



FLUIDI RELATIVISTICI

SOMMARIO

- ▶ Introduzione
- ▶ Il plasma di QCD come fluido particolare
- ▶ Oltre la fluidodinamica relativistica dissipativa
- ▶ Attività in Sezione

A COSA SERVE LA FLUIDODINAMICA RELATIVISTICA

► Astrofisica

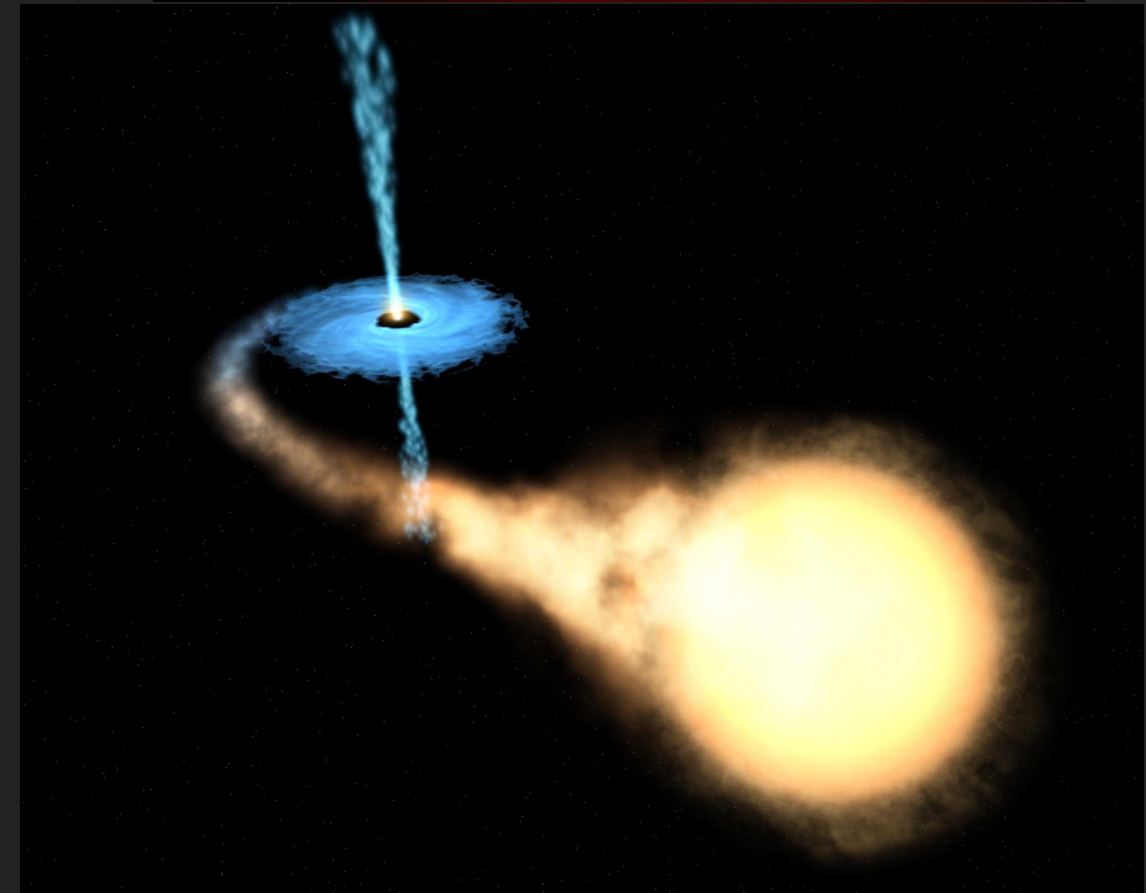
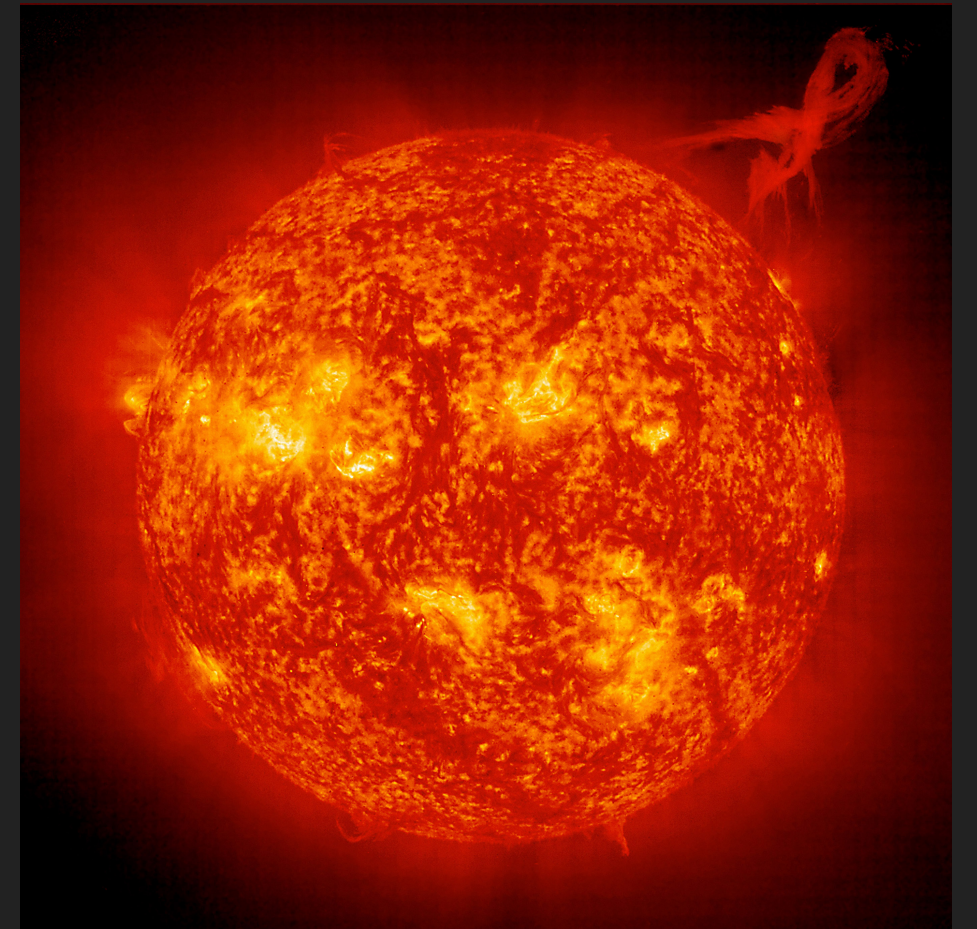
dinamica solare, fenomeni astrofisici di alta energia in cui intervengono plasmi magnetizzati (gruppo plasmi astrofisici), equazioni di stabilità stellare

