Nagyenergiás nehézion-ütközések numerikus hidrodinamikai modellezése

Bagoly Attila
ELTE TTK Fizika BSc, 3. évfolyam

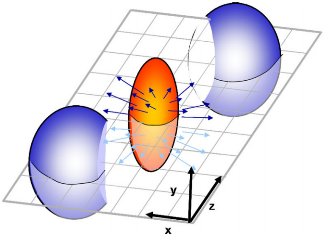
Témavezető:
Csanád Máté

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”
- Kísérleti tapasztalat (2005): tökéletes folyadék
- Nagy hatáskeresztmetszetek, gyors termalizáció $\rightarrow$ statisztikus fizika
- Kezdeti eloszlás: aszimmetriák $\rightarrow$ kifagynak a részecskék eloszlásában



Motiváció

Kvark-gluon plazma folyadékszerű viselkedésének következtében:

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

$\Longrightarrow$ Numerikus hidrodinamika: realisztikus modell QGP-re, de minden effektus hatása keveredik

$\Longrightarrow$ Kezdőfeltétel: legyen közel létező analitikus megoldásokhoz, de realisztikusabb modellt adjon

Tartalom

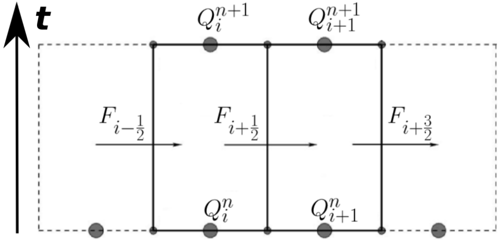
Hidrodinamika egyenletei

- 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
- 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
- Állapotegyenlet: $\varepsilon = \kappa(T)p \quad (\kappa = 1/c_s^2,\ \kappa = 3/2$ id. gáz)
- Advekciós forma: $\partial_t Q(\rho, \varepsilon, \mathbf{v}) + \partial_x F(Q) = 0 \quad$ (F fluxus)

Numerikus módszer

- Transzverz sík kitüntetett: $2+1$ dimenziós egyenletek
- Numerikus megoldás: diszkretizáció $\leftarrow$ véges térfogat módszer
- Probléma: fluxusok a rácspontok között
- Instabilitás: perturbáció amely rácspontokban nulla $\rightarrow$ CFL feltétel
- 2 térdimenziót bonyolult $\rightarrow$ operátor szétválasztás
- Viszkozitás: ideális fluxus + viszkózus fluxus $\leftarrow$ operátor szétválasztás

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



MUSTA módszer

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

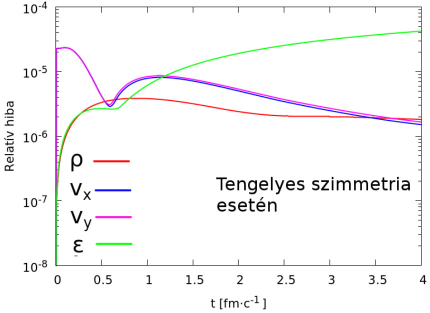
$$Q_i^{(\ell+1)} = Q_i^{(\ell)} - \frac{\Delta t}{\Delta x}\left[F_{i+\frac{1}{2}}^{(\ell)} - F_i^{(\ell)}\right]$$

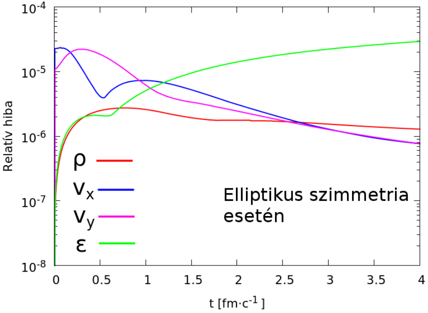
- k lépés $\rightarrow F_{i+\frac{1}{2}} = F_{i+\frac{1}{2}}^{(k)} \implies Q_i^{n+1} = Q_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x}\left(F_{i+\frac{1}{2}} - F_{i-\frac{1}{2}}\right)$
- A módszer publikálva: E. F. Toro et al, 2006, J. Comp. Phys

