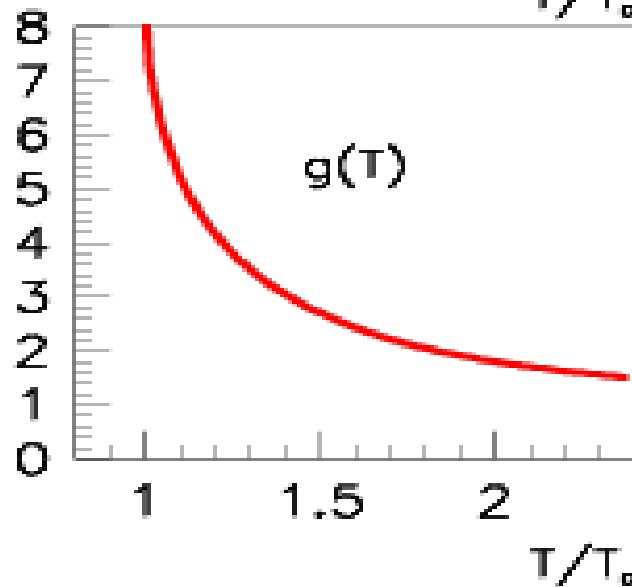
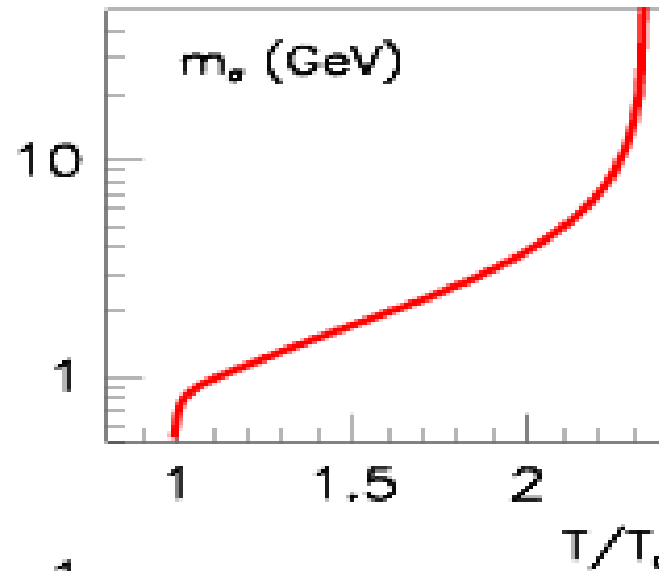
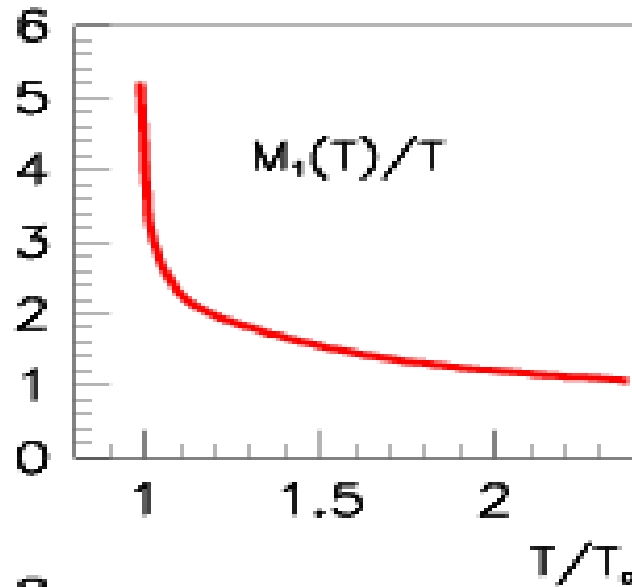
Milyen nagy a $\Gamma = E_{\text{pot}} / E_{\text{kin}}$?

$$E_{\text{pot}} = \frac{1}{V_0} \int d^3 r \frac{e^{-m_\sigma r}}{r} = \frac{3n}{m_\sigma^2}$$

$$E_{\text{kin}} = \frac{\varepsilon_{\text{tot}} - B}{n}$$

$$\Gamma = \frac{3}{m_\sigma^2} \frac{n^2}{\varepsilon_{\text{tot}} - B}$$

Kölcsönható egy-gluon kvázi-részecskék, $\Gamma = E_{\text{pot}} / E_{\text{kin}}$



KÖLCSÖNHATÁS → Multi-gluon állapotok: 2g, 3g, 4g, ...

Singlet (1) vonzó

Oktet (8) vonzó

Decuplet (10) semleges

Magasabb multiplettek taszítóak

$$M_i(T) = iM_0(T) - g\sigma = iM_0(T) - \frac{g^2}{m_\sigma^2} \sum n_i$$

Multi-gluon állapotok	1	8	10	27	28	35	64	80	...
8⊗8	1	2	2	1	0	0	0	0	
8⊗8⊗8	2	8	8	6	0	4	1	0	
8⊗8⊗8⊗8	8	32	40	33	4	30	12	0	
8⊗8⊗8⊗8⊗8	32	145	200	180	40	200	94	10	
8⊗8⊗8⊗8⊗8⊗8	145	702	1050	999	322	1260	660	140	
8⊗8⊗8⊗8⊗8⊗8⊗8	702	3598	5712	5670	2352	7840	4424	1400	

A multi-gluon állapotok elnyomása: $\Gamma * (2g, 3g, 4g, \dots)$
(szétbomlanak és újra létrejönnek)

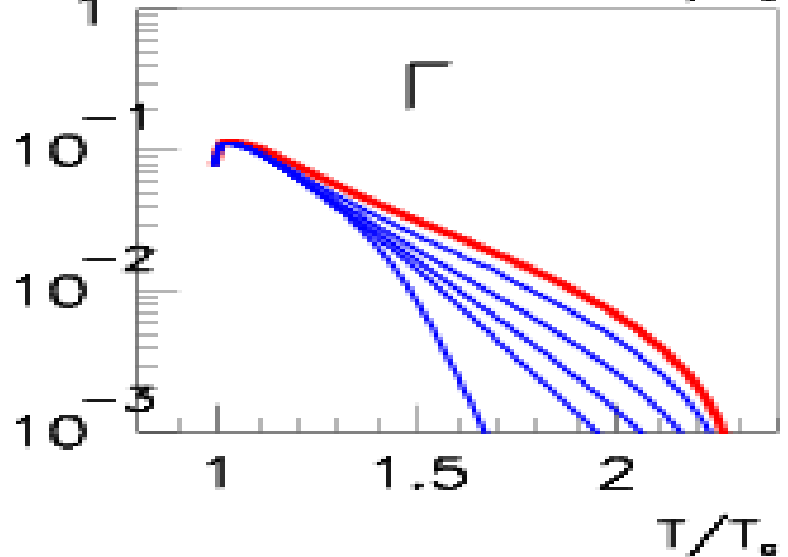
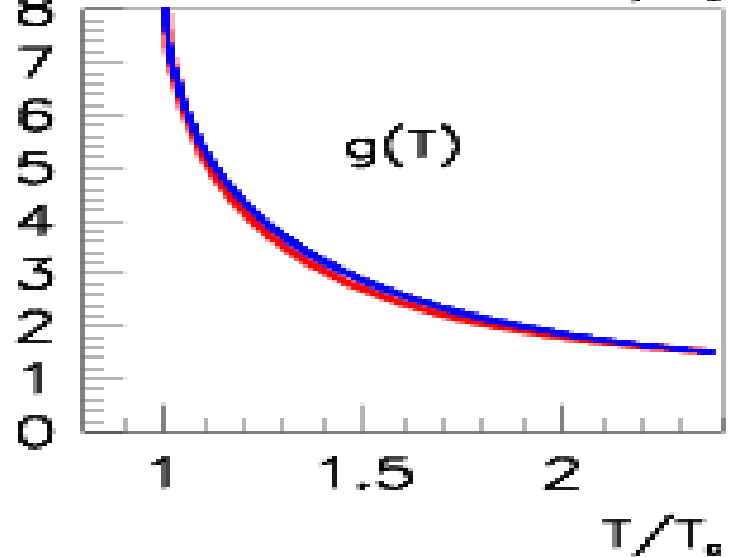
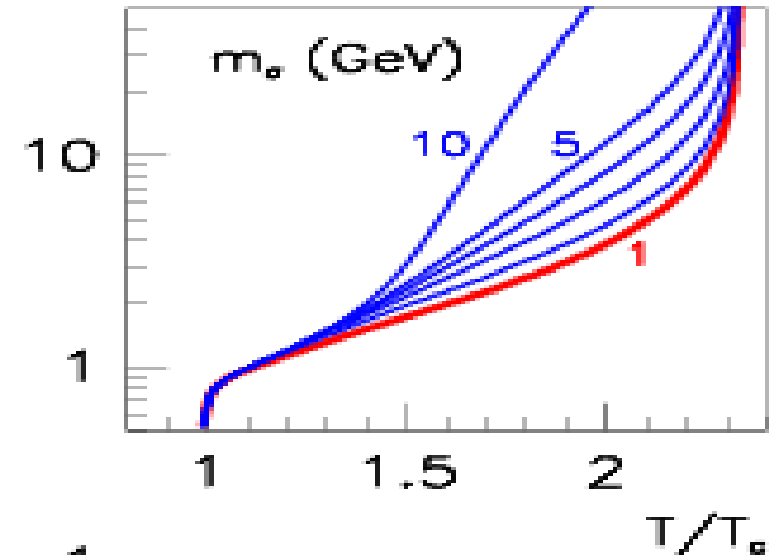
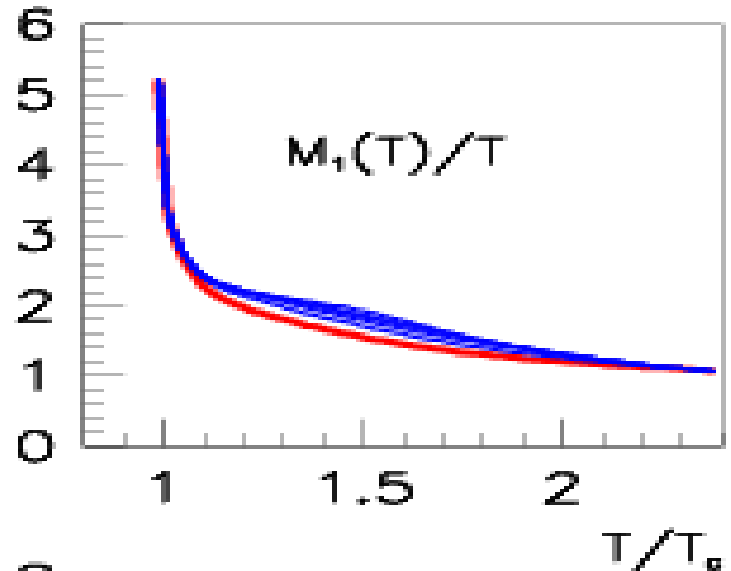
$$P(T) = P_1(M_1, T) + C(T) * \sum_2^{\infty} P_i(M_i, T) - B(T)$$

