

Il mondo della materia elettromagnetica

F. Pegoraro

Dipartimento di Fisica “Enrico Fermi”, Università di Pisa
Largo Bruno Pontecorvo 3, I-56127 Pisa, Italy
francesco.pegoraro@unipi.it

Incontri di Fisica dell'Area Pontecorvo
14 marzo 2018

Riconoscete?

Qui vicino anche se un pò mal ridotta.



Stazione Marconi a Coltano¹

Entrata in servizio, nel 1911, era la più potente al mondo, riuscendo a coprire con il proprio segnale circa un sesto della superficie terrestre

¹ <https://www.unipi.it/index.php/news/item/10131-ecco-la-vera-storia-della-stazione-di-marconi-a-coltano>

Teoria, esperimenti, sorprese

Marconi ricevette il primo segnale radio transatlantico il 12 dicembre 1901 inviato dalla Cornovaglia a Terranova. Era una trasmissione considerata impossibile data la curvatura della terra.

Un altro scienziato di formazione non ufficiale, Heaviside, propose immediatamente nel 1902 che ci fosse uno strato ionizzato oltre l'atmosfera capace di riflettere le onde radio e permettere quindi di trasmettere oltre "l'orizzonte"²

²Invero qualcuno in qualche modo ci aveva già pensato; nel 1839 Gauss aveva ipotizzato che una regione elettricamente conduttrice dell'atmosfera potesse spiegare le variazioni osservate del campo magnetico terrestre ▶ 

Altre sorprese *Il “Coronio”*

Durante un'eclisse solare (7 agosto 1869) fu osservata nello spettro coronale una linea di emissione che non corrispondeva a quella di alcun materiale conosciuto: fu proposto che fosse dovuto a un elemento sconosciuto denominato *Coronio*.

Negli anni '30 si comprese che questa linea spettrale a 530,3 nm era dovuta al ferro altamente ionizzato (Fe^{13+}).

L'elevata ionizzazione era dovuta alla temperatura della corona solare molto maggiore (da 150 a 450 volte) di quella sulla superficie visibile del sole³.

Il freddo riscalda il caldo?

³La temperatura media della fotosfera è di circa 5800 K mentre quella della corona varia tra il milione e i tre milioni di Kelvin .

Vicini e lontani

In entrambi questi esempi è determinante la presenza di “gas ionizzati”, di *plasmi* come vengono più comunemente chiamati, cioè di gas di elettroni e ioni che interagiscono tra loro elettromagneticamente.

Cosa c'è di speciale in questi sistemi?
Essenzialmente l'interazione a lungo range.

Restringiamoci per ora all'interazione Coulombiana in un sistema esteso di cariche (diciamo spazialmente uniforme).

La forza decresce con il quadrato della distanza ma il numero delle particelle cresce con il quadrato della distanza.

In un certo senso *i lontani contano quanto i vicini*.

Comportamento collettivo

Questa è la principale caratteristica fisica dei plasmi:

l'interazione collettiva che coinvolge la dinamica del sistema nel suo insieme è dominante⁴ rispetto all'interazione tra le singole coppie di particelle

e diventa ancor più dominante all'aumentare dell'energia del plasma almeno, vedremo, fino a che processi quali la produzione di coppie di elettroni e positroni non prendono il sopravvento.

⁴Nel limite Coulombiano in un parametro adimensionale corrispondente al numero di particelle nella cosiddetta sfera di Debye, parametro che in molti casi di interesse può superare il miliardo

Tempo dinamico e tempo di rilassamento

L'interazione collettiva del plasma introduce un tempo dinamico caratteristico

$$\tau_{din} = 1/\omega_{pe}, \quad \text{dove} \quad \omega_{pe} = [4\pi n e^2 / m_e]^{1/2}$$

che non dipende dal fatto che il plasma è composto da particelle discrete mentre ne dipende il tempo di rilassamento

$$\tau_{ril} = 1/\nu_{coll}, \quad \text{dove} \quad \nu_{coll} \sim \langle n \sigma_{Coul} v \rangle$$

che è dominato dalle interazioni binarie (cioè tra coppie di particelle)⁵ e che diventa sempre più lungo al crescere dell'energia del plasma dato che $\sigma_{Coul} \propto v^{-4}$.