Kód tesztelése

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

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

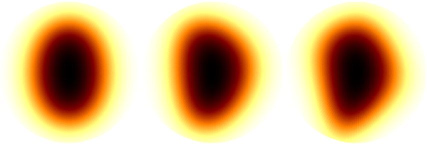




Kezdőfeltétel

- Mennyiségek: helyfüggés csak skálaváltozóban, ebben szimmetria
- Számsűrűség és nyomás $\propto \exp\left(-s\right)$
- Skálaváltozó:

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



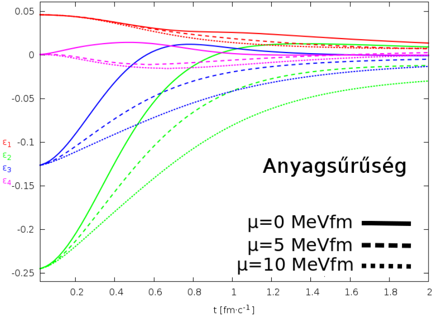
- Sebesség: Hubble-sebességmező vagy 0
- Nyomásgradiens vizsgálata: $p \propto \exp\left(-\mathrm{c_p} \cdot \mathrm{s}\right)$
- Konstans nyomással multipólus analitikus megoldás: Csanád és Szabó, Phys.Rev. C90 (2014) 054911

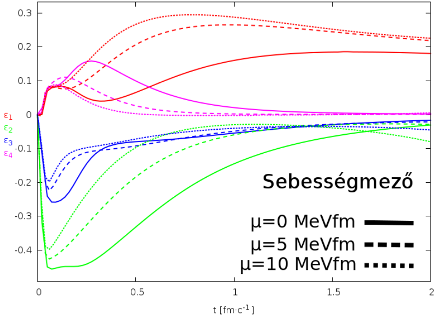
Aszimmetriák jellemzése

- 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: $\varepsilon_n = \langle \cos(n\phi) \rangle_{\rho/\mathbf{v}/p}$
- ε_n (most bevezetett) $\neq \epsilon_m$ (kezdőfeltétel skálaváltozójában)
- Kezdetben a ε_n és ϵ_m közti kapcsolatot becsülhetjük Taylor-sorfejtéssel:
  - $\varepsilon_1 = 0 + \epsilon_3(\epsilon_2 + \epsilon_4) + \mathcal{O}(\epsilon^4)$
  - $\varepsilon_2 = -\epsilon_2 + \epsilon_2\epsilon_4 + \epsilon_2 \sum_n \epsilon_n^2 + \mathcal{O}(\epsilon^4)$
  - $\varepsilon_3 = -\epsilon_3 + \epsilon_3 \sum_n \epsilon_n^2 + \mathcal{O}(\epsilon^4)$
  - $\varepsilon_4 = -\epsilon_4 + \frac{1}{2}\epsilon_2^2 - \epsilon_4 \sum_n \epsilon_n^2 + \mathcal{O}(\epsilon^4)$

