Nagyenergiás nehézion-ütközések numerikus hidrodinamikai modellezése

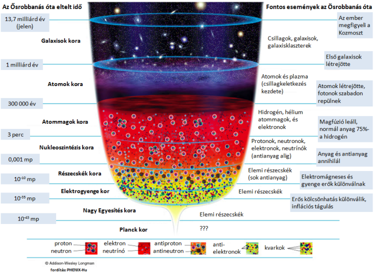
Bagoly Attila
ELTE TTK Fizika BSc, 3. évfolyam

Témavezető:
Csanád Máté

ELTE TTK Atomfizikai tanszék

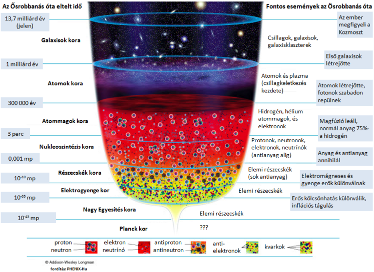
Országos Tudományos Diákköri Konferencia
2015.04.16.

Bevezető



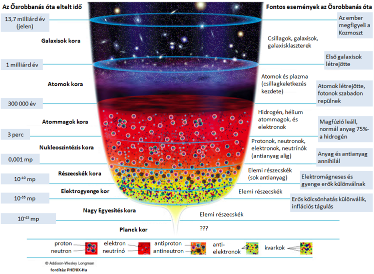
- Nehézion ütközések: nagy energiasűrűség $\rightarrow$ kvark szabadsági fokok
- Ősrobbanás: univerzum kvarkok és gluonok „őslevese”

Bevezető



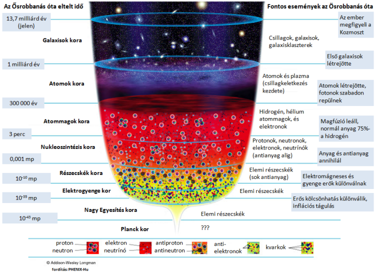
- Nehézion ütközések: nagy energiasűrűség $\rightarrow$ kvark szabadsági fokok
- Ősrobbanás: univerzum kvarkok és gluonok „őslevese”
- Kísérleti tapasztalat (2005): tökéletes folyadék

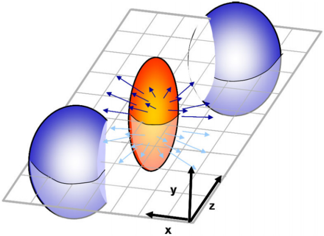
Bevezető



- Nehézion ütközések: nagy energiasűrűség $\rightarrow$ kvark szabadsági fokok
- Ősrobbanás: univerzum kvarkok és gluonok „őslevese”
- Kísérleti tapasztalat (2005): tökéletes folyadék
- Statisztikus fizika

Bevezető





- Nehézion ütközések: nagy energiasűrűség $\rightarrow$ kvark szabadsági fokok
- Ősrobbanás: univerzum kvarkok és gluonok „őslevese”
- Kísérleti tapasztalat (2005): tökéletes folyadék
- Statisztikus fizika
- Kezdeti eloszlás: aszimmetriák
- Aszimmetriák: kifagynak a részecskék eloszlásában

Motiváció

Kvark-gluon plazma folyadékszerű viselkedésének következtében:

- hogyan hatnak különböző effektusok az aszimmetriák időfejlődésére
- analitikusan nem kezelhető effektusok

Motiváció

Kvark-gluon plazma folyadékszerű viselkedésének következtében:

- hogyan hatnak különböző effektusok az aszimmetriák időfejlődésére
- analitikusan nem kezelhető effektusok
- Numerikus hidrodinamika: realisztikus modell QGP-re, de minden effektus hatása keveredik

Motiváció

Kvark-gluon plazma folyadékszerű viselkedésének következtében:

- hogyan hatnak különböző effektusok az aszimmetriák időfejlődésére
- analitikusan nem kezelhető effektusok
- Numerikus hidrodinamika: realisztikus modell QGP-re, de minden effektus hatása keveredik
- Kezdőfeltétel: legyen közel létező analitikus megoldásokhoz, de realisztikusabb modellt adjon

Tartalom

Tartalom

Hidrodinamika egyenletei

- Nemrelativisztikus hidrodinamika:
  - Anyagmegmaradás: $\dfrac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \rho \mathbf{v} = 0$
  - Impulzusmegmaradás:
    $$\rho\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\boldsymbol{\nabla})\mathbf{v}\right) = -\boldsymbol{\nabla} p + \mu \Delta \mathbf{v} + \left(\zeta + \frac{\mu}{3}\right)\boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\nabla}\mathbf{v}) + \mathbf{f}$$
  - Energiamegmaradás: $\dfrac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \varepsilon \mathbf{v} = -p\boldsymbol{\nabla}\mathbf{v} + \boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{v})$
  - ρ anyagsűrűség, $\mathbf{v}$ sebességmező, ε energiasűrűség, p nyomáseloszlás

Hidrodinamika egyenletei

- Nemrelativisztikus hidrodinamika:
  - Anyagmegmaradás: $\frac{\partial\rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}\rho\mathbf{v} = 0$
  - Impulzusmegmaradás:
  $$\rho\left(\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\boldsymbol{\nabla})\mathbf{v}\right) = -\boldsymbol{\nabla}p + \mu\Delta\mathbf{v} + \left(\zeta + \frac{\mu}{3}\right)\boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\nabla}\mathbf{v}) + \mathbf{f}$$
  - Energiamegmaradás: $\frac{\partial\varepsilon}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}\varepsilon\mathbf{v} = -p\boldsymbol{\nabla}\mathbf{v} + \boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{v})$
  - ρ anyagsűrűség, $\mathbf{v}$ sebességmező, ε energiasűrűség, p nyomáseloszlás
- Állapotegyenlet: $\varepsilon = \kappa(T)p \quad (\kappa = 1/c_s^2,\ \kappa = 3/2$ id. gáz$)$