⁵Nel limite di infiniti gradi di libertà il rapporto τ_{din}/τ_{coll} tende a zero

Assenza di equilibrio termodinamico

In un sistema aperto, come sono essenzialmente tutti i sistemi reali, se il tempo dinamico è (molto) più breve del tempo di rilassamento non si raggiungono in generale condizioni di equilibrio termodinamico, neppure locale.

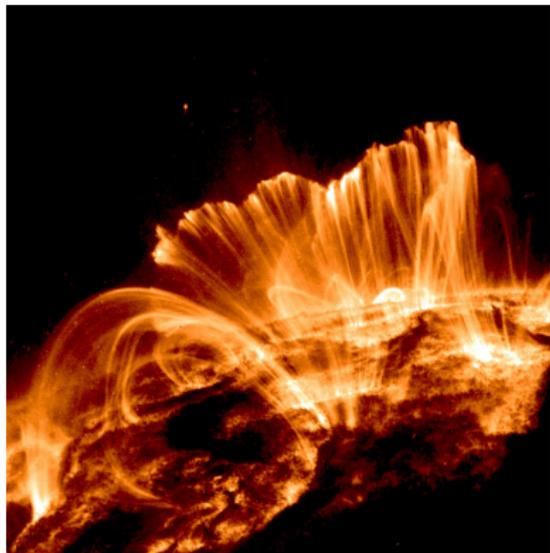
Questo ha conseguenze: un sistema collettivo completamente fuori equilibrio termodinamico può presentarsi in una miriade di forme e comportamenti diversi e riservare sorprese.

Ha una fenomenologia ricca che non può essere rinchiusa in descrizioni troppo schematiche.

Forme, topologia e dinamica

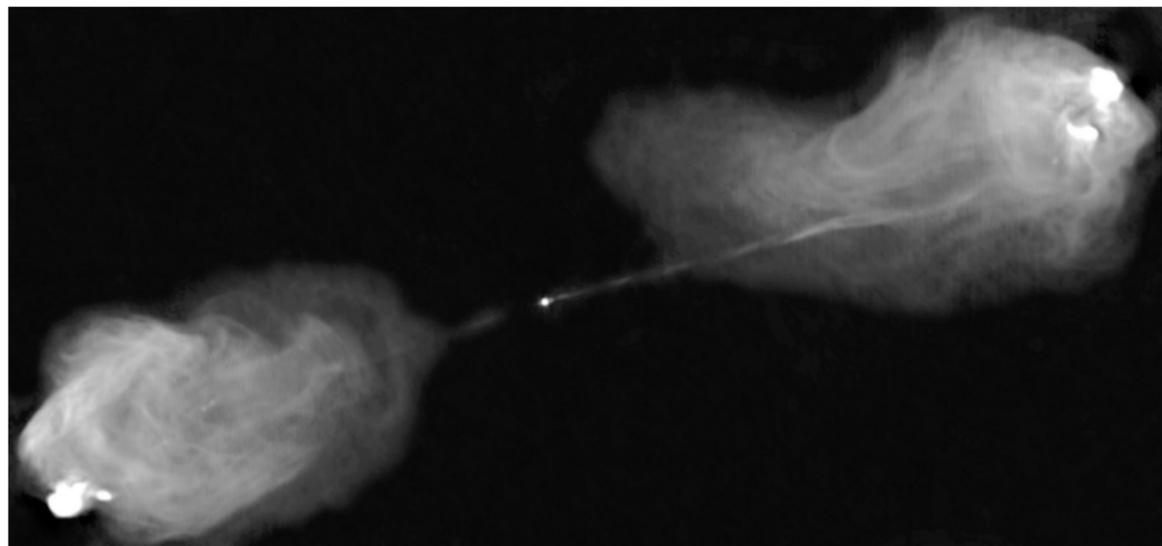
Archi coronali UV (Trace)

Filamenti nella nebulosa *Velo* (Kitt Peak)