$$\varepsilon(T) = \varepsilon_1(M_1, T) + C(T) * \sum_2^{\infty} \varepsilon_i(M_i, T) + B(T)$$

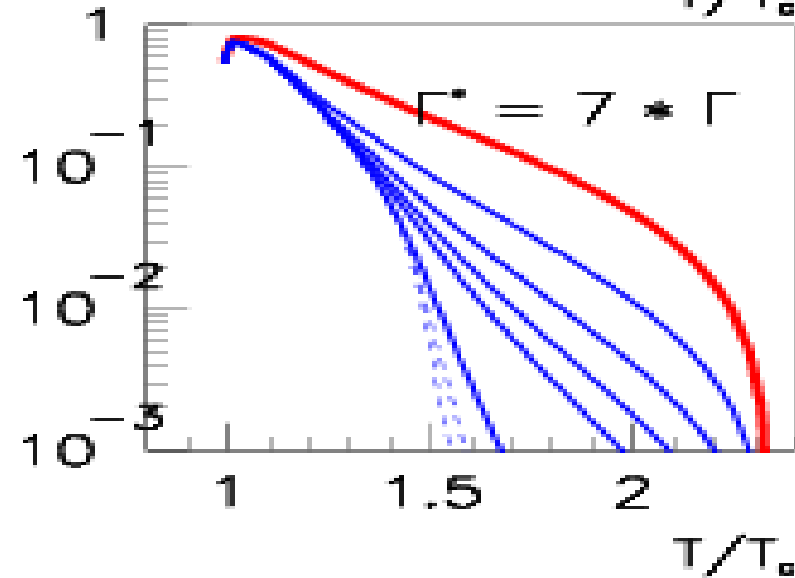
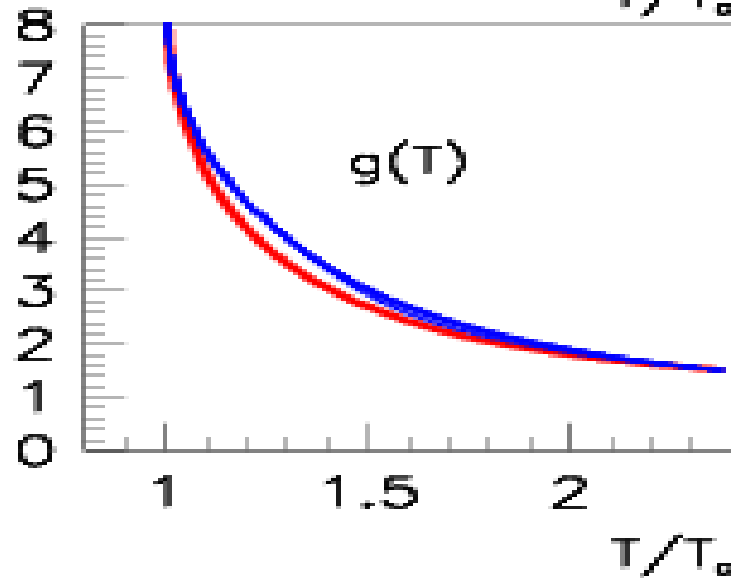
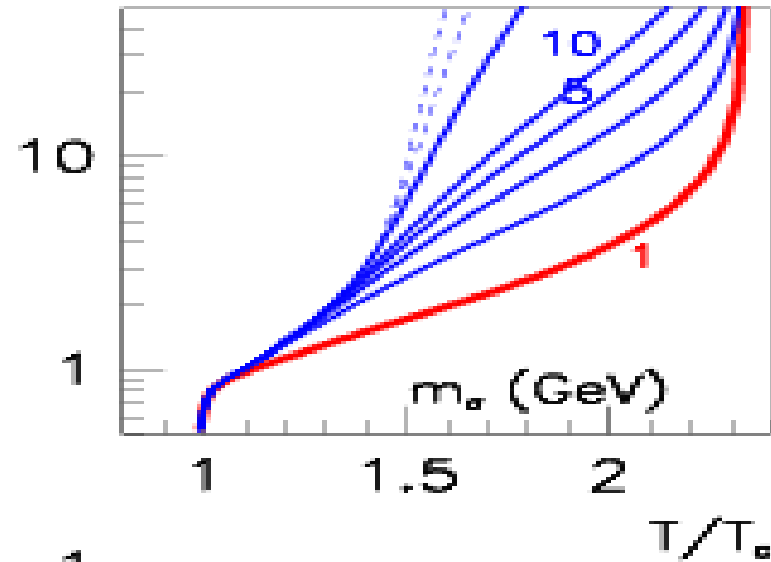
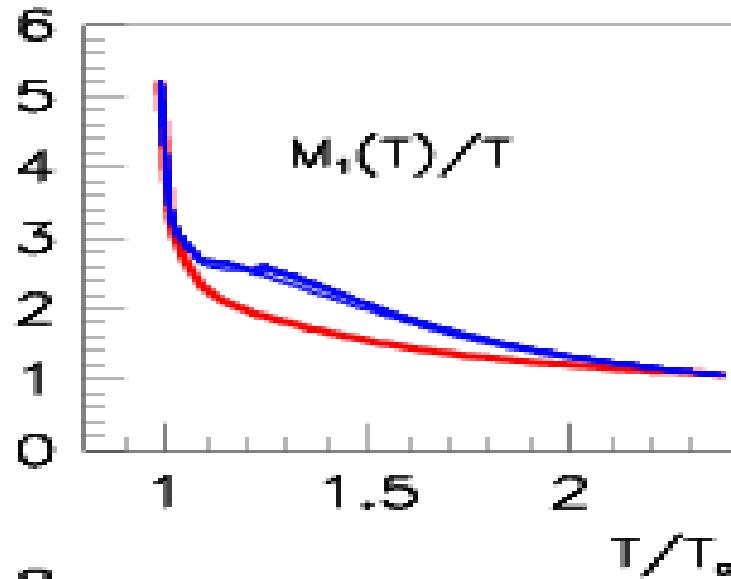
$$n(T) = n_1(M_1, T) + C(T) * \sum_2^{\infty} n_i(M_i, T)$$