Hidrodinamika egyenletei

- Nemrelativisztikus hidrodinamika:
  - Anyagmegmaradás: $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \rho \mathbf{v} = 0$
  - Impulzusmegmaradás:
  $$\rho\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\boldsymbol{\nabla})\mathbf{v}\right) = -\boldsymbol{\nabla} p + \mu \Delta \mathbf{v} + \left(\zeta + \frac{\mu}{3}\right)\boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\nabla}\mathbf{v}) + \mathbf{f}$$
  - Energiamegmaradás: $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \varepsilon \mathbf{v} = -p\boldsymbol{\nabla}\mathbf{v} + \boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{v})$
  - ρ anyagsűrűség, $\mathbf{v}$ sebességmező, ε energiasűrűség, p nyomáseloszlás
- Állapotegyenlet: $\varepsilon = \kappa(T)p \quad (\kappa = 1/c_s^2,\ \kappa = 3/2$ id. gáz)
- Relativisztikus hidrodinamika:
  $$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu}, \quad \partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$$
  - $T^{\mu\nu}$ energia-impulzus tenzor, u^μ négyes-sebesség, $g^{\mu\nu}$ metrikus tenzor
- Advekciós forma: $\partial_t Q_i + \partial_x F_i(Q) + \partial_y G_i(Q) + \partial_z K_i(Q) = 0$

Numerikus módszer

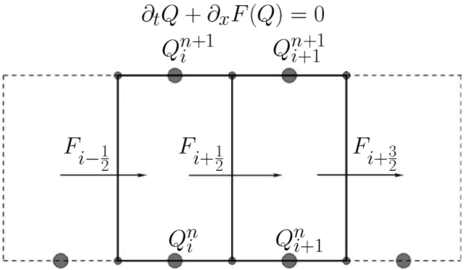
- Midrapiditás: eloszlások maximum, „plató” $\rightarrow 2 + 1$ dimenzió

Numerikus módszer

- Midrapiditás: eloszlások maximum, „plató” $\rightarrow 2+1$ dimenzió
- Numerikus megoldás: diszkretizáció $\leftarrow$ véges térfogat módszer

Numerikus módszer

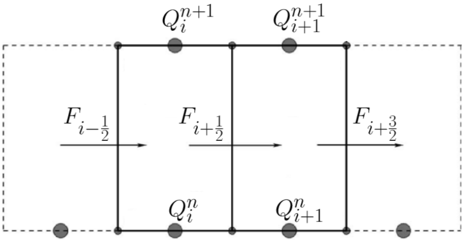
- Midrapiditás: eloszlások maximum, „plató” $\rightarrow 2+1$ dimenzió
- Numerikus megoldás: diszkretizáció $\leftarrow$ véges térfogat módszer
- Probléma: fluxusok a rácspontok között



Numerikus módszer

- Midrapiditás: eloszlások maximum, „plató” $\rightarrow 2+1$ dimenzió
- Numerikus megoldás: diszkretizáció $\leftarrow$ véges térfogat módszer
- Probléma: fluxusok a rácspontok között
- Instabilitás: $Q_i + Ae^{-i\mathbf{k}\Delta\mathbf{x}} \rightarrow$ CFL feltétel (pl. $C = u\Delta t/\Delta x < 1$)

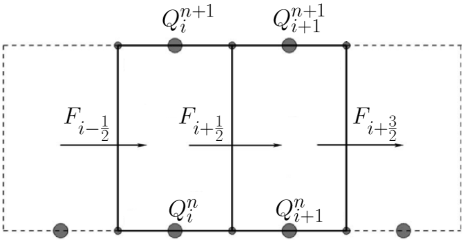
$$\partial_t Q + \partial_x F(Q) = 0$$



Numerikus módszer

- Midrapiditás: eloszlások maximum, „plató” $\rightarrow 2+1$ dimenzió
- Numerikus megoldás: diszkretizáció $\leftarrow$ véges térfogat módszer
- Probléma: fluxusok a rácspontok között
- Instabilitás: $Q_i + Ae^{-i\mathbf{k}\Delta\mathbf{x}} \rightarrow$ CFL feltétel (pl. $C = u\Delta t/\Delta x < 1$)
- 2 térdimenziót bonyolult $\rightarrow$ operátor szétválasztás

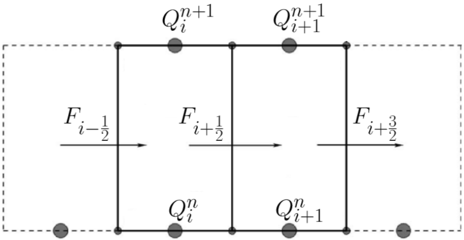
$$\partial_t Q + \partial_x F(Q) = 0$$



Numerikus módszer

- Midrapiditás: eloszlások maximum, „plató” $\rightarrow 2+1$ dimenzió
- Numerikus megoldás: diszkretizáció $\leftarrow$ véges térfogat módszer
- Probléma: fluxusok a rácspontok között
- Instabilitás: $Q_i + Ae^{-i\mathbf{k}\Delta \mathbf{x}} \rightarrow$ CFL feltétel (pl. $C = u\Delta t/\Delta x < 1$)
- 2 térdimenziót bonyolult $\rightarrow$ operátor szétválasztás
- Viszkozitás: ideális fluxus + viszkózus fluxus

$$\partial_t Q + \partial_x F(Q) = 0$$



MUSTA módszer

- ℓ-edik előrejelzett fiktív értékek: $Q_i^{(\ell)}$, $F_i^{(\ell)} \equiv F\left(Q_i^{(\ell)}\right)$

MUSTA módszer

- ℓ-edik előrejelzett fiktív értékek: $Q_i^{(\ell)}$, $F_i^{(\ell)} \equiv F\left(Q_i^{(\ell)}\right)$
- Kezdetben: $Q_i^{(0)} \equiv Q_i^n$, $Q_{i+1}^{(0)} \equiv Q_{i+1}^n$

MUSTA módszer

- ℓ-edik előrejelzett fiktív értékek: $Q_i^{(\ell)}$, $F_i^{(\ell)} \equiv F\left(Q_i^{(\ell)}\right)$
- Kezdetben: $Q_i^{(0)} \equiv Q_i^n$, $Q_{i+1}^{(0)} \equiv Q_{i+1}^n$
- Köztes érték és fluxus:

$$Q_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)} = \frac{1}{2}\left[Q_i^{(\ell)} + Q_{i+1}^{(\ell)}\right] - \frac{1}{2}\frac{\Delta t}{\Delta x}\left[F_{i+1}^{(\ell)} - F_i^{(\ell)}\right], \quad F_M^{(\ell)} \equiv F\left(Q_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)}\right)$$

- Korrigált cellaközi fluxus:

$$F_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)} = \frac{1}{4}\left[F_{i+1}^{(\ell)} + 2F_M^{(\ell)} + F_i^{(\ell)} - \frac{\Delta x}{\Delta t}\left(Q_{i+1}^{(\ell)} - Q_i^{(\ell)}\right)\right]$$