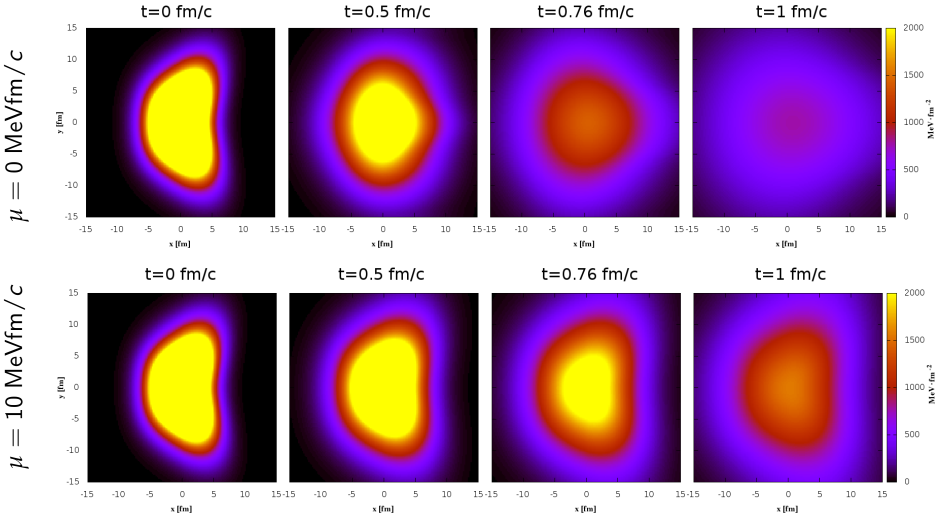
Viszkozitás hatása

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

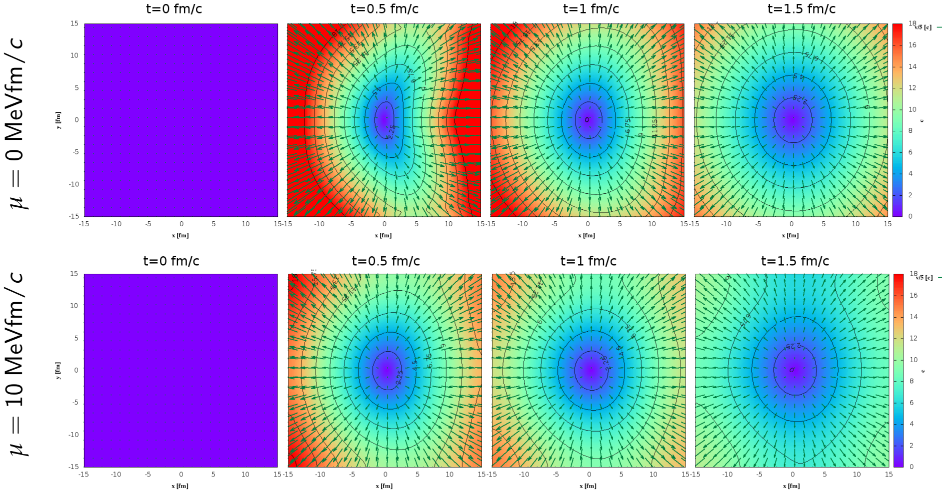




Viszkozitás hatása: energiasűrűség időfejlődése

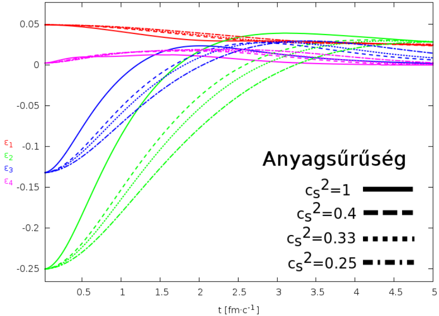


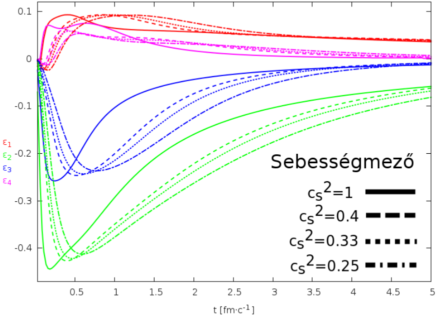
Viszkozitás hatása: sebességeloszlás időfejlődése



Hangsebesség hatása

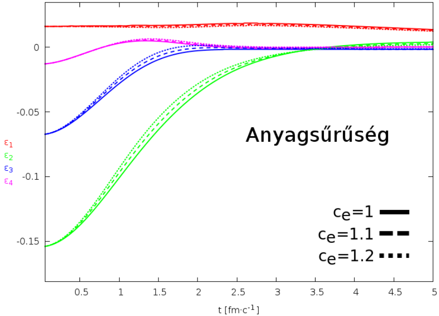
- Minden eloszlásban: aszimmetriák eltűnése lassul
  - Nyomáshullámok sebessége csökken → kiegyenlítődés tovább tart
- Hangsebességek: $c_s^2 = 1$ vagy $0,4$ vagy $0,33$ vagy $0,25$