► Cosmologia

Il secondo membro dell'equazione di Einstein è usualmente descritto dal tensore energia-impulso di un fluido relativistico ideale, che vuole rappresentare la materia dell'Universo

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$

$$T^{\mu\nu} = (\rho + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu}$$



PROBLEMA DELLA FLUIDODINAMICA IDEALE

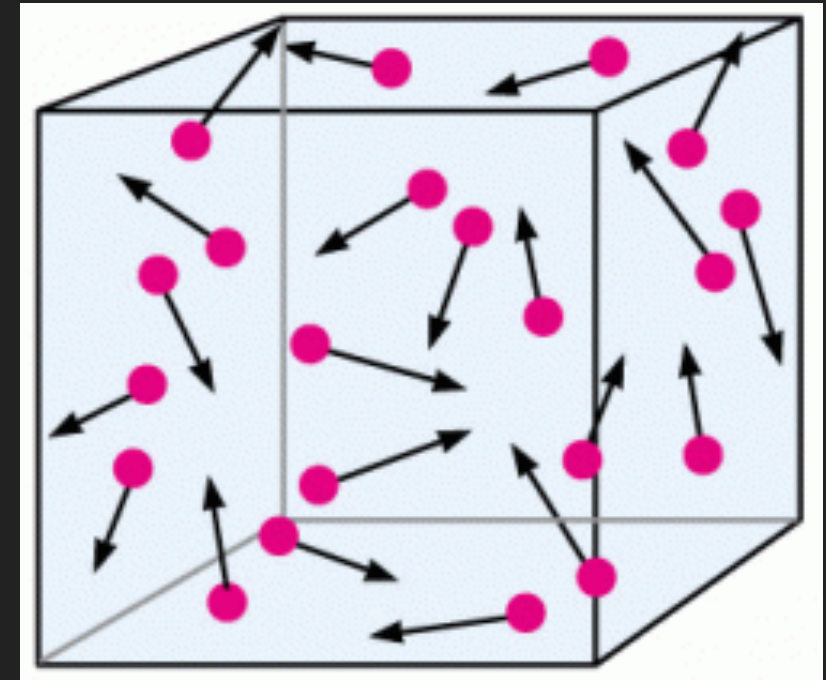
Risolvere l'equazione del moto che non è altro che l'equazione di continuità'

$$\partial_{\mu} T^{\mu\nu} = 0 \qquad \partial_{\mu} [(\rho + p) u^{\mu} u^{\nu} - p g^{\mu\nu}] = 0$$

date le condizioni iniziali e al contorno. Ci sono 5 incognite e 4 equazioni, più l'equazione di stato che lega p e ρ , dettata dalla termodinamica di equilibrio

FLUIDODINAMICA COME MEDIA DI UNA TEORIA CINETICA

Si puo' ricavare la forma ideale del tensore energia-impulso integrando gli impulsi di un insieme di particelle che collidono (gas o liquido), su una certa regione dello spazio purché sufficientemente più grande del libero cammino medio. La condizione per avere la forma ideale è che le distribuzioni di impulso siano *localmente* all'equilibrio, cioè per es. le distribuzioni di Maxwell, Fermi o Bose con una certa temperatura locale. Ovviamente la temperatura dovrà variare significativamente su lunghezze molto maggiori del libero cammino medio.



Cella idrodinamica: dimensioni molto superiori al libero cammino medio delle molecole

ESEMPI

$$\lambda = 1/\sigma n$$

- ▶ In aria a temperatura ambiente il libero cammino medio e' 68 nm, mentre la distanza intermolecolare media e' 3nm
- ▶ Nell'acqua la distanza intermolecolare media e' circa 10 volte inferiore, 0.3 nm, mentre il libero cammino medio e' anch'esso 0.3 nm (liquido vs gas).