MUSTA módszer

- ℓ-edik előrejelzett fiktív értékek: $Q_i^{(\ell)}$, $F_i^{(\ell)} \equiv F\left(Q_i^{(\ell)}\right)$
- Kezdetben: $Q_i^{(0)} \equiv Q_i^n$, $Q_{i+1}^{(0)} \equiv Q_{i+1}^n$
- Köztes érték és fluxus:

$$Q_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)} = \frac{1}{2}\left[Q_i^{(\ell)} + Q_{i+1}^{(\ell)}\right] - \frac{1}{2}\frac{\Delta t}{\Delta x}\left[F_{i+1}^{(\ell)} - F_i^{(\ell)}\right], \quad F_M^{(\ell)} \equiv F\left(Q_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)}\right)$$

- Korrigált cellaközi fluxus:

$$F_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)} = \frac{1}{4}\left[F_{i+1}^{(\ell)} + 2F_M^{(\ell)} + F_i^{(\ell)} - \frac{\Delta x}{\Delta t}\left(Q_{i+1}^{(\ell)} - Q_i^{(\ell)}\right)\right]$$

- Következő előrejelzés a korrigált fluxusok meghatározásához:

$$Q_i^{(\ell+1)} = Q_i^{(\ell)} - \frac{\Delta t}{\Delta x}\left[F_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)} - F_i^{(\ell)}\right]$$

MUSTA módszer

- ℓ-edik előrejelzett fiktív értékek: $Q_i^{(\ell)}$, $F_i^{(\ell)} \equiv F\left(Q_i^{(\ell)}\right)$
- Kezdetben: $Q_i^{(0)} \equiv Q_i^n$, $Q_{i+1}^{(0)} \equiv Q_{i+1}^n$
- Köztes érték és fluxus:

$$Q_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)} = \frac{1}{2}\left[Q_i^{(\ell)} + Q_{i+1}^{(\ell)}\right] - \frac{1}{2}\frac{\Delta t}{\Delta x}\left[F_{i+1}^{(\ell)} - F_i^{(\ell)}\right], \quad F_M^{(\ell)} \equiv F\left(Q_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)}\right)$$

- Korrigált cellaközi fluxus:

$$F_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)} = \frac{1}{4}\left[F_{i+1}^{(\ell)} + 2F_M^{(\ell)} + F_i^{(\ell)} - \frac{\Delta x}{\Delta t}\left(Q_{i+1}^{(\ell)} - Q_i^{(\ell)}\right)\right]$$

- Következő előrejelzés a korrigált fluxusok meghatározásához:

$$Q_i^{(\ell+1)} = Q_i^{(\ell)} - \frac{\Delta t}{\Delta x}\left[F_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)} - F_i^{(\ell)}\right]$$

- k lépés $\rightarrow F_{i+\frac{1}{2}} = F_{i+\frac{1}{2}}^{(k)}$
- A módszer publikálva: E. F. Toro et al, 2006, J. Comp. Phys

Kód tesztelése

- Relativisztikus esetben: Iu. A. Karpenko által írt programmal
- Nemrelativisztikus esetben: egzakt megoldással (Csörgő et al, PhysRevC67):

$$s = \frac{x^2}{X^2(t)} + \frac{y^2}{Y^2(t)}$$

$$\rho = \rho_0 \frac{V_0}{V} e^{-s}, \quad p = p_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{1+\frac{1}{\kappa}} e^{-s}$$

$$\mathbf{v}(t, \mathbf{r}) = \left(\frac{\dot{X}}{X} x, \frac{\dot{Y}}{Y} y \right)$$

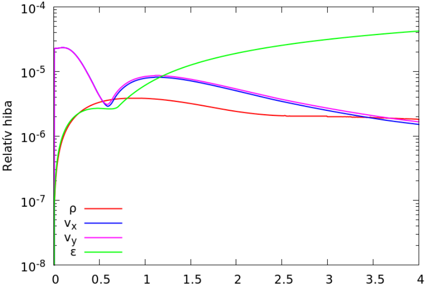
$$\ddot{X} X = \ddot{Y} Y = \frac{T_i}{m} \left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{1}{\kappa}}, \quad V = X(t) Y(t)$$

Kód tesztelése

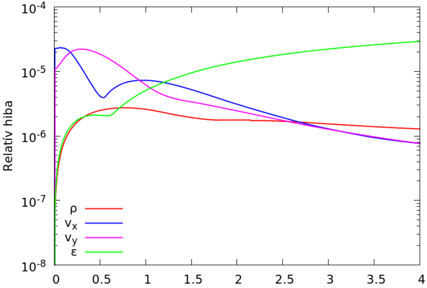
- Teszt: egzakt megoldással (Csörgő et al, PhysRevC67)
- Relatív hiba a numerikus és analitikus megoldás közt:

$$\int |\rho_{\text{analitikus}}(t,\underline{x}) - \rho_{\text{numerikus}}(t,\underline{x})| d^2x \Big/ \int \rho_{\text{analitikus}}(t,\underline{x}) d^2x$$

$X = Y$



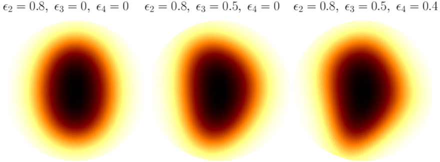
$X \neq Y$



Kezdőfeltétel

- Skálaváltozó:

$$s = \frac{r^2}{R^2}\Big(1 + \epsilon_2 \cos(2\phi) + \epsilon_3 \cos(3\phi) + \epsilon_4 \cos(4\phi)\Big)$$

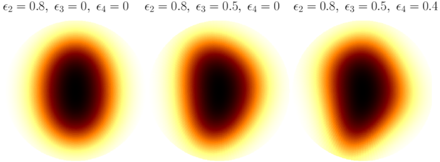


- Számsűrűség és nyomás $\propto \exp(-s)$
- Sebesség: Hubble-sebességmező vagy 0

Kezdőfeltétel

- Skálaváltozó:

$$s = \frac{r^2}{R^2}\Big(1 + \epsilon_2 \cos(2\phi) + \epsilon_3 \cos(3\phi) + \epsilon_4 \cos(4\phi)\Big)$$



- Számsűrűség és nyomás $\propto \exp(-s)$
- Sebesség: Hubble-sebességmező vagy 0
- Nyomásgradiens vizsgálata: $p \propto \exp(-c_p \cdot s)$
- Konstans nyomással analitikus megoldás: Csanád és Szabó, Phys.Rev. C90 (2014) 054911