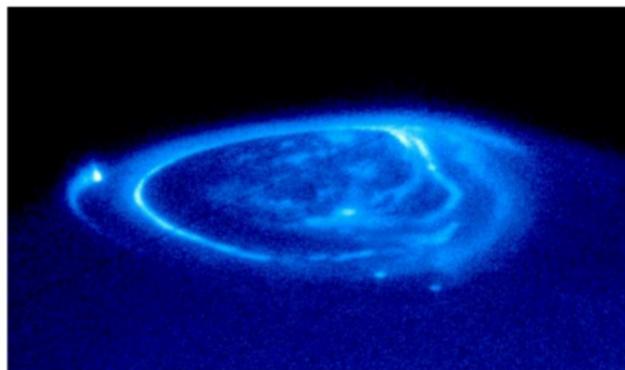
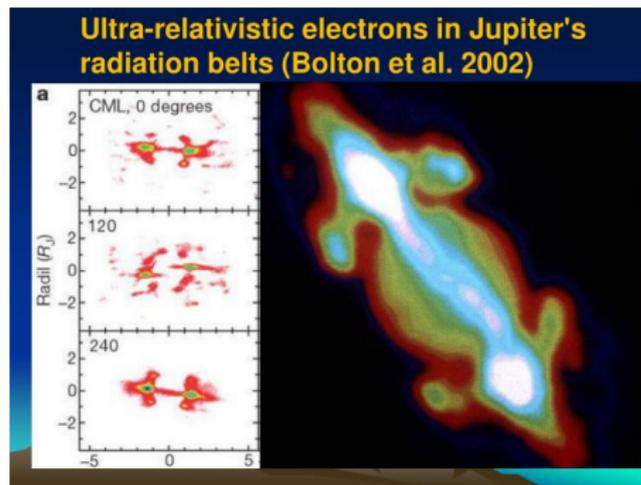
Forme, dinamica e dimensioni

Getto dalla radio-galassia Cigno A
estensione del getto $\sim 0.1 \text{ Mpc}$, $\sim 300 \text{ kly}$.

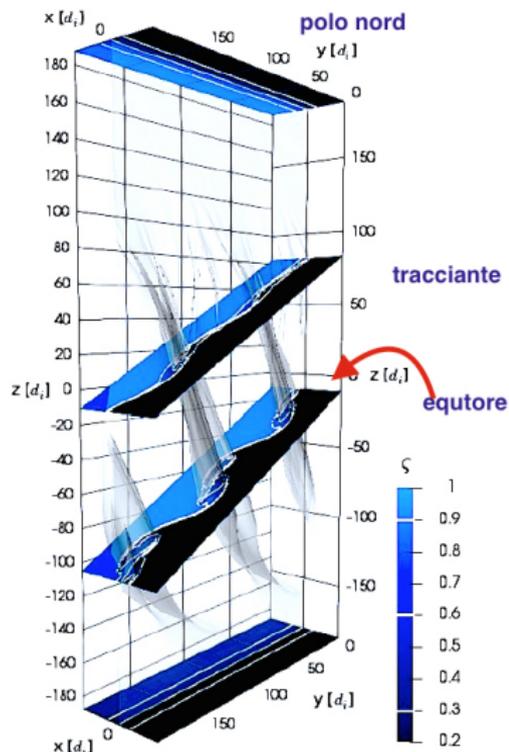


Magnetosfera di Giove

Fascie di radiazione intorno a Giove (sincrotrone) e aurora boreale al polo di Giove (Hubble).



Vortici ai fianchi della magnetosfera terrestre



Modello numerico dell'effetto
della instabilità di Kelvin Helmholtz



Il plasma del vento solare (nero)
lambisce la magnetosfera terrestre (blu)

Coerenza e densità

Dato che il rilassamento è lento rispetto ai tempi dinamici, strutture coerenti di cariche e corrente possono mantenersi nel tempo e produrre radiazione elettromagnetica in maniera coerente cioè irraggiare una potenza proporzionale al quadrato del numero di cariche all'interno del volume di coerenza.

In questo regime la densità di energia dei campi e.m. è proporzionale al quadrato della densità del plasma

Questo contrasta con quanto accade in una situazione di equilibrio termodinamico tra la radiazione e materia (radiazione di corpo nero) in cui la densità di energia dei campi e.m. non dipende dalla densità della materia⁶: legge di Stefan-Boltzmann.

⁶Purchè l'equilibrio termodinamico possa essere stabilito, cioè purchè la materia sia opaca alla radiazione

Il mondo della materia elettromagnetica

Questo ci conduce verso un regime di plasma che chiamo *il mondo della materia elettromagnetica* dove i campi e.m. dominano la dinamica della materia⁷. Questo regime vedremo, possiamo ora studiarlo in laboratorio. Possiamo ora produrre quantità quasi macroscopiche di materia relativistica $N \sim 10^{13}, 10^{14}$, $n \sim 10^{21}, 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, Energie $\sim \text{GeV}$ per elettrone e, per ora, di alcune decine di MeV per nucleone.