$$C(T) = \kappa * \Gamma(T)$$

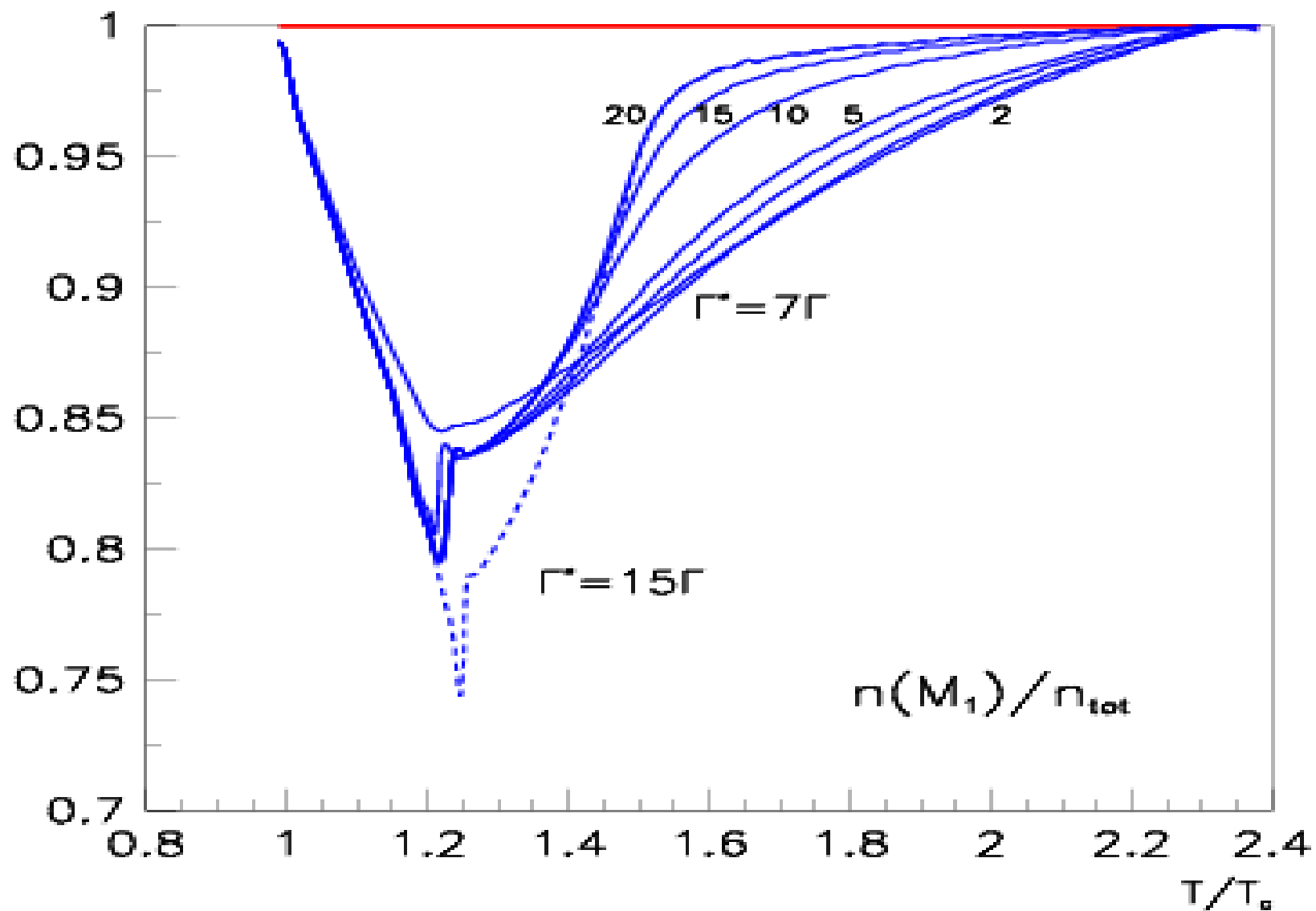
Kölcsönható multi-gluon állapotok (2,3,4,5,...,10) : $\Gamma = E_{\text{pot}} / E_{\text{kin}}$



Kölcsönható multi-gluon állapotok (2,3,4,5,...,10), $\Gamma = E_{\text{pot}} / E_{\text{kin}}$



Az 1g állapot relatív sűrűsége a total sűrűséghez képest



Magyarázat:

Multi-gluon állapotoknak kicsi a szerepe T_c -nél

Multi-gluon állapotok járuléka magasabb T -nél jelentkezik,
de magas hőmérsékleten elnyomás lép föl.

Végeredményképpen egy kis ablak marad:

$$1.05 < T/T_c < 1.15$$

itt léteznek multi-gluon állapotok

Az egy-gluon (egy-kvark) állapotok jó szabadsági fokok
 T_c körül és magas hőmérsékleteken.

EOS a kvarkanyagban – kvarktömeg eloszlással - 1

T.S. Bíró, P.L., P. Ván, J. Zimányi, hep-ph/0606076

Szabad részecske spektrál függvény:

$$\rho(s) = \delta(s - m^2) = \frac{1}{2E} \delta(E - \sqrt{p^2 - m^2})$$

Szétkent tömegeloszlás \equiv folytonos, véges szélességű spectrál fv.

$$\rho(s) = \int dm w(m) \delta(s - m^2) = \frac{w(\sqrt{s})}{2\sqrt{s}}$$

A teljes nyomás:

$$p(T, \mu) = \int dm w(m) p_m(T, \mu)$$

Tömeg eloszlás egyenlet skála-függvénnyel:

$$w(m) = \frac{1}{T_c} f\left(\frac{m}{T_c}\right)$$

EOS a kvarkanyagban – kvarktömeg eloszlással - 2

A nyomás m tömeg esetén (relat. Boltzmann approx):

$$p_i(T, \mu, m) = d_i \frac{1}{2\pi^2} m^2 T^2 K_2\left(\frac{m}{T}\right) e^{\frac{\mu}{T}}$$

Gluon + kvark + antikvark járulékok m tömeg esetén:

$$p_m(T, \mu) = p_g + p_{q+\bar{q}} = \gamma\left(\frac{\mu}{T}\right) \frac{1}{\pi^2} m^2 T^2 K_2\left(\frac{m}{T}\right)$$

Teljes nyomás:

$$p(T, \mu) = \gamma\left(\frac{\mu}{T}\right) \frac{1}{\pi^2} \sigma(g) T^4$$

Itt a $\sigma(g) \leftrightarrow f(t)$ hordoznak információt a tömegeloszlásról:

$$\sigma(g) = \int_0^\infty f(t) \frac{(gt)^2}{2} K_2(gt) dt$$

$$f(t) = \frac{2}{i\pi} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \sigma(g) \frac{I_2(gt)}{gt} dg$$

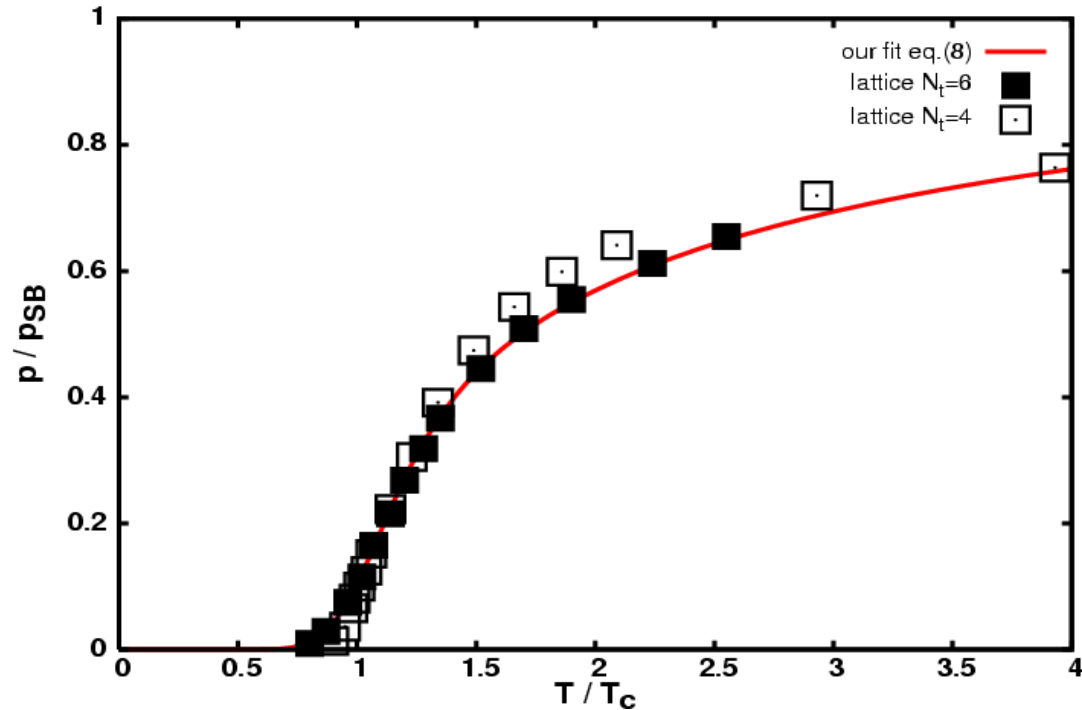
Meijer K-transzformáció

$$g = m/T_c$$

$$t = T_c \sqrt{T}$$

EOS a kvarkanyagban – kvarktömeg eloszlással -3

Kiindulás: közelítsük a p/p_{SB} rács adatokat egy $\sigma(g)$ függvénnyel:



$$p(T, \mu) = \gamma\left(\frac{\mu}{T}\right) \frac{1}{\pi^2} \sigma(g) T^4$$

$$\sigma(g) = \exp(-\lambda g) \frac{1 + e^{-a/b}}{1 + e^{(g-a)/b}}$$

$$\lambda = 1.08$$

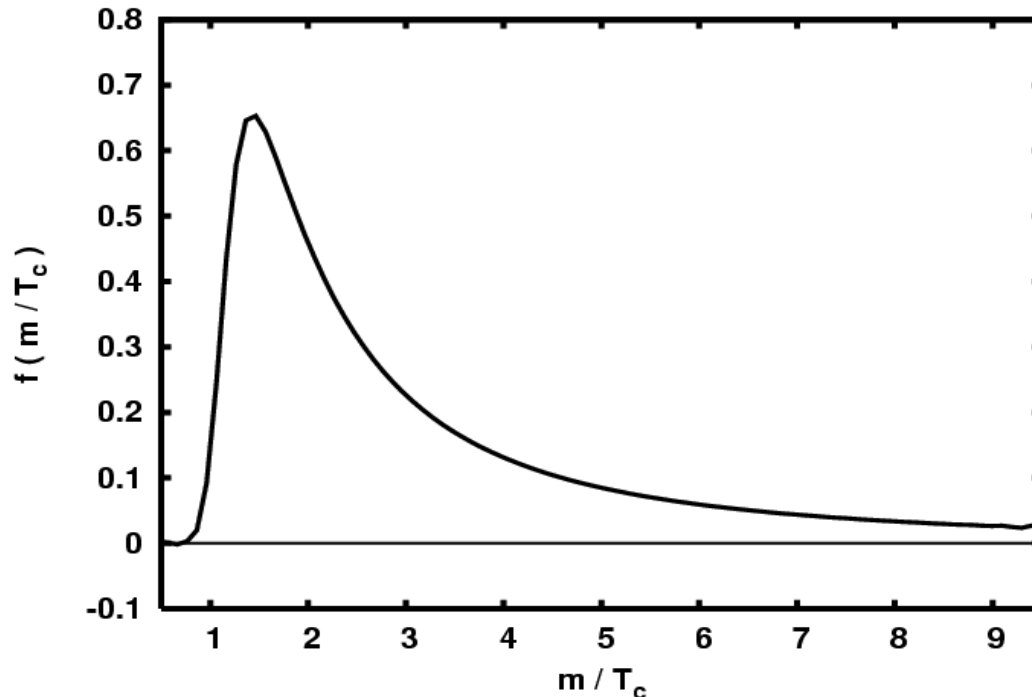
$$a = 0.91$$

$$b = 0.11$$

$$g = T_c/T$$

EOS a kvarkanyagban – kvarktömeg eloszlással -4

Egy inverz Meijer transformáció elvégzése után megkapjuk $f(t)$ -t !



“Mass gap” !!

$$f(t) = 0 \quad \text{at } t < 1$$

[Witten-Yaffe, YM anyag]

Az így kapott $f(t)$ egyértelműen meghatározott és az összes információt hordozza a nyomásról és a kölcsönhatásról !

Egy adott erősen kölcsönható rendszer \equiv tömegeloszlás !

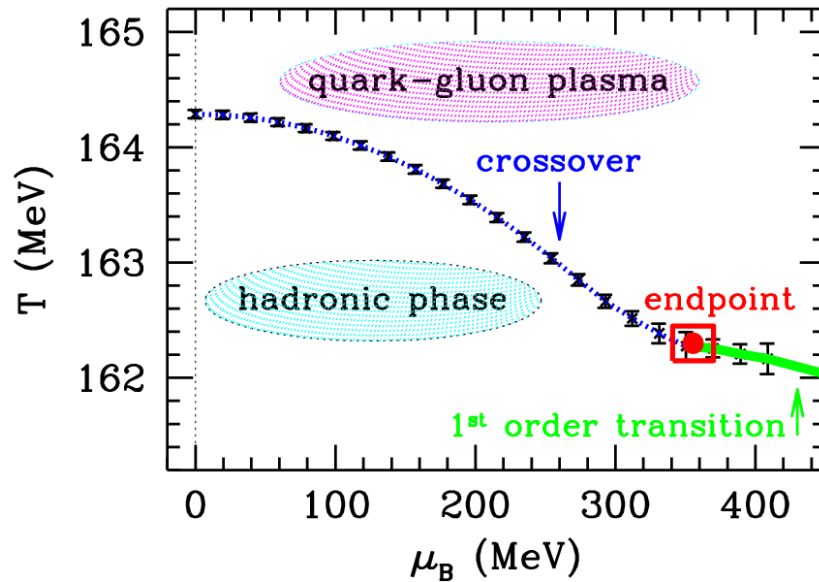
Molecular Dynamical simulation of the Quark Matter:

(P. Hartmann, Z. Donko, G. Kalman, P.L. - [nucl-th/0601017](#))

- Motivation
 - strongly interacting quark-gluon plasma
 - classical, strongly coupled, abelian plasmas
- The molecular dynamics simulation
 - potential model for QCD forces
 - color rotation (random gluon interaction)
- Results of the simulation
 - resonant plasma heating
 - clusterization, correlation
- Results of the model
 - Γ plasma coupling parameter

The quark-gluon plasma

Lattice QCD (Fodor, Katz; JHEP 040 (2004) 050):



Latest results:

- Cross-over phase transition
- Strongly correlated (liquid-like) system
- Massive quasi particles



Similar properties to classical, strongly interacting abelian plasma (with large Γ)

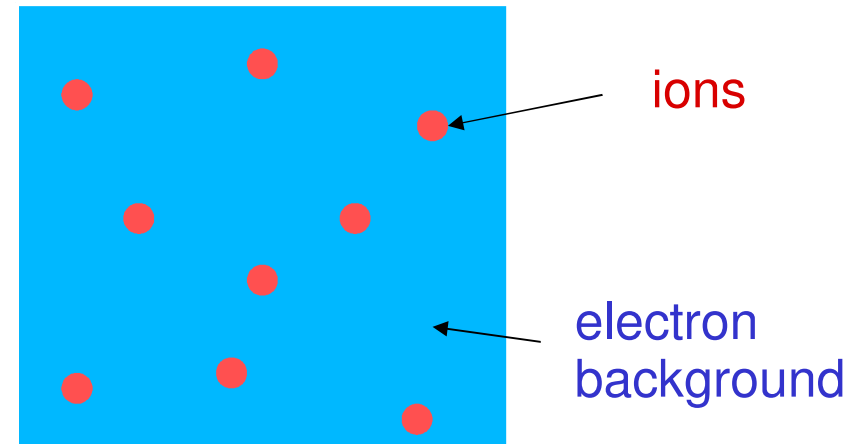
The aim of this work is to apply One Component Plasma (OCP) methods to describe sQGP properties.

Classical strongly coupled plasmas

The simplest system: classical one-component plasma (OCP).

OCP: charged heavy particles immersed into a homogeneous neutralizing background.