Aszimmetriák jellemzése

- Skálaváltozó: $s = \frac{r^2}{R^2}\left(1 + \epsilon_2 \cos(2\phi) + \epsilon_3 \cos(3\phi) + \epsilon_4 \cos(4\phi)\right)$
- Aszimmetriát jellemző paraméter: $\varepsilon_n = \langle \cos(n\phi) \rangle_{\rho/\mathbf{v}/p}$

Aszimmetriák jellemzése

- Skálaváltozó: $s = \frac{r^2}{R^2}\left(1 + \epsilon_2 \cos(2\phi) + \epsilon_3 \cos(3\phi) + \epsilon_4 \cos(4\phi)\right)$
- Aszimmetriát jellemző paraméter: $\varepsilon_n = \langle \cos(n\phi) \rangle_{\rho/\mathbf{v}/p}$
- ε_n (most bevezetett) $\neq$ ϵ_m (kezdőfeltétel skálaváltozójában)

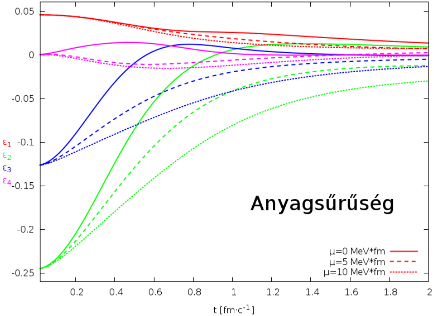
Aszimmetriák jellemzése

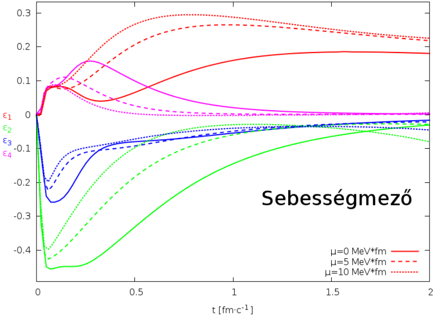
- Skálaváltozó: $s = \frac{r^2}{R^2}\left(1 + \epsilon_2 \cos(2\phi) + \epsilon_3 \cos(3\phi) + \epsilon_4 \cos(4\phi)\right)$
- Aszimmetriát jellemző paraméter: $\varepsilon_n = \langle \cos(n\phi) \rangle_{\rho/\mathbf{v}/p}$
- ε_n (most bevezetett) $\neq \epsilon_m$ (kezdőfeltétel skálaváltozójában)
- Kezdetben a ε_n és ϵ_m közti kapcsolatot becsülhetjük Taylor-sorfejtéssel:
    - Megjelenik: $\varepsilon_1 = 0 + \epsilon_3(\epsilon_2 + \epsilon_4) + \mathcal{O}(\epsilon^4)$
    - ϵ_4 befolyásolja: $\varepsilon_2 = -\epsilon_2 + \epsilon_2\epsilon_4 + \epsilon_2 \sum_n \epsilon_n^2 + \mathcal{O}(\epsilon^4)$
    - $\varepsilon_3 = -\epsilon_3 + \epsilon_3 \sum_n \epsilon_n^2 + \mathcal{O}(\epsilon^4)$
    - ϵ_2 is létrehoz: $\varepsilon_4 = -\epsilon_4 + \frac{1}{2}\epsilon_2^2 - \epsilon_4 \sum_n \epsilon_n^2 + \mathcal{O}(\epsilon^4)$

Viszkozitás hatása

- Energiasűrűségben és anyagsűrűségben: lassít
  - Viszkozitás: lassítja az áramlást

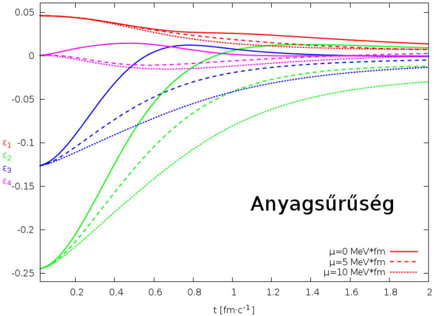
- Ábra: ε_1 piros, ε_2 zöld, ε_3 kék, ε_4 magenta

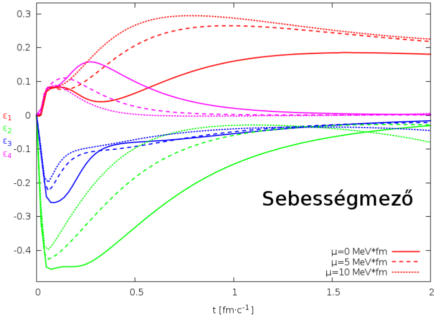




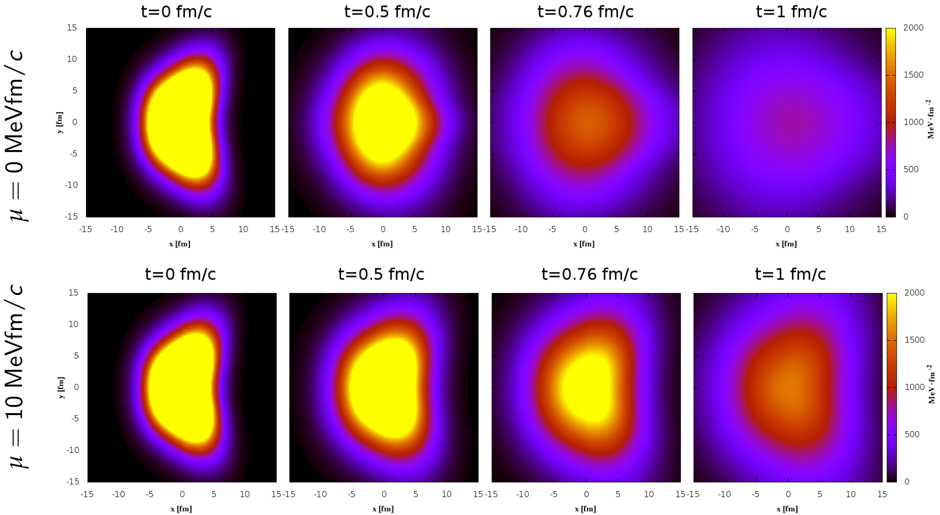
Viszkozitás hatása

- Energiasűrűségben és anyagsűrűségben: lassít
  - Viszkozitás: lassítja az áramlást
- Sebességeloszlásban: gyorsít
  - Nagyobb,kisebb aszimmetriájú részek más erőt éreznek: különbségek gyorsan eltűnnek
- Ábra: ε_1 piros, ε_2 zöld, ε_3 kék, ε_4 magenta