Il modello cinetico e' valido perche' il libero cammino medio e' molto piu' grande della lunghezza d'onda quantistica media; per la maggior parte del tempo le particelle sono pacchetti d'onda liberi e ogni tanto interagiscono. Per es. per l'acqua $\lambda_T \sim 5$ pm

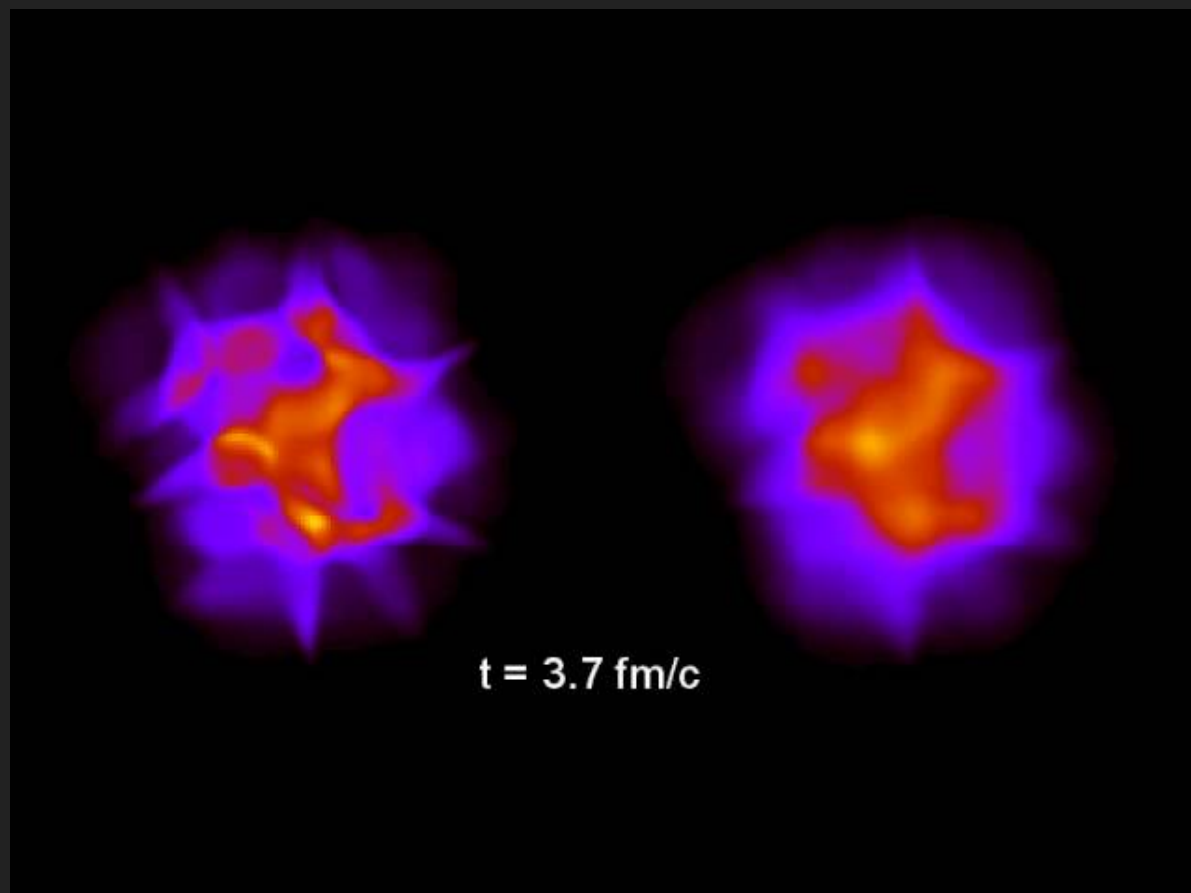
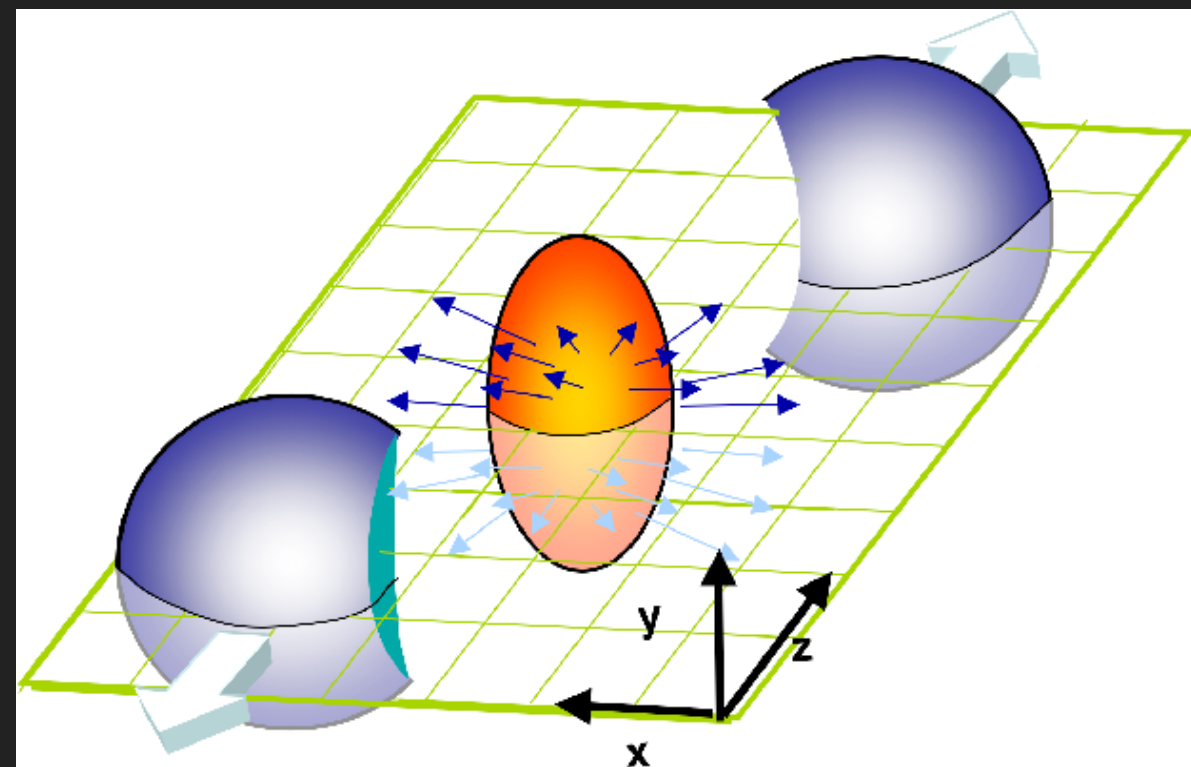
$$\lambda_T = h/p_T \ll \lambda$$