interaction (Coulomb) potential: $V(r) = \frac{Q^2}{r}$

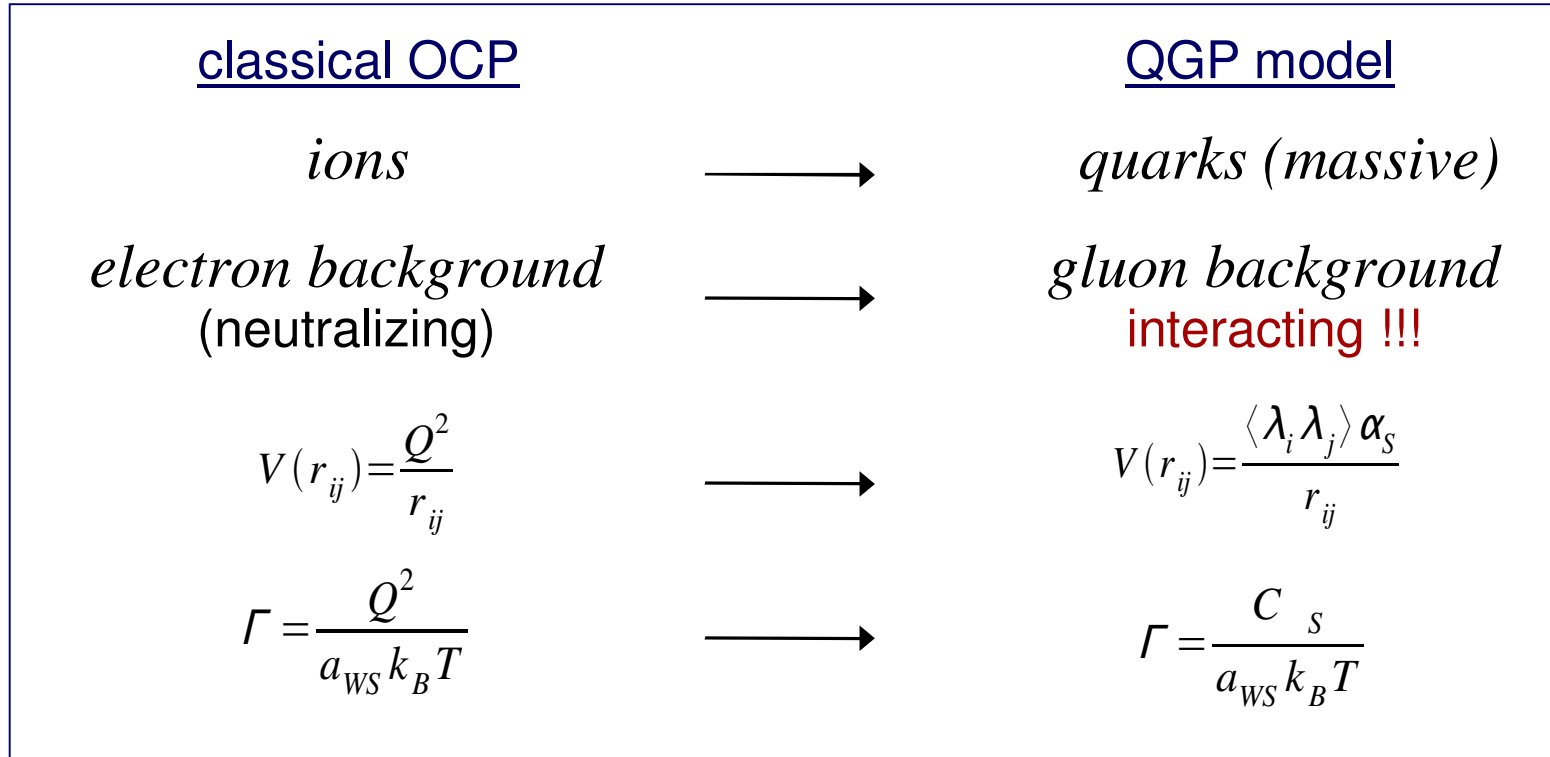


particle density	n	}	}	plasma coupling parameter	$\Gamma = Q^2 / (a_{WS} k_B T)$
particle mass	m			ion sphere radius	$a_{WS} = \sqrt[3]{3 / (4 \pi n)}$
electric charge	Q			plasma frequency	$\omega_p = \sqrt{4 \pi Q^2 n / m}$
Temperature	T				

investigated properties:

- structure (pair correlation function, static structure function)
- thermodynamics (internal energy, compressibility, equation of state)
- transport phenomena (thermal conductivity, shear viscosity, diffusion)
- collective dynamics (density and current fluctuations, dispersion relations)

Our sQGP model is rooted on the classical OCP model. The links are:



The numerical simulation is based on the classical molecular dynamics scheme:

- calculating the forces acting on each particle due to all other particles
- integrating the equation of motion for all particles in each time-step
- using periodic boundary conditions to handle long range forces
- implementing color rotation due to random gluonic interaction

Potential model for QCD interaction

color dependent interaction potential between quark i and j : $V = \langle \lambda_i \lambda_j \rangle \frac{\alpha}{r_{ij}}$

possible two-quark states (R , G and B are the single-quark color states):

$ RR\rangle$	$\Psi = \Psi_1(R)\Psi_2(R)$
$ GG\rangle$	$\Psi = \Psi_1(G)\Psi_2(G)$
$ BB\rangle$	$\Psi = \Psi_1(B)\Psi_2(B)$
$ RG\rangle$	$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_1(R)\Psi_2(G) + \Psi_1(G)\Psi_2(R)]$
$ RB\rangle$	$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_1(R)\Psi_2(B) + \Psi_1(B)\Psi_2(R)]$
$ GB\rangle$	$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_1(G)\Psi_2(B) + \Psi_1(B)\Psi_2(G)]$
$ RG\rangle_{Anti}$	$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_1(R)\Psi_2(G) - \Psi_1(G)\Psi_2(R)]$
$ RB\rangle_{Anti}$	$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_1(R)\Psi_2(B) - \Psi_1(B)\Psi_2(R)]$
$ GB\rangle_{Anti}$	$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_1(G)\Psi_2(B) - \Psi_1(B)\Psi_2(G)]$

color factor:

$$\langle \lambda_i \lambda_j \rangle = \frac{1}{2} \left[\langle (\lambda_i + \lambda_j)^2 \rangle - \langle \lambda_i^2 \rangle - \langle \lambda_j^2 \rangle \right] \begin{cases} +1/3 & \text{symmetric (6)} \\ -2/3 & \text{antisymmetric (\bar{3})} \end{cases}$$

MD results

In the following we present preliminary molecular dynamics results for quark plasma with physical parameters:

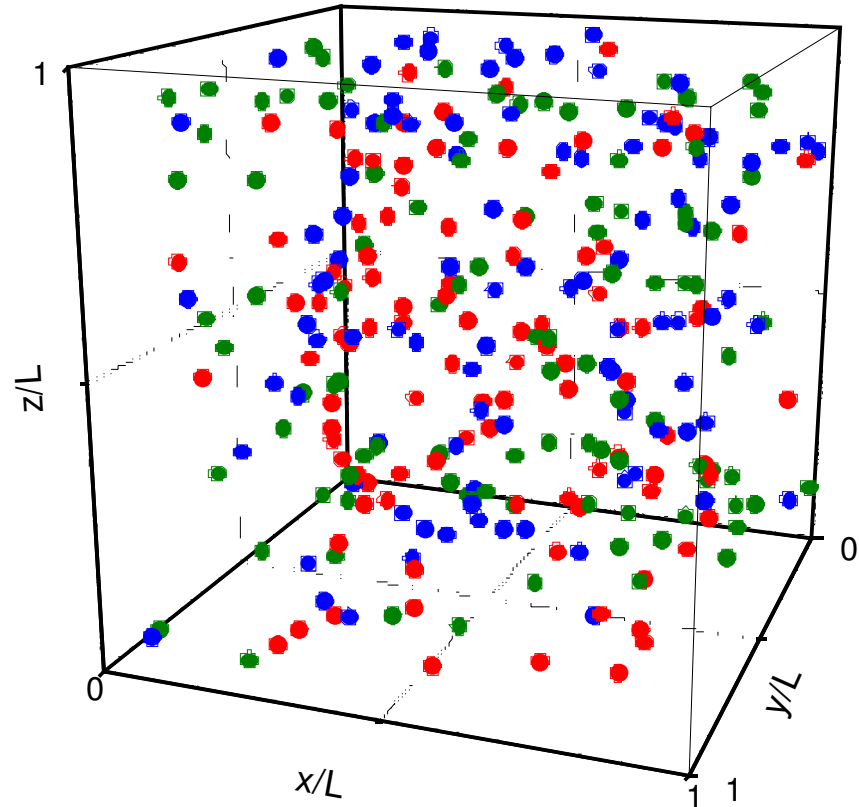
- kinetic temperature, $T_0 = 200$ MeV
- particle density, $n = 10$ quarks / fm³
- interaction strength, $\alpha_s = 1$
- quark mass, $m = 300$ MeV

and technical parameters:

- number of particles, $N = 300$
- starting positions = random
- initialization time, $t_i = 10^{6+1} dt$
- measure time, $t_m = 2 \times 10^5 dt$
- time-step, $dt = 5 \times 10^{-5}$ fm

measured parameters are:

- kinetic temperature, $T(t)$
- pair correlation function, $g(r)$
- energy distribution function, $f(\varepsilon)$