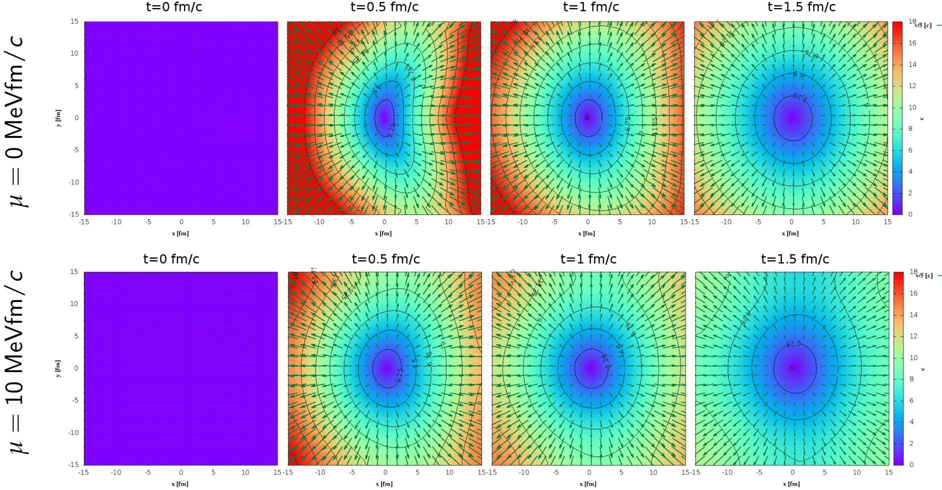




Viszkozitás hatása: energiasűrűség időfejlődése

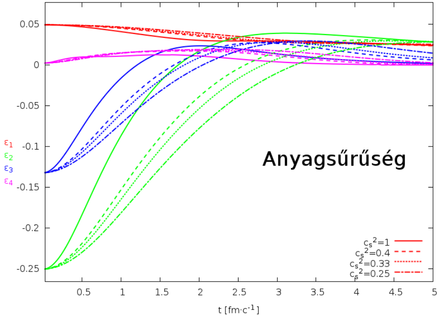


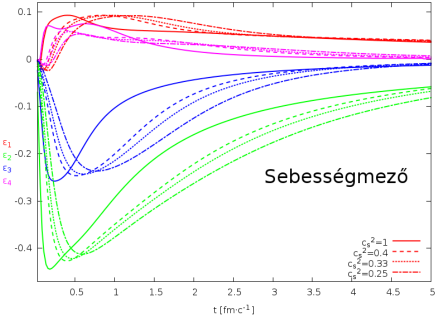
Viszkozitás hatása: sebességeloszlás időfejlődése



Hangsebesség hatása

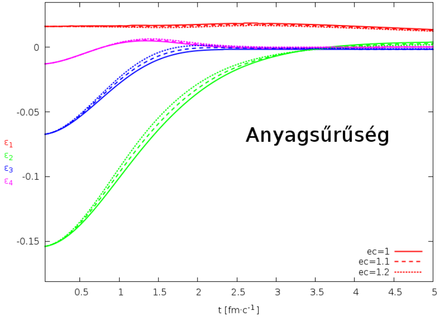
- Minden eloszlásban: aszimmetriák eltűnése lassul
  - Nyomáshullámok sebessége csökken → kiegyenlítődés tovább tart
- Hangsebességek: $c_s^2 = 1$ vagy $0,4$ vagy $0,33$ vagy $0,25$

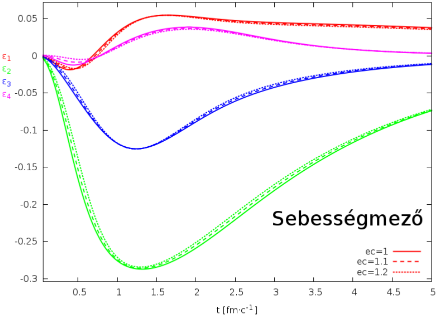




Nyomásgradiens hatása

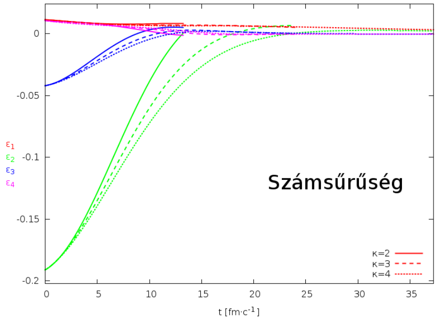
- Minden eloszlásban: aszimmetriák gyorsabban eltűnnek
    - Nagyobb gradiens: gyorsabb áramlás
- Anyagsűrűség $\propto \exp\left(-s\right)$
- Nyomás $\propto \exp\left(-c_e \cdot s\right)$

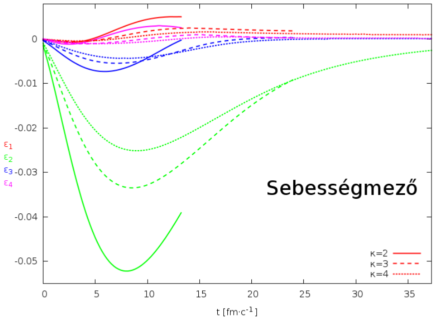




Hangsebesség hatása

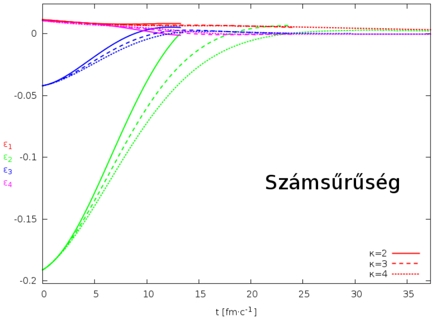
- Minden eloszlásban: aszimmetriák eltűnése lassul
  - Nyomáshullámok sebessége csökken → kiegyenlítődés tovább tart

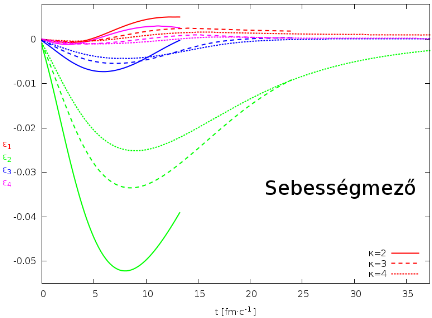




Hangsebesség hatása

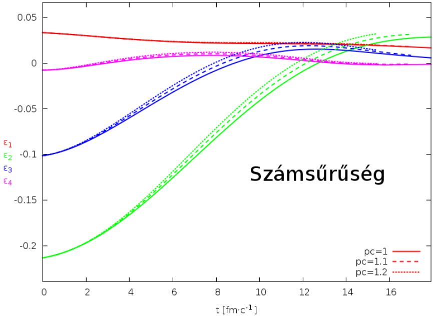
- Minden eloszlásban: aszimmetriák eltűnése lassul
  - Nyomáshullámok sebessége csökken → kiegyenlítődés tovább tart
- Kifagyás máskor történik!