FLUIDODINAMICA RELATIVISTICA E FISICA DELLE PARTICELLE

IL PLASMA DI QUARK E GLUONI (QGP)

Il modello idrodinamico del QGP si e' dimostrato molto soddisfacente per la sua capacita' di riprodurre i dati di collisioni nucleari di alta energia

Allo stesso tempo il QGP e' stato motivo di ripensamento teorico profondo della fluidodinamica relativistica e dei suoi concetti di base



FLUIDODINAMICA RELATIVISTICA DISSIPATIVA

Ogni fluido reale ha una viscosita' finita a cui e' associata dissipazione, cioe' creazione di entropia (cosa che non avviene nella fluidodinamica ideale). Gli effetti viscosi sono normalmente trascurati in astrofisica.

La versione relativistica delle equazioni di Navier Stokes ha problemi di causalita'

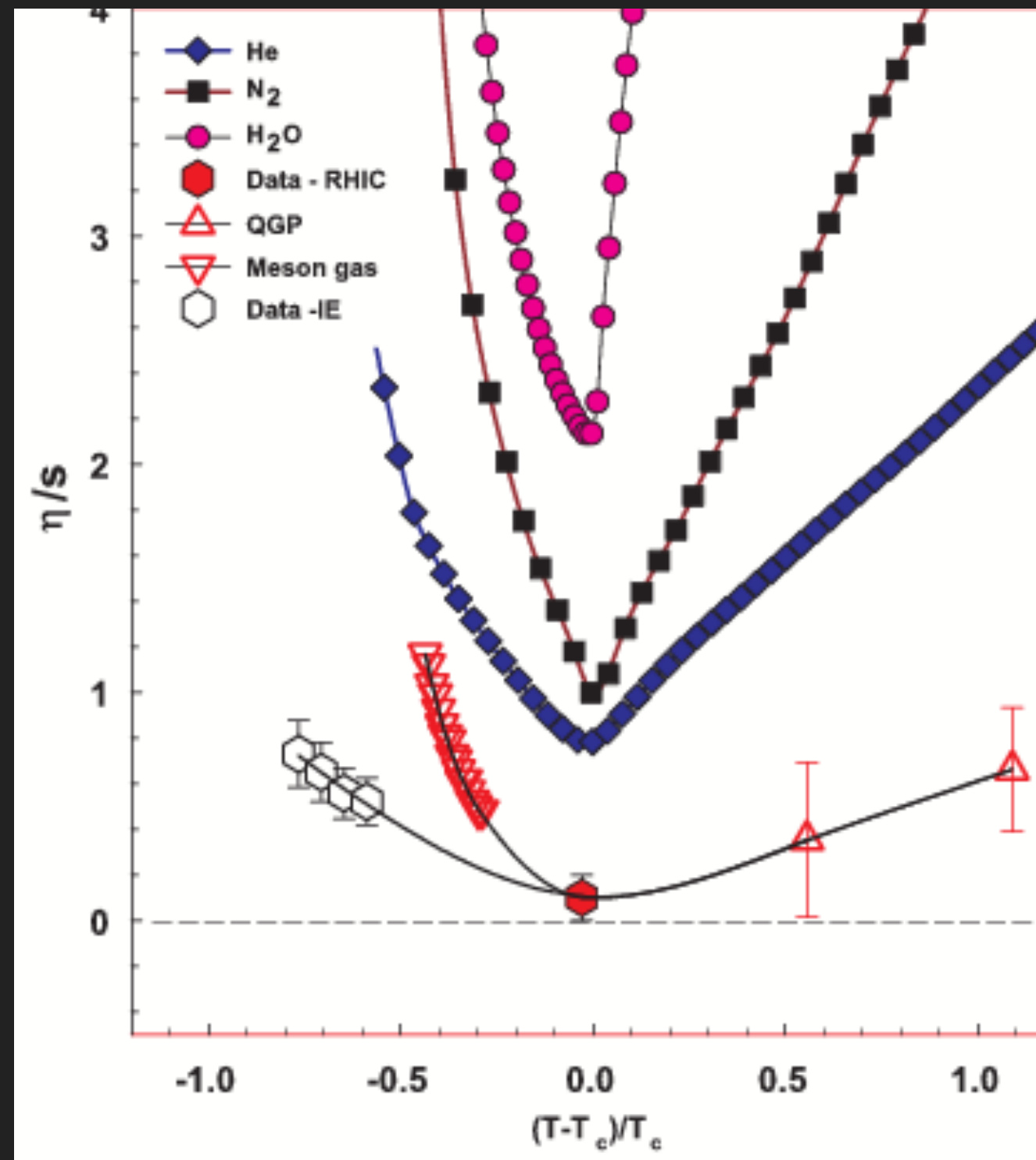
$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad T^{\mu\nu} = (\rho + p) u^\mu u^\nu - p g^{\mu\nu} + \Pi^{\mu\nu}$$
$$\Pi^{\mu\nu} = \eta \left(\nabla^\mu u^\nu + \nabla^\nu u^\mu - \frac{2}{3} \nabla \cdot u \right) + \dots$$

La versione di Israel Stewart supera il problema ed e' quella applicata normalmente per stimare la viscosita' del QGP.