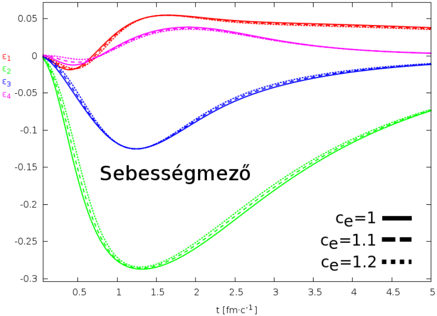




Nyomásgradiens hatása

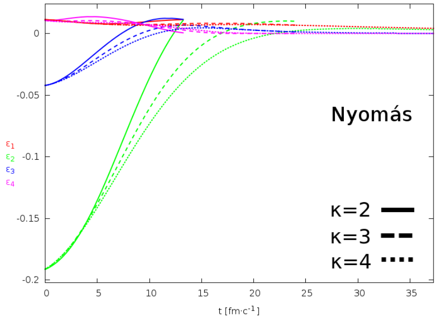
- Minden eloszlásban: aszimmetriák gyorsabban eltűnnek
    - Nagyobb gradiens: gyorsabb áramlás
- Anyagsűrűség $\propto \exp\left(-s\right)$
- Nyomás $\propto \exp\left(-\mathrm{c_e} \cdot \mathrm{s}\right)$

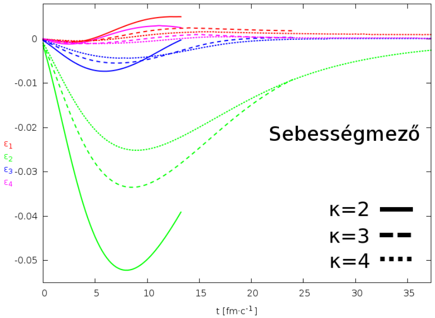




Hangsebesség hatása

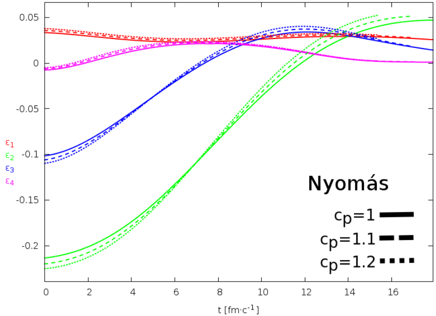
- Minden eloszlásban: aszimmetriák eltűnése lassul
  - Nyomáshullámok sebessége csökken → kiegyenlítődés tovább tart
- Kifagyás máskor történik!

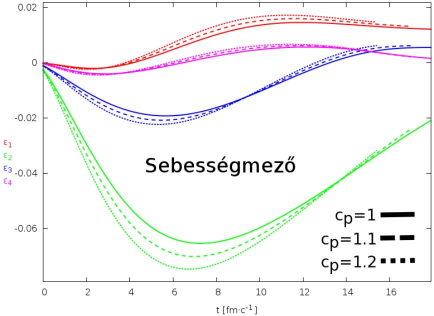




Nyomásgradiens hatása

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





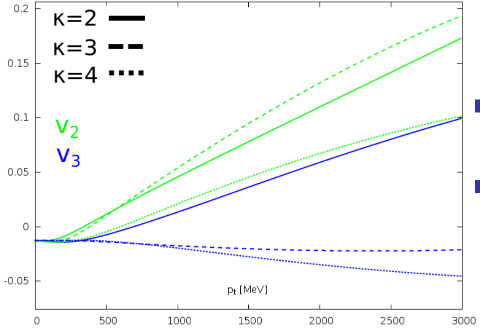
Kifagyás

- Hőmérséklet $\downarrow$ $\Rightarrow$ kvark-szabadsági fokok eltűnnek $\Rightarrow$ hadronok
- Maxwell-Jüttner típusú forrásfüggvény:

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

- 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 tárgyalás korlátozottabb, ezért numerikus módszert alkalmaztunk

Összegzés

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

Összegzés

- Motiváció: egyszerű effektusok, hogyan befolyásolják az aszimmetriák időfejlődését
- Analitikus tárgyalás korlátozottabb, 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