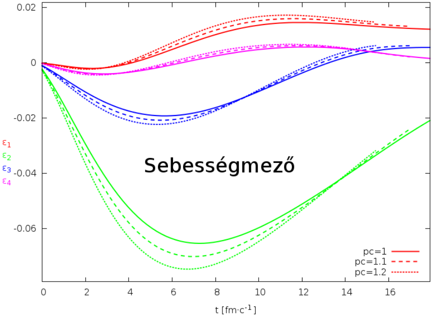




Nyomásgradiens hatása

- Minden eloszlásban: aszimmetriák gyorsabban eltűnnek
  - Nagyobb gradiens: gyorsabb áramlás
- Számsűrűség $\propto \exp(-s)$
- Nyomás $\propto \exp(-c_p \cdot s)$





Kifagyás

- Maxwell-Jüttner típusú forrásfüggvény:
$$S(x,p)d^4x = \mathcal{N} n(x) \exp\left(-\frac{p_\mu u^\mu}{T(x)}\right) H(\tau) p_\mu d^3 \frac{u_\mu d^3 x}{u^0} d\tau$$

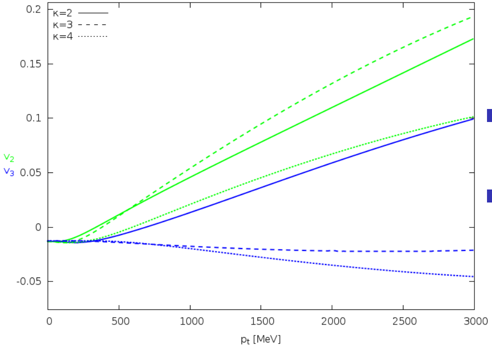
Kifagyás

- Maxwell-Jüttner típusú forrásfüggvény:

$$S(x,p)d^4x = \mathcal{N} n(x) \exp\left(-\frac{p_\mu u^\mu}{T(x)}\right) H(\tau) p_\mu d^3 \frac{u_\mu d^3 x}{u^0} d\tau$$

- Mérhető mennyiségek:

$$v_n(p_t) = \langle \cos(n\varphi) \rangle_N = \frac{1}{N(p_t)} \int_0^{2\pi} N(p_t,\varphi) \cos(n\varphi) d\varphi$$



- Impulzustérbeli aszimmetriák: erősen függés a hangsebességtől
- Hangsebességre érzékeny: kifagyás ideje

Összegzés

- Motiváció: egyszerű effektusok, hogyan befolyásolják az aszimmetriák időfejlődését
- Analitikus tárgyalásra kevés az esély, ezért numerikus módszert alkalmaztunk

Összegzés

- Motiváció: egyszerű effektusok, hogyan befolyásolják az aszimmetriák időfejlődését
- Analitikus tárgyalásra kevés az esély, ezért numerikus módszert alkalmaztunk
- Kezdőfeltétel hasonló a már létező analitikus megoldásokhoz, de realisztikusabb

Összegzés

- Motiváció: egyszerű effektusok, hogyan befolyásolják az aszimmetriák időfejlődését
- Analitikus tárgyalásra kevés az esély, ezért numerikus módszert alkalmaztunk
- Kezdőfeltétel hasonló a már létező analitikus megoldásokhoz, de realisztikusabb
- A viszkozitás lassabbá teszi az anyag- és energiasűrűségben számolt aszimmetriák időfejlődését, sebességeloszlásban gyorsabbá

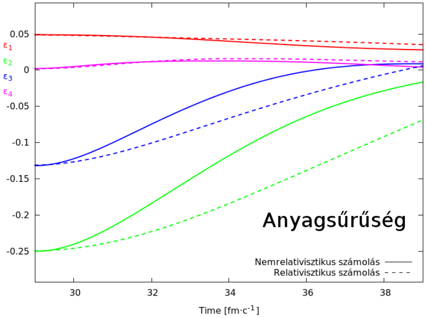
Összegzés

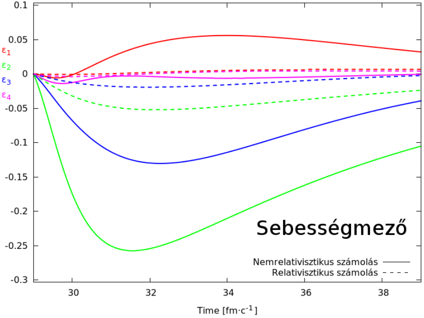
- Motiváció: egyszerű effektusok, hogyan befolyásolják az aszimmetriák időfejlődését
- Analitikus tárgyalásra kevés az esély, ezért numerikus módszert alkalmaztunk
- Kezdőfeltétel hasonló a már létező analitikus megoldásokhoz, de realisztikusabb
- A viszkozitás lassabbá teszi az anyag- és energiasűrűségben számolt aszimmetriák időfejlődését, sebességeloszlásban gyorsabbá
- Hangsebesség csökkentése lassítja az aszimmetriák időfejlődését, kifagyás később következik be

Köszönöm a figyelmet!