PER IL QGP RISULTA

$$\frac{\eta}{s} \lesssim 0.2$$

Il QGP nei pressi della transizione di fase e' un fluido quasi ideale.



La viscosita' e' difficile da stimare con QCD su reticolo

CONSEGUENZE

Cosa vuol dire un rapporto basso tra viscosita' e densita' di entropia?

Se applicassimo ai quarks e ai gluoni le formule della teoria cinetica ci accorgeremmo che il libero cammino medio sarebbe circa uguale alla loro lunghezza d'onda media

$$\frac{\eta}{s} \sim 0.2 \Rightarrow \lambda \sim \lambda_T$$

Il QGP nei pressi della transizione di fase e' un *fluido* *Testo interagente*, per il quale una descrizione cinetica e' impossibile. Si tratta di un caso specialissimo in natura.

FLUIDODINAMICA SENZA PARTICELLE

- ▶ La descrizione fluidodinamica di un sistema senza sostrato cinetico-particellare e' ancora possibile
- ▶ Il concetto fondamentale e' quello di *equilibrio termodinamico locale*, che puo' essere formulato in astratto usando entropia e tensore energia-impulso come medie di operatori quantistici
- ▶ La dinamica complessa di un sistema di campi quantistici interagenti si riduce all'evoluzione classica di pochi campi termodinamici (u, T, μ)
- ▶ Condizioni perche' la fluidodinamica sia una buona approssimazione: la lunghezza tipica di interazione microscopica (nel caso cinetico e' λ) deve essere molto minore della scala di lunghezza sulla quale i campi termodinamici variano sensibilmente e molto minore della dimensione del sistema

OLTRE LA FLUIDODINAMICA DISSIPATIVA

- ▶ Il tensore energia-impulso medio all'equilibrio t.d. locale e' una serie nei gradienti dei campi termodinamici di cui il termine zero e' l'ideale, il primo ordine Navier-Stokes

$$T^{\mu\nu} = T_{id}^{\mu\nu} + O(\nabla\beta) + O(\nabla^2\beta, \partial^2 g, (\nabla\beta)^2) + \dots$$
$$\beta = \frac{1}{T} u$$