In questo regime la dinamica del plasma è violentemente nonlineare (siamo ben lontani da poter pensare ad un principio di sovrapposizione da utilizzare nello studio dell'interazione tra i campi e.m. e le cariche).

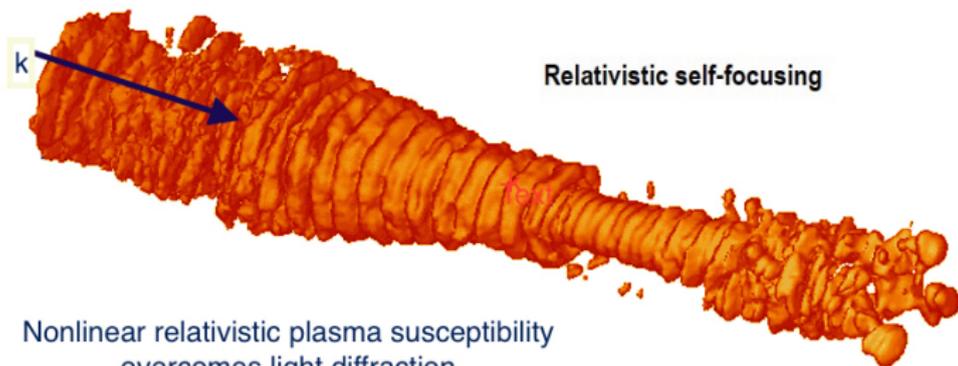
In questo regime il plasma è un mezzo estremamente efficiente a manipolare oltre che a produrre campi e.m.

⁷ In cosmologia, nell'epoca dei fotoni (tra 10 secondi e 380.000 anni dopo il Big Bang) l'energia dell'universo è dominata dai fotoni

Autofoccheggio relativistico

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_{pe}^2(\gamma), \quad \omega_{pe}^2(\gamma) = 4\pi n e^2 / (m_e \gamma), \quad \gamma \sim a^2$$

γ fattore di Lorentz degli elettroni, $a \gg 1$ ampiezza adimensionale,
 $a = eE / (m_e c \omega)$, dell'impulso laser (elettroni relativistici)



Nonlinear relativistic plasma susceptibility
overcomes light diffraction

Codice numerico di tipo PIC (integrazione Lagrangiana della dinamica del plasma e dei campi e.m. in approssimazione di campo medio) Polarizzazione circolare. Previsto da G.A. Askar'yan, Soviet Phys. JETP 15, 1088 (1962).

Solitone spaziale

Nonlinearità, fluttuazioni e proprietà macroscopiche

Anche in presenza di campi e.m. meno intensi la dinamica di un plasma è essenzialmente nonlineare.

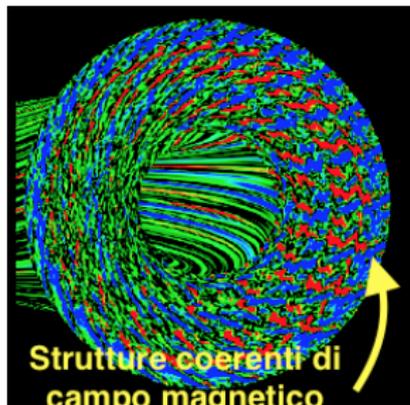
La assenza di equilibrio termodinamico ha infatti come conseguenza che fluttuazioni dei campi e.m. e delle quantità fisiche del plasma crescono, in presenza di gradienti spaziali, di anisotropie nelle velocità etc., ben oltre il valore che avrebbero all'equilibrio termodinamico.

Entrano in gioco *instabilità*, cioè eccitazioni *collettive* spontanee o forzate dei campi e.m., che **determinano le proprietà macroscopiche del plasma sostituendosi⁸ ai processi di rilassamento dovuti alle interazioni binarie tra particelle.**

⁸Ma avendo sul plasma un effetto essenzialmente diverso da quello dei processi di rilassamento dissipativo

Trasporto anomalo: fusione termonucleare e trasporto di energia

La capacità di mantenere valori elevati del rapporto densità di energia su densità di massa è alla base dell'uso dei plasmi per ottenere



Tuttavia proprio questo efficiente trasferimento di energia dalle particelle del plasma alle eccitazioni e.m. coerenti ha come conseguenza che in un plasma **siano i processi collettivi a determinarne le caratteristiche macroscopiche** rendendo *le perdite energetiche molto più rapide*

di quanto sarebbero in presenza delle sole interazioni binarie (collisioni)

La figura mostra una ricostruzione delle strutture di campo magnetico in un esperimento di fusione in una configurazione a ciambella (toro).