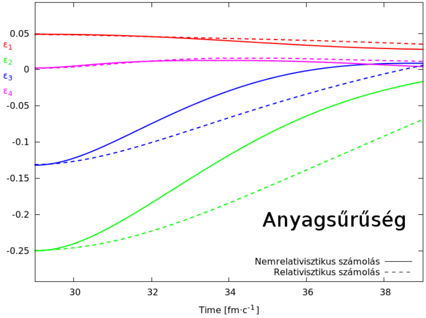
Relativisztikus és nemrelativisztikus hidrodinamika összehasonlítása

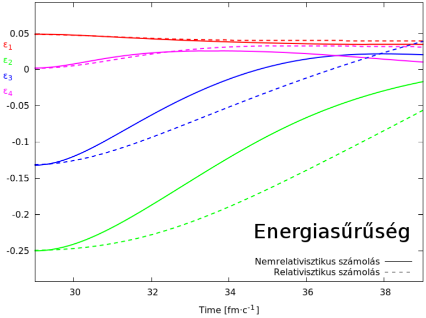
- Relativisztikus eset: lassabban tűnik el az asszimmetria
- Nemrelativisztikus eset: sebességmezőben nagyobb aszimmetria alakul ki



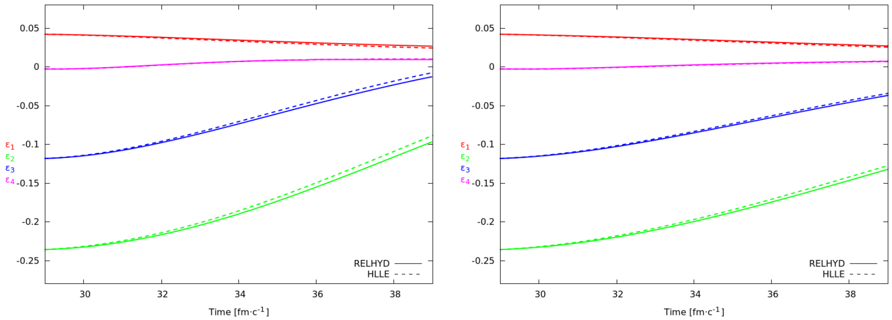


Relativisztikus és nemrelativisztikus hidrodinamika összehasonlítása

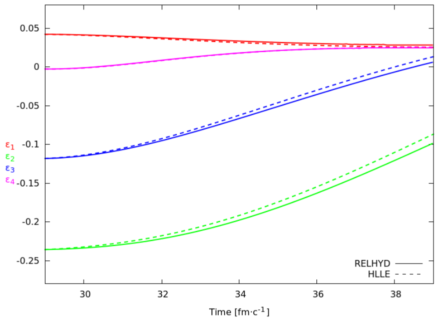


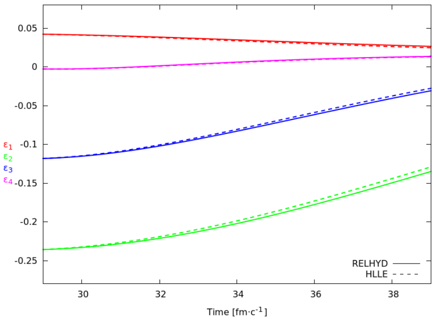


Relativisztikus kód tesztelése: Számsűrűség $\kappa = 2$ és $\kappa = 4$

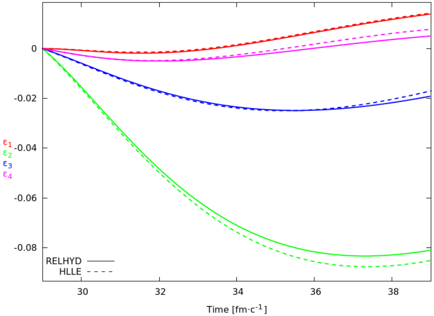


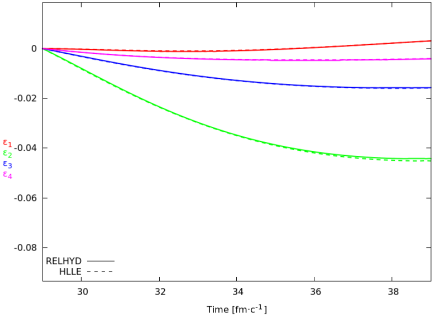
Relativisztikus kód tesztelése: Nyomás $\kappa = 2$ és $\kappa = 4$





Relativisztikus kód tesztelése: Sebességmező $\kappa = 2$ és $\kappa = 4$





Bíráló kérdései és válaszok

- Azt írja, hogy a RHIC az LHC utáni legnagyobb energiájú részecskegyorsító. Milyen értelemben nagyobb a RHIC gyorsító 100 GeV/n energiája az LHC előgyorsítójaként is használt SPS 450 GeV/n energiájánál?
  Az ütközés során nukleononkénti tömegközépponti energia nagyobb (SPS fix céltárgyat használ).
- Valóban rendelkezik-e a standard modell $U(1) \times SU(2)$ mértékszimmetriával?
  Nem rendelkezik, ezen szimmetriát sérti a Higgs-mechanizmus.
- A kvarkanyag elektromos töltése sokszorosa az atommagénak. Miért egyezik mégis a kiszabaduló fotonok észlelt mennyisége periférikus és centrális ütközések esetén?
  A fotonok száma nem ugyanannyi, hanem az R_{AA} konstans (nukleáris módosulási faktor). Ami azt jelenti, hogy minden centralistánál annyi foton keletkezik amennyit n+n ütközésekből várunk.

Bíráló kérdései és válaszok

- Miért feltételezheti az 1.3 részben az ütköző atommagok gömbszimmetriáját a nagy sebességeknél fellépő Lorentz-kontrakció ellenére?
  Ez egy közelítés, az egyszerű szemléltetés kedvéért. Az ütköző magok elnyúlt ellipszoidok, a végállapotban kifagyáskor longitudinális irányba elnyúlt eloszlás lesz, valamilyen köztes időpillanatban lehet gömbszimmetria.
- Mit jelöl $\sqrt{-g}$ a (2.2.2) egyenletben hidrodinamikai esetben?
  Jacobi determinánst jelöli, függetlenül, az anyagi Lagrange-sűrűségfüggvénytől.
- Miért használhat nemrelativisztikus hidrodinamikát mélyen relativisztikus ütközések leírására? Milyen információt nyújt a relativisztikus tárgyaláshoz képest?
  Ez egy közelítés, eredményeit összevetve a relativisztikus eredményekkel láthatjuk, hogy fizikai folyamatok alakítják az asszimmetriák időfejlődését, és nem a relativisztikus hidrodinamika „különlegessége”. Viszkozitás esetén is elvégezhető az összehasonlítás, ami fontos, hiszen relativisztikusan még nem tudjuk pontosan, hogy lehet a súrlódást kezelni.