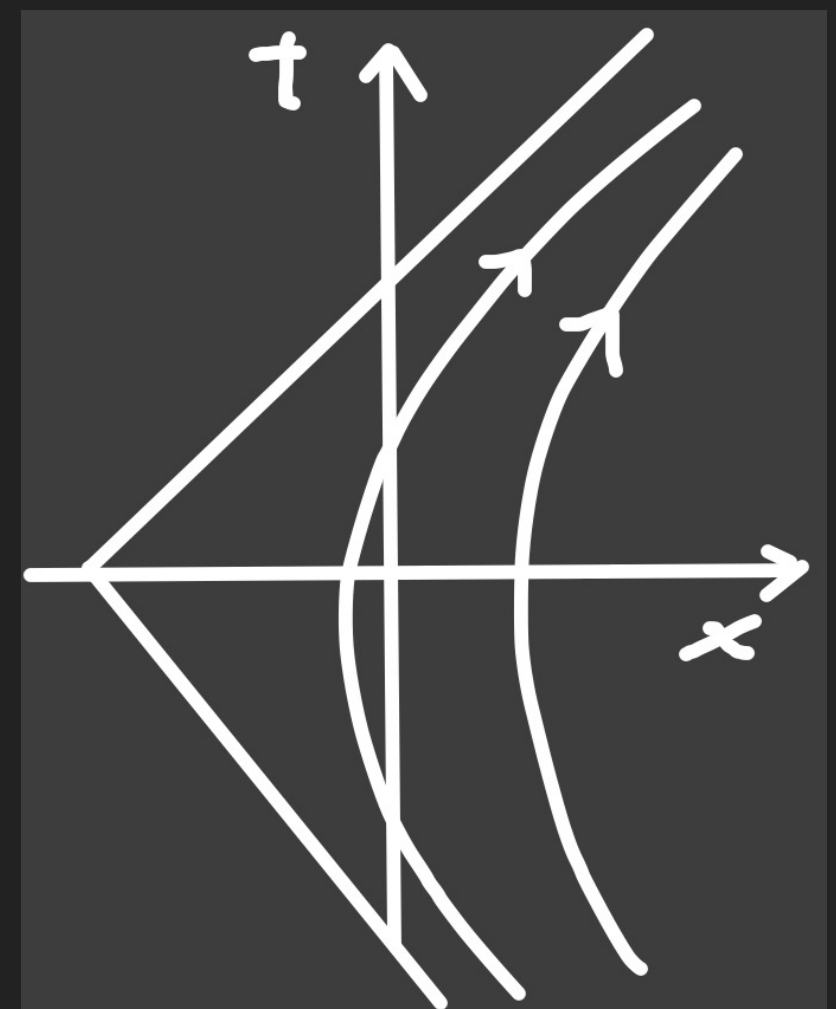
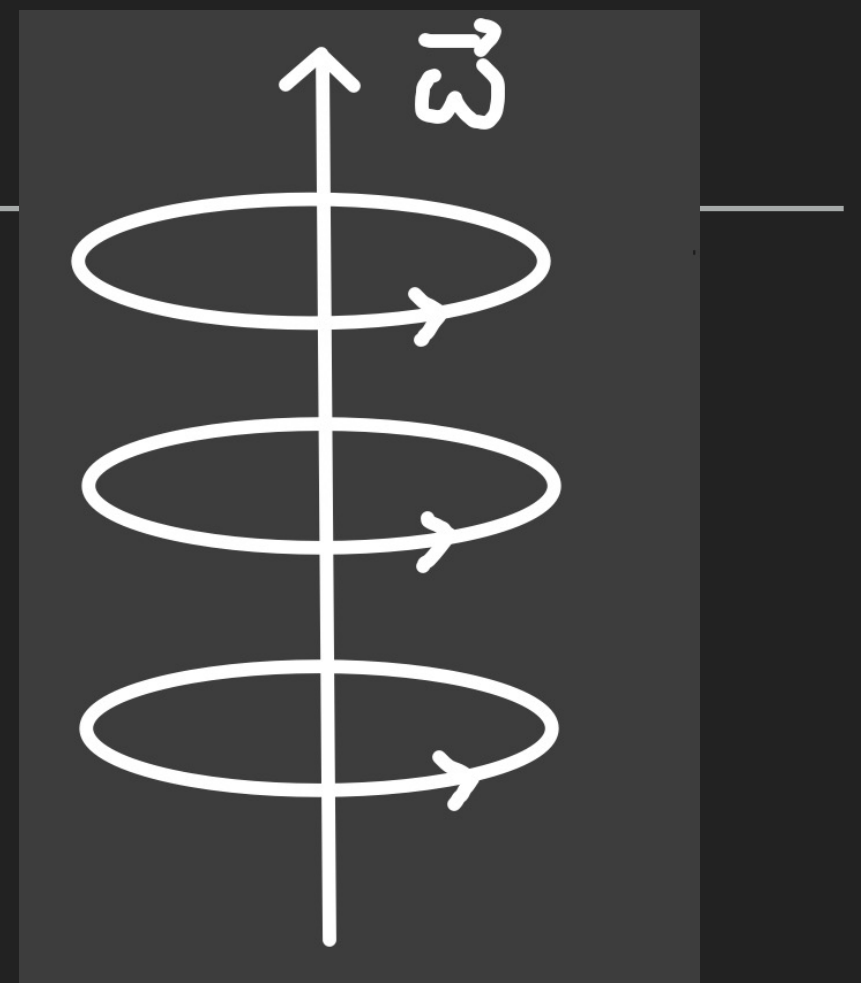
- ▶ I termini del secondo ordine possono essere dissipativi o non-dissipativi, ovvero permanere anche all'equilibrio termodinamico globale
- ▶ Nello sviluppo possono comparire anche i gradienti della metrica (spaziotempo curvo) la quale deve essere considerata a tutti gli effetti come un campo termodinamico

FLUIDI ACCELERATI

- ▶ Esistono configurazioni di equilibrio t.d. globale con accelerazione: rotazione e accelerazione comovante costante
- ▶ In questi equilibri, il tensore energia-impulso *non ha* la forma ideale (contrariamente alle definizioni dei libri di fisica generale)

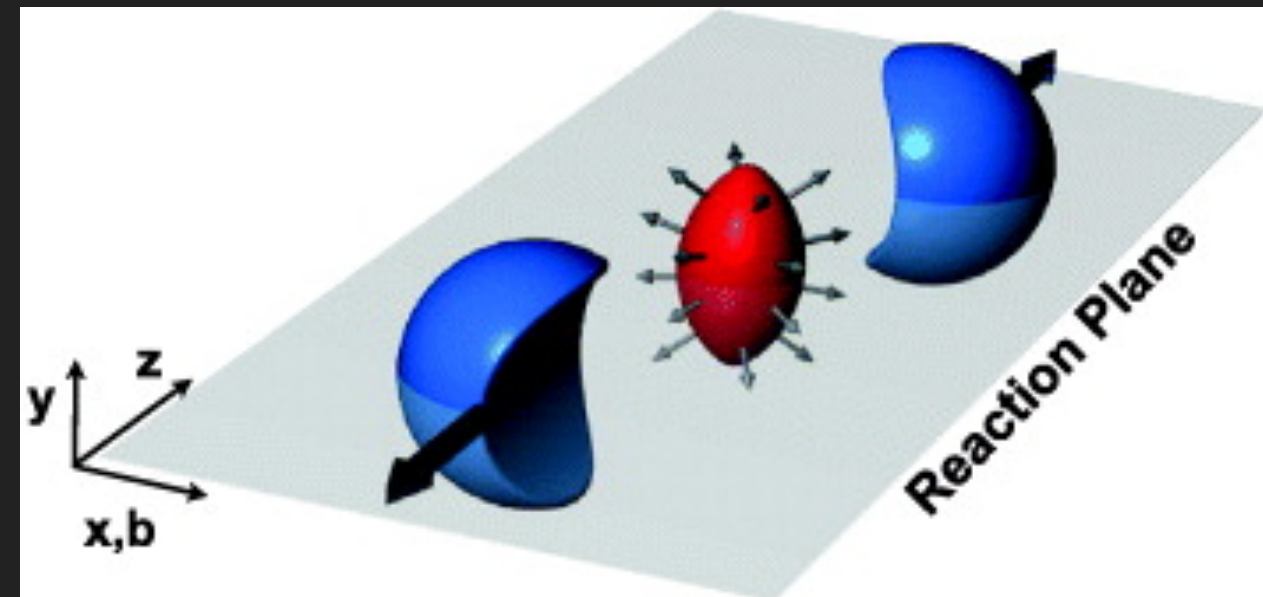
$$T^{\mu\nu}(x) = \left[\rho + \left(\frac{\hbar|a|}{cKT} \right)^2 U_\alpha + \left(\frac{\hbar|\omega|}{KT} \right)^2 U_w \right] u^\mu u^\nu - \left[p + \left(\frac{\hbar|a|}{cKT} \right)^2 D_\alpha + \left(\frac{\hbar|\omega|}{KT} \right)^2 D_w \right] \Delta^{\mu\nu} \\ + A \left(\frac{\hbar|a|}{cKT} \right)^2 \hat{a}^\mu \hat{a}^\nu + W \left(\frac{\hbar|\omega|}{KT} \right)^2 \hat{\omega}^\mu \hat{\omega}^\nu + G \frac{\hbar^2 |\omega| |a|}{c(KT)^2} (u^\mu \hat{\gamma}^\nu + \hat{\gamma}^\mu u^\nu) + o(\varpi^2)$$