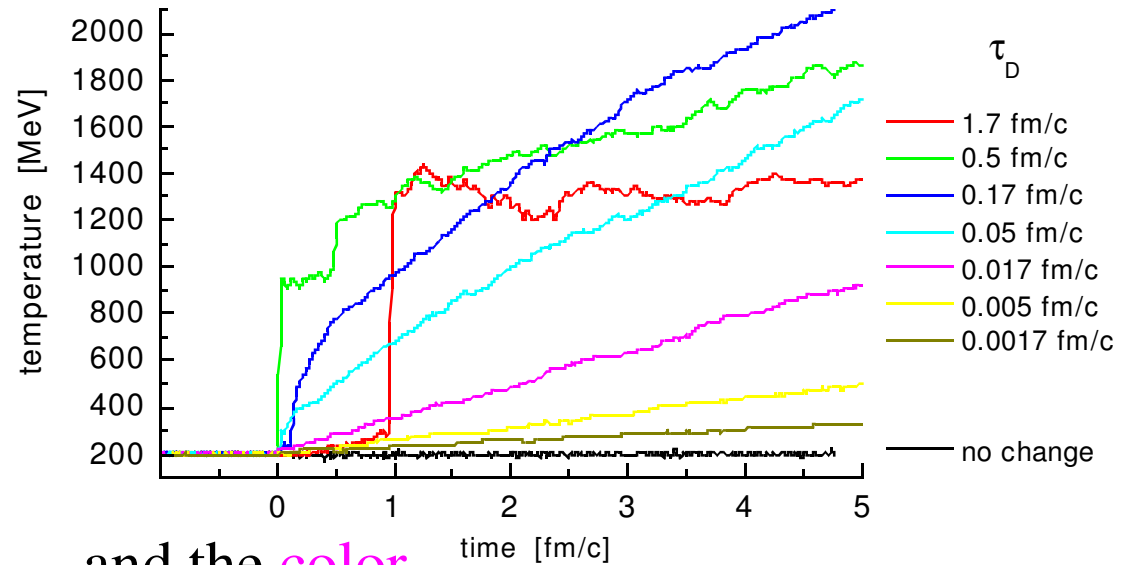
Resonant plasma heating

Increase of system temperature appears due to the redistribution of the interparticle forces

(reassignment of D terms):

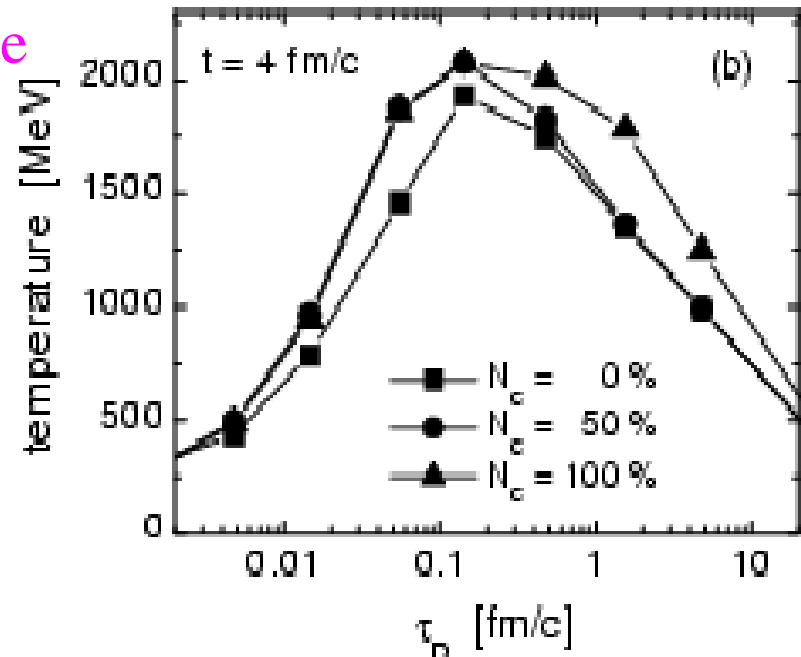
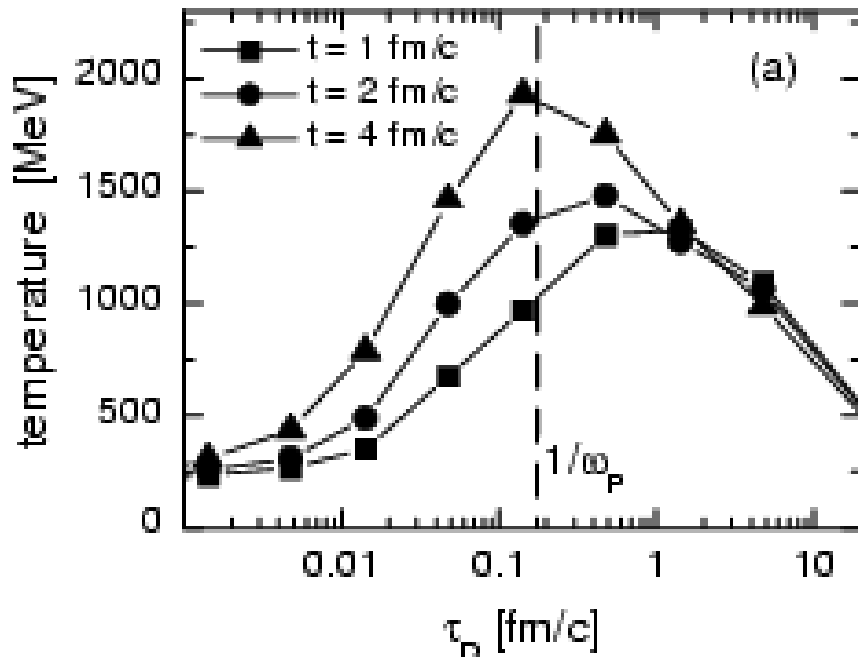
Heating rate depends on τ_D

$$1/\omega_p$$



and the color

rotation rate



Correlations

$g(r)$ pair-correlation function:

liquid or gas

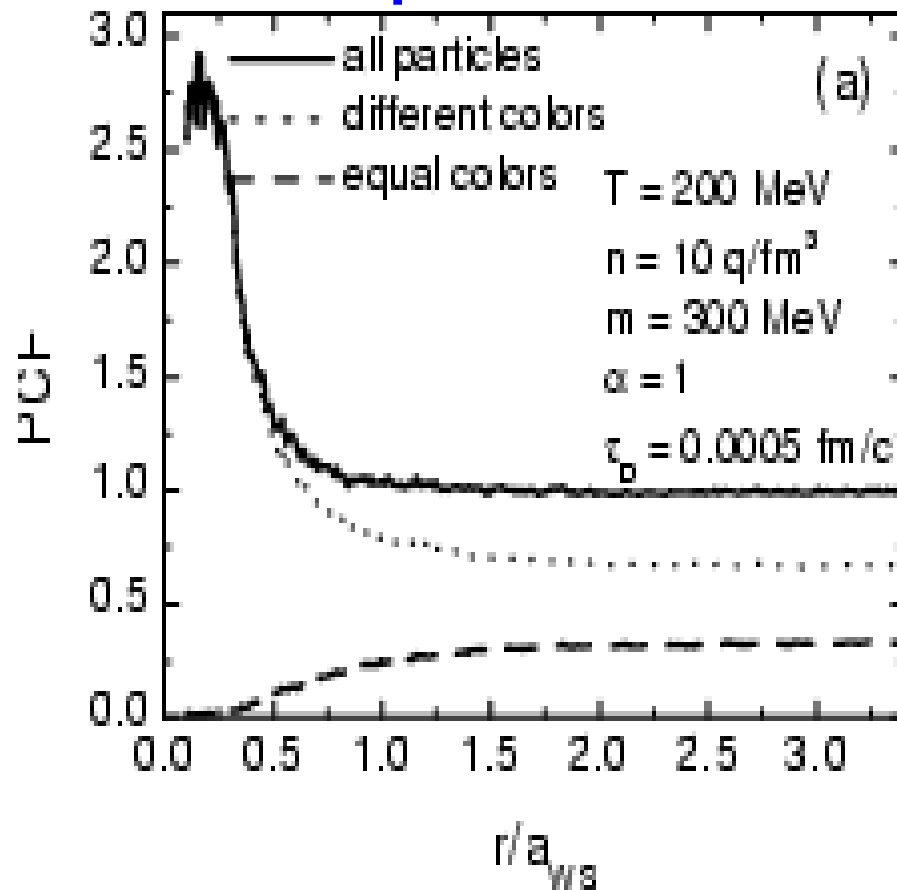
repulsive species:

gas-like behaviour

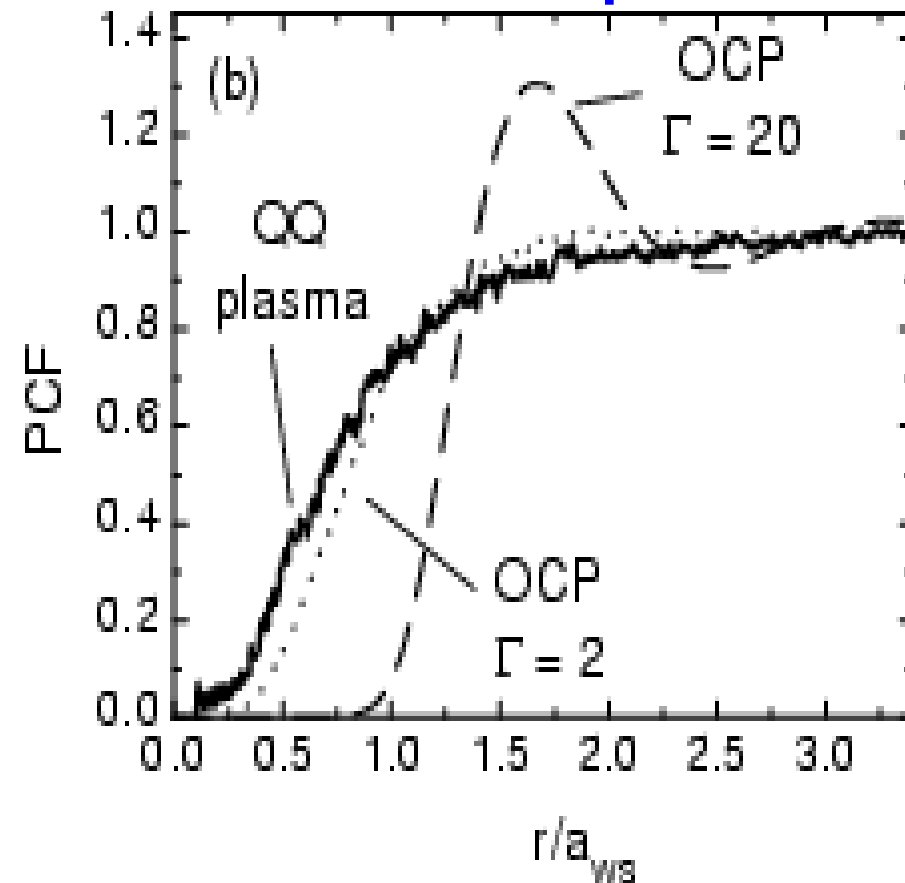
attractive species:

strong correlation (clusterization)

QQ plasma

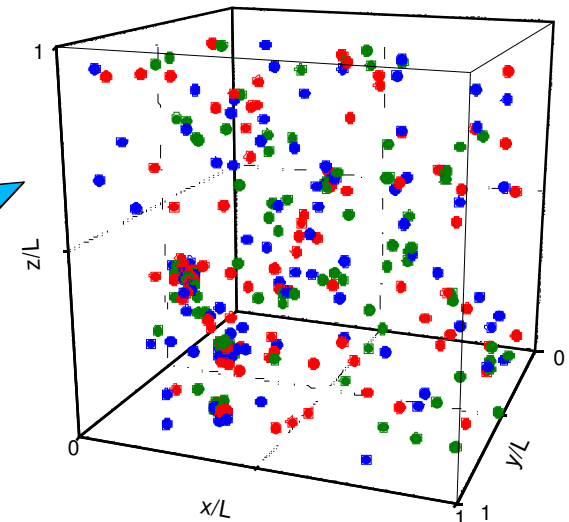
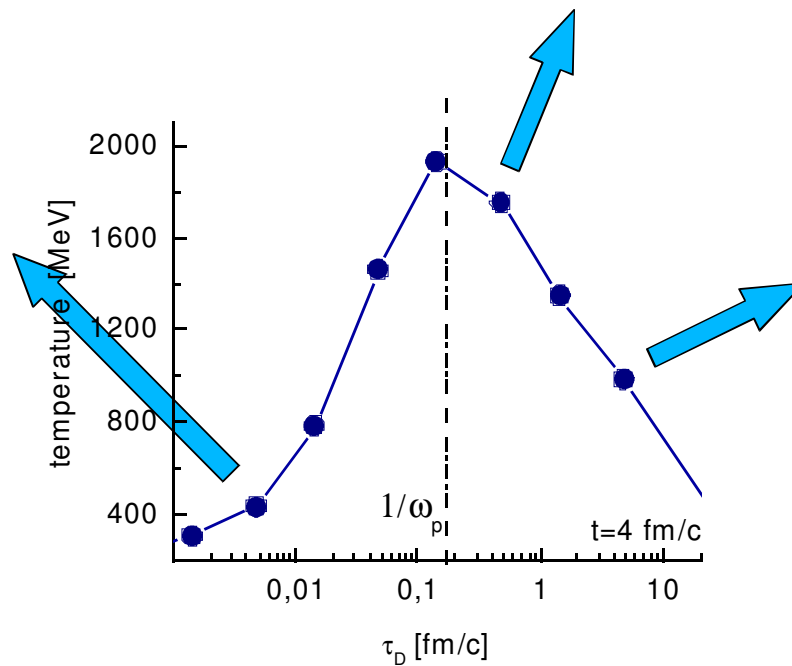
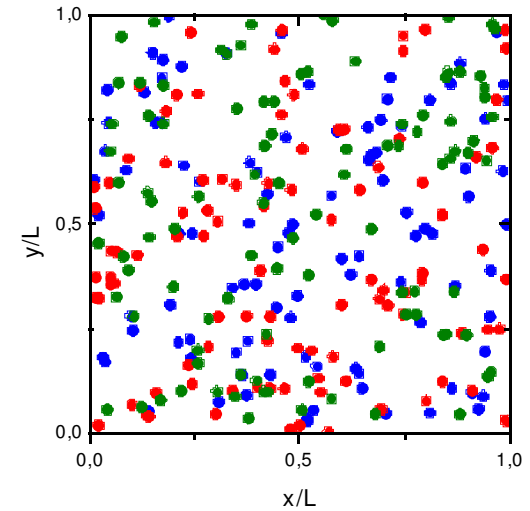
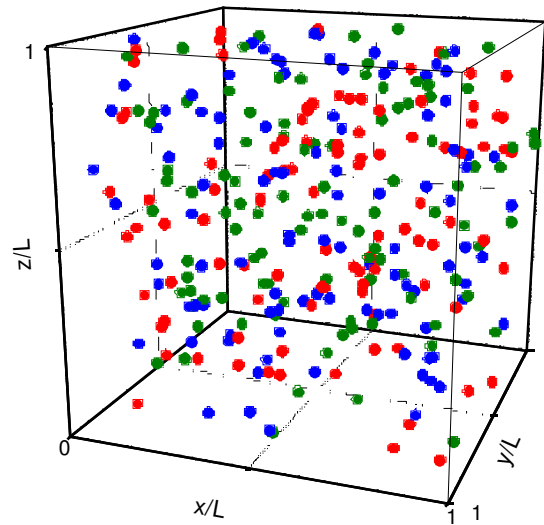
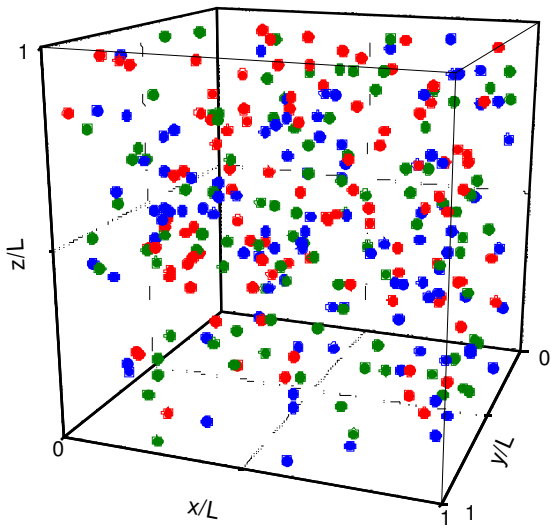


QQ and ee plasma



Clusterization

The structural evolution of the system is determined by the time dependence of the interaction (& color rotation) :