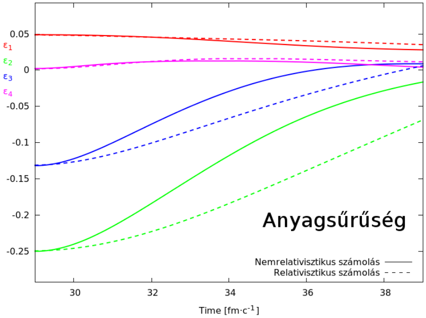
Összegzés

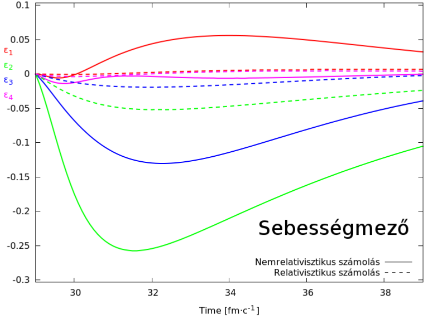
- Motiváció: egyszerű effektusok, hogyan befolyásolják az aszimmetriák időfejlődését
- Analitikus tárgyalás korlátozottabb, ezért numerikus módszert alkalmaztunk
- Kezdőfeltétel hasonló a már létező analitikus megoldásokhoz, de realisztikusabb
- A viszkozitás lassabbá teszi az anyag- és energiasűrűségben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

Köszönöm a figyelmet!

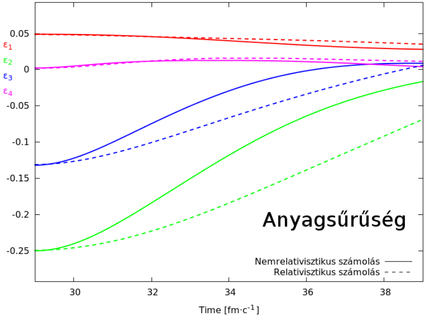
Relativisztikus és nemrelativisztikus hidrodinamika összehasonlítása

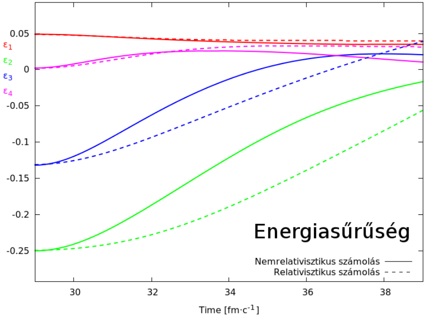
- Relativisztikus eset: lassabban tűnik el az asszimmetria
- Nemrelativisztikus eset: sebességmezőben nagyobb aszimmetria alakul ki



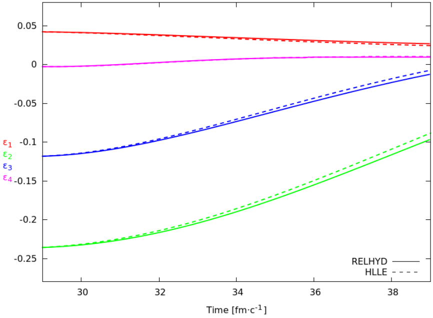


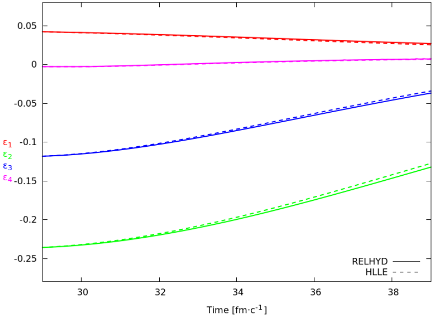
Relativisztikus és nemrelativisztikus hidrodinamika összehasonlítása



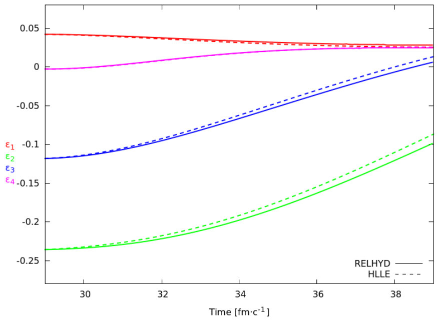


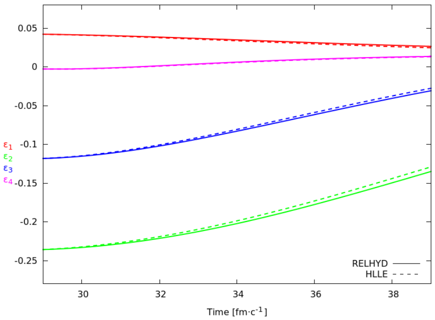
Relativisztikus kód tesztelése: Számsűrűség $\kappa = 2$ és $\kappa = 4$