- ▶ I coefficienti, non-dissipativi, dei termini del secondo ordine sono di natura quantistica (F.B., E. Grossi PRD 92, 2015)



QGP FLUIDO RECORD

- ▶ Il piu' caldo ($T > 400$ MeV a LHC)
- ▶ L'accelerazione iniziale piu' grande a $\sim 10^{30}$ g (almeno 20 ordini di grandezza superiore a quella dell'orizzonte degli eventi per una massa solare)
- ▶ Si potrebbero vedere gli effetti delle correzioni quantistiche se i coefficienti fossero abbastanza grandi



$$\frac{\hbar a}{cKT} \sim 0.04$$

FLUIDI IN CAMPO GRAVITAZIONALE

- Analoghi termini superiori sono presenti se un fluido è all'equilibrio termodinamico in un campo gravitazionale

$$\begin{aligned} \delta \langle \hat{T}^{\alpha\gamma}(x) \rangle \simeq & \frac{T}{6} (R_{\rho\sigma} \beta^\rho \beta^\sigma + R \beta^2) (\chi_\rho u^\alpha u^\gamma + \chi_\pi \Delta^{\alpha\gamma}) \\ & - \frac{T}{6} \chi_t (2\beta_\rho \beta_\sigma R^{\rho<\alpha\gamma>\sigma} - R^{<\alpha\gamma>\beta^2}) \\ & + 3T \chi_v \Delta^{\rho(\alpha} R_{\rho\sigma} \beta^\sigma \beta^{\gamma)} + \frac{3}{4} T \chi'_t \tilde{R}^{\rho(\alpha\gamma)\sigma} \beta_\rho \beta_\sigma \end{aligned} \quad (26)$$

- Tali termini sono anch'essi di origine quantistica e portano ad una modifica efficace delle equazioni di Einstein



ATTIVITA NELLA SEZIONE DI FIRENZE

- ▶ Iniziativa specifica SIM (2002-)
 - ▶ Fondi speciali di Ateneo biennio 2016-17 "Fisica dei plasmi relativistici"
 - ▶ Fondi locali
 - ▶ Domanda di PRIN in corso
-

Persone coinvolte

F.B., A. Cotrone, L. Del Zanna, E. Grossi (assegno), Y. Karpenko (postdoc INFN), M. Buzzegoli, A. Aniello (studenti).

RISULTATI RECENTI

- ▶ Produzione di un codice numerico (disponibile) ECHO-QGP di fluidodinamica relativistica dissipativa causale (L. Del Zanna, G. Inghirami, F.B, 2012-2014)
- ▶ Previsione della polarizzazione indotta da accelerazione e rotazione in collisioni periferiche di nuclei ad alta energia (2013)
- ▶ Calcolo dei coefficienti del secondo ordine legati a accelerazione e vorticità per un campo scalare libero (gas ideale) (2015)

A polarization in peripheral heavy ion collisions

F. Becattini,^{1,2} L. P. Csernai,³ and D. J. Wang^{3,4}¹University of Florence and INFN Florence, Florence, Italy²Frankfurt Institute for Advanced Studies (FIAS), Johann Wolfgang Goethe University, Frankfurt, Germany³Institute of Physics and Technology, University of Bergen, Allegaten 55, 5007 Bergen, Norway⁴Key Laboratory of Quark and Lepton Physics (MOE) and Institute of Particle Physics, Central China Normal University, Wuhan 430079, China

(Received 15 April 2013; revised manuscript received 11 July 2013; published 13 September 2013)

We predict the polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ hyperons in peripheral heavy ion collisions at ultrarelativistic energy, based on the assumption of local thermodynamical equilibrium at the freeze-out. The polarization vector is proportional to the curl of the inverse temperature four-vector field and its length, of the order of percents, is maximal for a particle with moderately high momentum lying on the reaction plane. A selective measurement of these particles could make Λ polarization detectable.