Operátorok felbontása

$$\partial_t u = Au + Bu$$

$$u(t + \Delta t) = e^{\Delta t(A+B)} u(t)$$

$$u_{\mathrm{Lie}}(t + \Delta t) = e^{\Delta t A} e^{\Delta t B} u(t)$$

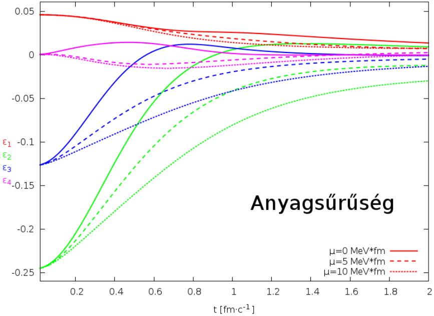
$$u_{\mathrm{Strang}}(t + \Delta t) = e^{\frac{1}{2}\Delta t A} e^{\Delta t B} e^{\frac{1}{2}\Delta t A} e^{\Delta t B} u(t)$$

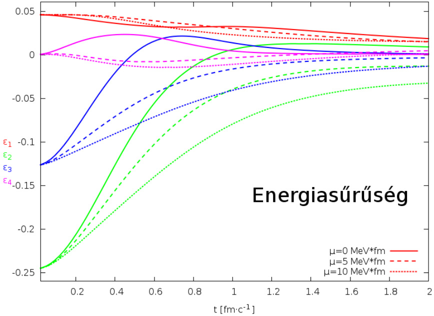
Viszkózus hidrodinamika

$$\partial_t Q + \partial_x F_{\mathrm{id}}(Q) + \partial_y G_{\mathrm{id}}(Q) + \partial_x F_{\mathrm{visc}}(Q, \partial Q) + \partial_y G_{\mathrm{visc}}(Q, \partial Q) = 0$$

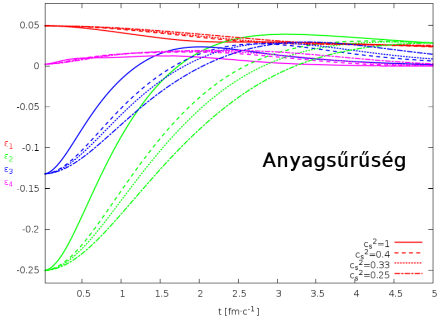
- Ideális lépés: $\partial_t Q + \partial_x F_{\mathrm{id}}(Q) + \partial_y G_{\mathrm{id}}(Q) = 0 \to Q^{\mathrm{id}}, \partial Q^{\mathrm{id}}$ $\to F_{\mathrm{visc}}, G_{\mathrm{visc}}$
- Viszkózus lépés: $\partial_t Q + \partial_x F_{\mathrm{visc}}(Q^{\mathrm{id}}, \partial Q^{\mathrm{id}}) + \partial_y G_{\mathrm{visc}}(Q^{\mathrm{id}}, \partial Q^{\mathrm{id}}) = 0$ $\to Q$

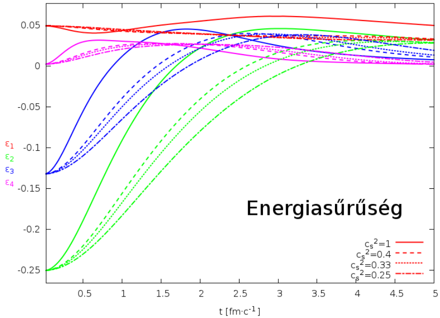
Viszkozitás hatása: ε_n anyag- és energiasűrűségben



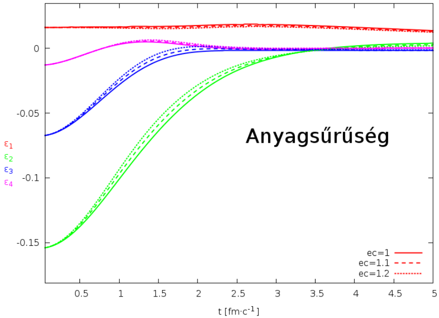


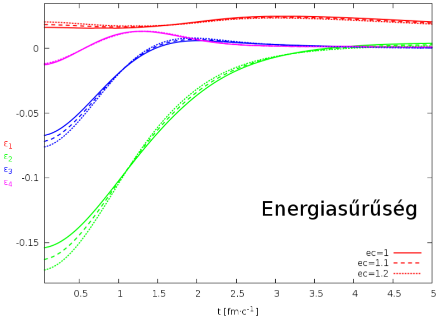
Hangsebesség hatása: ε_n anyag- és energiasűrűségben



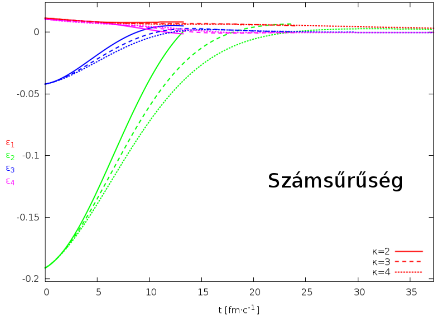


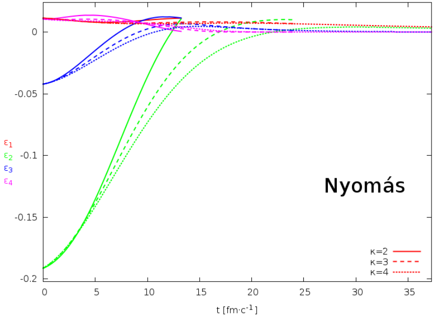
Nyomásgradiens hatása: ε_n anyag- és energiasűrűségben



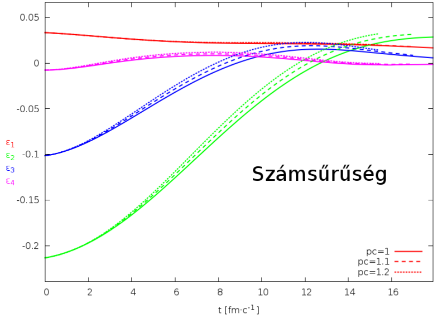


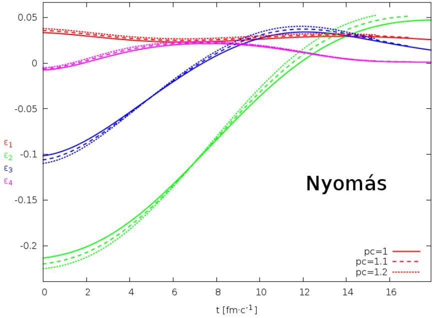
Hangsebesség hatása: ε_n számsűrűségben és nyomáseloszlásban





Nyomásgradiens hatása: ε_n számsűrűségben és nyomáseloszlásban





Kitekintés

- Viszkozitás hatásának vizsgálata relativisztikus esetben
- Relativisztikus és nemrelativisztikus viszkozitás összehasonlítása