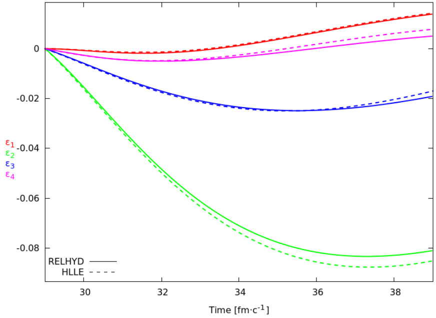


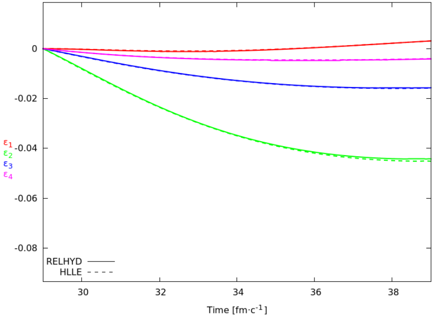
Relativisztikus kód tesztelése: Nyomás $\kappa = 2$ és $\kappa = 4$





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





Kód tesztelése

- Nemrelativisztikus esetben: egzakt megoldással (Csörgő et al, PhysRevC67):

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

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

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

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

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?
  A Lagrange-függvény rendelkezik ezen szimmetriával, de az alapállapot sérti. Tehát nem.
- 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 gömbhöz közeli szimmetria.
- 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 nem definiált, hogy lehet a súrlódást kezelni.

Operátorok felbontása

$$\partial_t u = Au + Bu$$

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

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

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

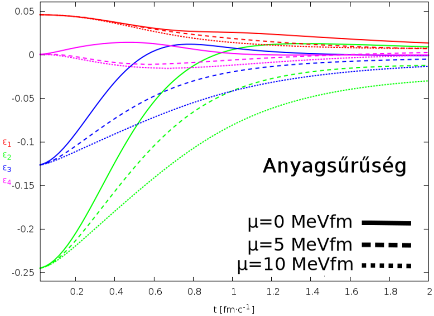
Viszkózus hidrodinamika

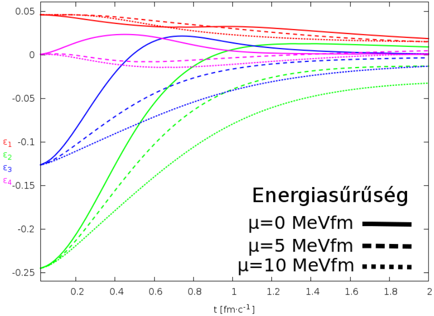
$$\partial_t Q + \partial_x F_{\mathrm{id}}(Q) + \partial_y G_{\mathrm{id}}(Q) + \partial_x F_{\mathrm{visc}}(Q, \partial Q) + \partial_y G_{\mathrm{visc}}(Q, \partial Q) = 0$$

$\Longrightarrow$ operátorfelbontás

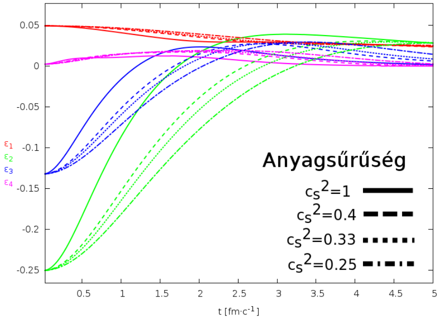
- Ideális lépés: $\partial_t Q + \partial_x F_{\mathrm{id}}(Q) + \partial_y G_{\mathrm{id}}(Q) = 0 \to Q^{\mathrm{id}}, \partial Q^{\mathrm{id}}$ $\to F_{\mathrm{visc}}, G_{\mathrm{visc}}$
- Viszkózus lépés: $\partial_t Q + \partial_x F_{\mathrm{visc}}(Q^{\mathrm{id}}, \partial Q^{\mathrm{id}}) + \partial_y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