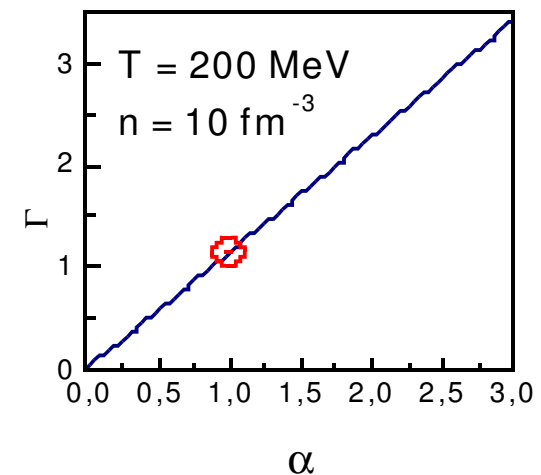
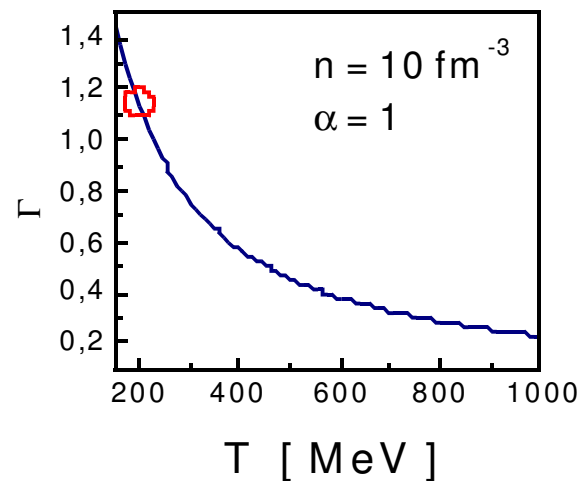
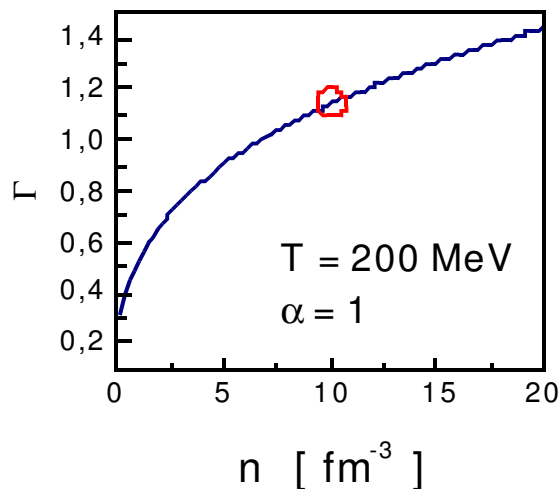


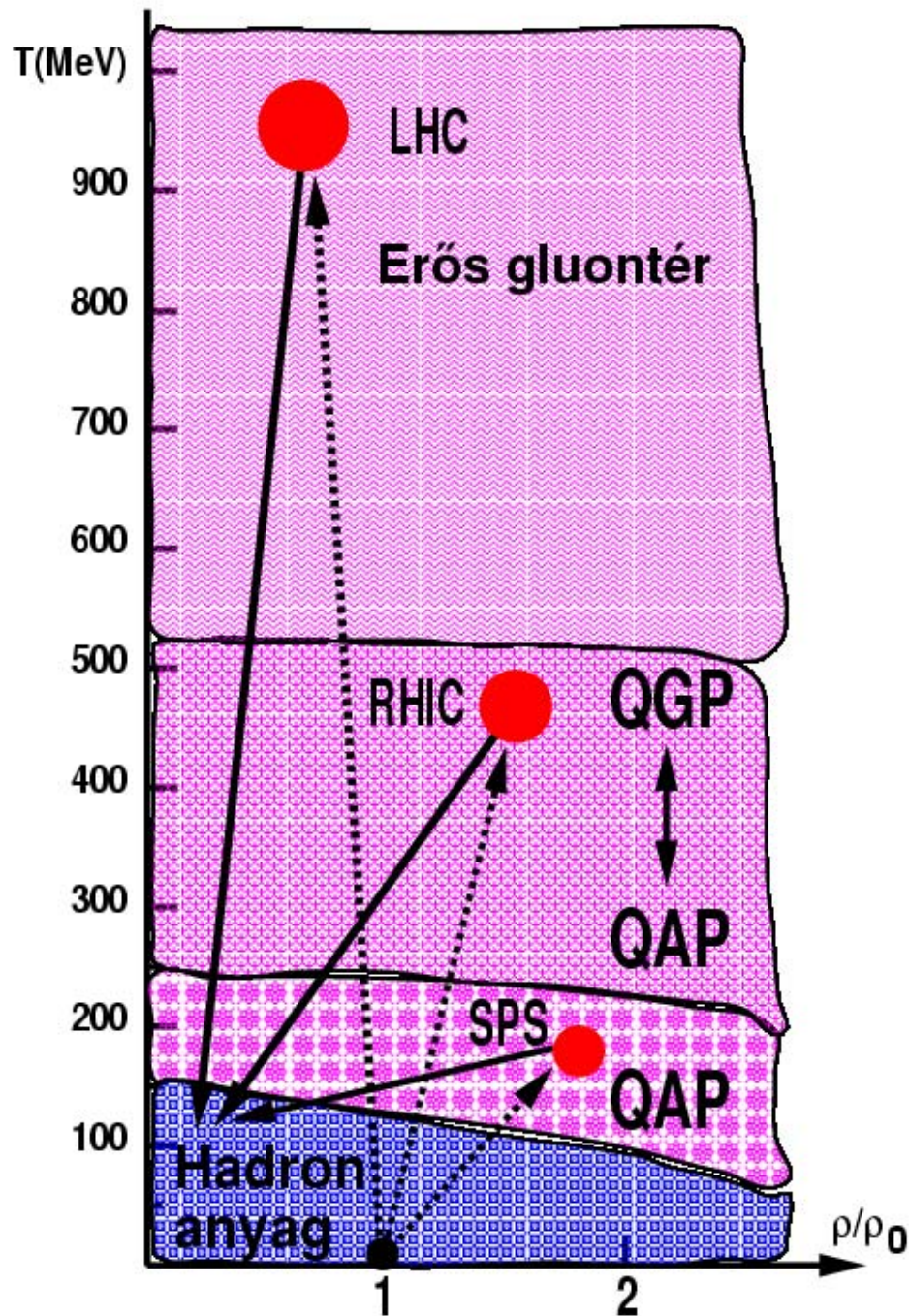
The plasma coupling parameter - Γ

What is the value of Γ for the quark plasma?

<u>OCP [in SI units]</u>		<u>quark plasma</u>
$V(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} = \alpha_E \frac{1}{r}$	$\alpha_S \approx 137 \alpha_E$	$V(r) = \alpha_S \frac{\langle \lambda_i \lambda_j \rangle}{r}$
$\Gamma = \frac{\alpha_E}{a_{WS} k_B T}$		$\Gamma = \frac{C_s}{a_{WS} k_B T}$

default parameters: $n = 10 \text{ fm}^{-3}$, $T = 200 \text{ MeV}$, $\alpha_S = 1$, $C = 4/3 \Rightarrow \Gamma = 1.15$





Elméleti összefoglalás:

Rács-QCD és effektív térelméletek sok információt adtak az EOS-ra.

Termikus analízis csak a hadronikus állapotra ad információt, amelyek nagyon hasonlóak RHIC és LHC energián.

A QGP-anyagból csak egy nagyon kis mintát állítunk elő, rövid ideig:

$$V = (10 \text{ fm})^3$$

$$t = 3 - 5 \cdot 10^{-23} \text{ sec}$$

Hogyan tudnánk kísérletileg megvizsgálni ezt az anyagot akkor, amikor az a QGP fázisban van ????

**KVARK-TOMOGRÁFIA
EGY KÖVETKEZŐ ELŐADÁS**

Összefoglalás:

1. Az anyag 5. halmazállapota, a kvark-gluon plazma, egy nagyon bonyolult állapot. Nehézion ütközésekben tanulmányozhatjuk a kis térfogatban, rövid ideig megjelent forró, sűrű, színes kvark-gluon anyag mintáját.
2. RHIC energián előállítjuk ezt az anyagot, lehetőség van az adatok kvantitatív elemzésére.
3. Az egy-részecske eloszlások elemzéséből az anyag állapotáról sok-mindent megtudhatunk. A két-részecske korrelációk vizsgálatán keresztül azonban nemcsak a sűrűségekről, de a dinamikai folyamatokról is kvantitatív információkat szerezhethetünk.
4. A QCD “anyagra” vonatkozó eredményeinek, jóslatainak közvetlen ellenőrzése vált lehetségessé.

Összefoglalás:

5. Hogy miért fontos mindez ?

Hegymászó-fizikus válasza:

MERT OTT VAN !

Konzervatív középkorú fizikus válasza:

Az erős kölcsönhatás nagyon bonyolult, meg kellene értenünk.

A QCD egy gyönyörű elmélet, izgalmas vele foglalkozni.

Összefoglalás:

5. Hogy miért fontos mindez ?

Hegymászó-fizikus válasza:

MERT OTT VAN !

Konzervatív középkorú fizikus válasza:

Az erős kölcsönhatás nagyon bonyolult, meg kellene értenünk.

A QCD egy gyönyörű elmélet, izgalmas vele foglalkozni.

Optimista fiatal fizikus válasza:

LHC (Large Hadronic Collider) energiáján várható,

hogy megjelennek a nyomai a gravitációs kölcsönhatásnak,
pontosabban a gravitáció geometriai interpretációjának.

(kompaktifikált extra dimenziók, brainek, ??????)

Nehézion ütközésekben ez még érdekesebb jelenségekhez vezethet.

Ezek felismeréséhez ismernünk kell a viszonyítási alapot

(azaz a QCD által megmagyarázható fizikai jelenségeket).