DOI: 10.1103/PhysRevC.88.034905

PACS number(s): 25.75.-q, 24.70.+s, 47.32.Ef

Relativistic distribution function for particles with spin at local thermodynamical equilibrium

F. Becattini^{a,b,c,d,*}, V. Chandra^b, L. Del Zanna^{a,b}, E. Grossi^{a,b}^aUniversità di Firenze, Florence, Italy^bINFN Sezione di Firenze, Florence, Italy^cUniversität Frankfurt, Frankfurt am Main, Germany^dFIAS, Frankfurt am Main, Germany

HIGHLIGHTS

- Single-particle distribution function in local thermodynamical equilibrium with spin.
- Polarization of spin 1/2 particles in a fluid at local thermodynamical equilibrium.
- Prediction of a new effect: a steady gradient of temperature induces a polarization.
- Application to the calculation of polarization in relativistic heavy ion collisions.

ARTICLE INFO

Article history:

Received 4 April 2013

Accepted 9 July 2013

Available online 22 July 2013

Keywords:

Relativistic hydrodynamics

Relativistic kinetic theory

Local thermodynamical equilibrium

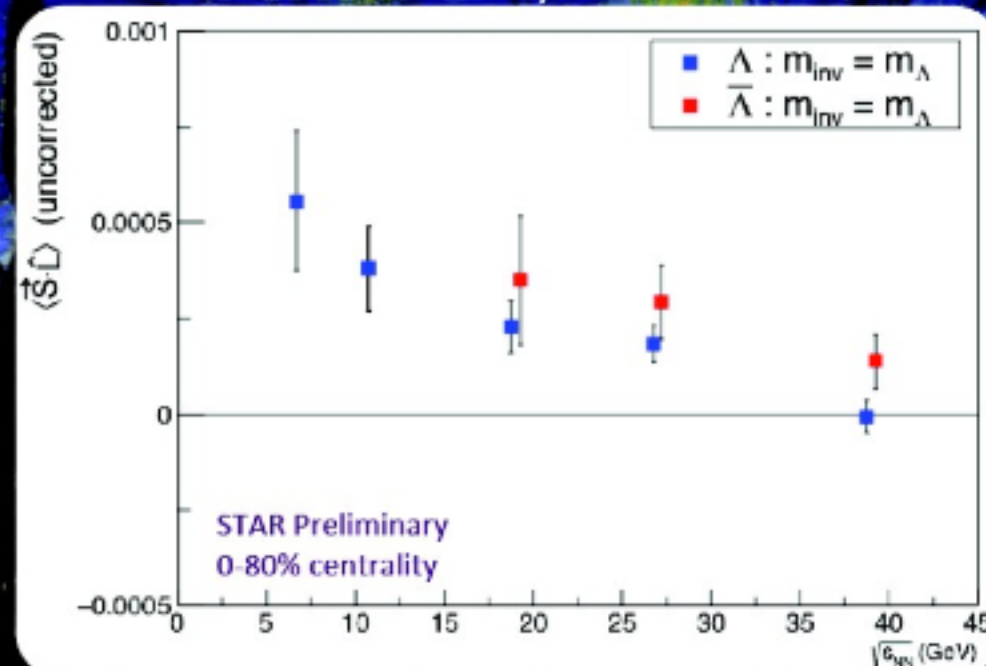
Polarization

ABSTRACT

We present an extension of relativistic single-particle distribution function for weakly interacting particles at local thermodynamical equilibrium including spin degrees of freedom, for massive spin 1/2 particles. We infer, on the basis of the global equilibrium case, that at local thermodynamical equilibrium particles acquire a net polarization proportional to the vorticity of the inverse temperature four-vector field. The obtained formula for polarization also implies that a steady gradient of temperature entails a polarization orthogonal to particle momentum. The single-particle distribution function in momentum space extends the so-called Cooper-Frye formula to particles with spin 1/2 and allows us to predict their polarization in relativistic heavy ion collisions at the freeze-out.

© 2013 Elsevier Inc. All rights reserved.

Preliminary results



- First clear positive signal of global polarization in heavy ion collisions!

$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	7.7	11.5	19.6	27	39
Λ	3.1 σ	3.4 σ	3.3 σ	3.8 σ	-0.2 σ
anti- Λ	-	-	2.1 σ	3.0 σ	2.0 σ

Marginal significance for one energy.
Ensemble & trend adds confidence.

- Both Lambdas and AntiLambdas show positive polarization $\rightarrow$ vorticity and/or spin-orbit
 - increased AntiLambdas polarization could arise from (electro)magnetic contribution, but errorbars...

PRIMA EVIDENZA DI
POLARIZZAZIONE DI UNA
PARTICELLA RELATIVISTICA
DOVUTA AD ACCELERAZIONE
E ROTAZIONE DI UN FLUIDO

Esperimento STAR, novembre 2015

ATTIVITA IN CORSO

- ▶ Stima numerica dell'impatto dei termini del secondo ordine per il QGP (Y. Karpenko)
- ▶ Calcolo teorico dei coefficienti del secondo ordine per campo scalare e fermionico libero (E. Grossi, M. Buzzegoli, F.B); per teoria fortemente interagente con metodi olografici (A. Cotrone, F. Bigazzi)
- ▶ Calcolo dei coefficienti del secondo ordine in QCD su reticolo (progetto in collaborazione con M. D'Elia, Pisa)
- ▶ Possibile applicazione in campo astrofisico e cosmologico