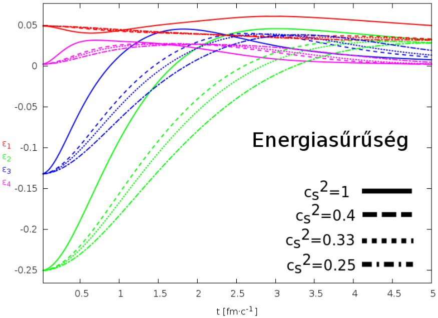
Viszkozitás hatása: ε_n anyag- és energiasűrűségben



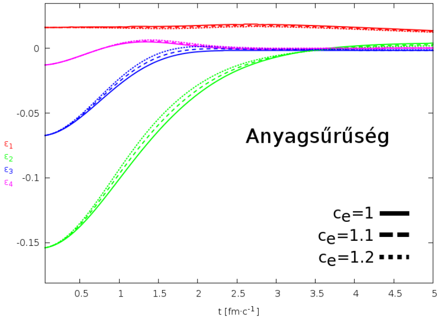


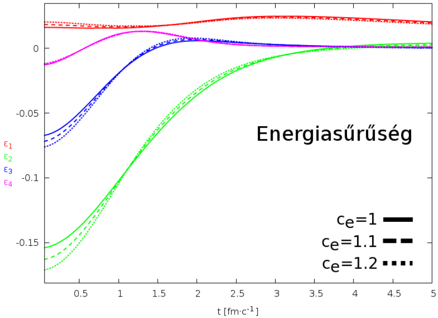
Hangsebesség hatása: ε_n anyag- és energiasűrűségben



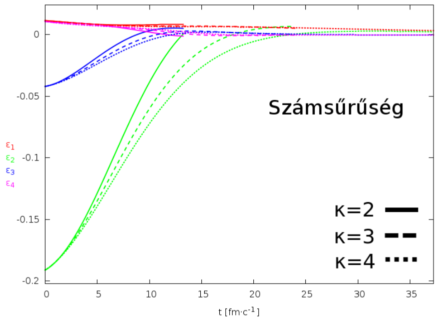


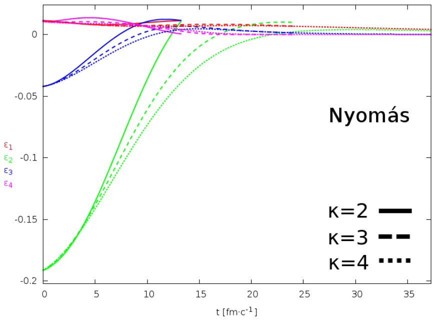
Nyomásgradiens hatása: ε_n anyag- és energiasűrűségben



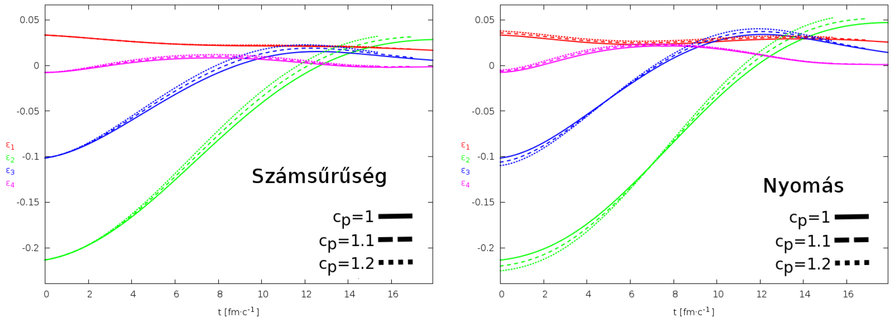


Hangsebesség hatása: ε_n számsűrűségben és nyomáseloszlásban





Nyomásgradiens hatása: ε_n számsűrűségben és nyomáseloszlásban



Kitekintés

- Viszkozitás hatásának vizsgálata relativisztikus esetben
- Relativisztikus és nemrelativisztikus viszkozitás összehasonlítása
- QCD állapotegyenlet használata