Notate l'estensione radiale delle zone rosse che permettono un trasporto radiale più rapido: "anomalo"

Trasporto anomalo: dischi di accrezione e trasporto di momento angolare

Trasporto anomalo di momento angolare

La conservazione del momento angolare impedirebbe la caduta (accrescimento) della materia che ruota in un disco intorno, ad esempio un oggetto stellare compatto.

La viscosità collisionale⁹ è del tutto insufficiente a spiegare il tasso di accrescimento richiesto per tenere conto della radiazione emessa: il momento angolare deve essere trasportato **verso l'esterno** in modo molto più efficiente.

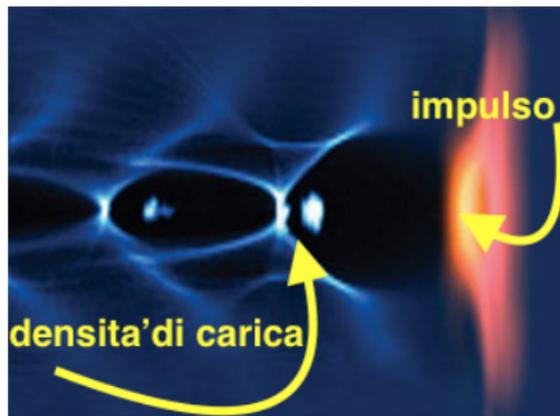
Eccitazioni collettive del plasma, ad es. la cosiddetta Magneto-Rotational (Velikhov) Instability¹⁰, forniscono meccanismi che possono spiegare il trasporto *anomalo* del momento angolare.

⁹Spesso definita viscosità molecolare nella letteratura astrofisica

¹⁰Deriva dall'effetto della tensione magnetica in un plasma in rotazione differenziale 

Scie di carica

Un impulso laser ultraintenso, che si propaga nelle opportune condizioni di densità di plasma e di durata dell'impulso, crea un'onda di Langmuir¹¹ di scia di grande ampiezza con $v_{ph} \sim c$.



¹¹ $\omega = \omega_{pe}$. In un plasma i campi e.m. oscillanti hanno anche uno stato di polarizzazione longitudinale: compressioni della densità di carica

Cavalloni e specchi relativistici a la Einstein

Se la velocità di oscillazione degli elettroni diventa più grande della velocità di fase dell'onda questa si rompe, come i cavalloni a riva, e crea un foglio di elettroni che si muove con velocità prossima a c .

Quando un secondo impulso inviato in direzione opposta incontra il foglio di elettroni accelerati viene riflesso e la sua frequenza diviene $\omega = \omega_o(1 + \beta)/(1 - \beta) \rightarrow 4\gamma^2 \omega_o$ per $\beta \rightarrow 1$.

A. Einstein, "Zur Elektrodynamik bewegter Körper", Ann. Phys. (Leipzig,) 17, 891 (1905)

Il processo di riflessione dallo specchio è un processo *coerente e come tale viene descritto attraverso una costante dielettrica e non in termini di sezioni d'urto Thomson o Compton*

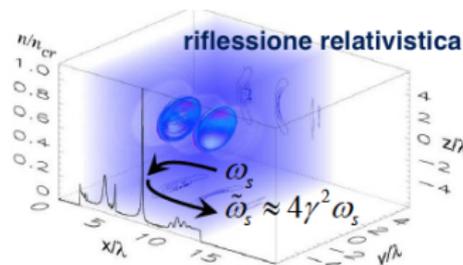
Verso quali intensità?

Nel processo di riflessione si conserva il numero dei fotoni, quindi ad un innalzamento della frequenza corrisponde una crescita di energia (ed una compressione dell'impulso laser)

Questo schema può in linea di principio raggiungere valori del campo elettrico dell'impulso riflesso vicini al valor limite di Schwinger

$$E_{crit} = m_e^2 c^3 / (e \hbar) \approx 1.3 \times 10^{18} \text{ V/m}$$

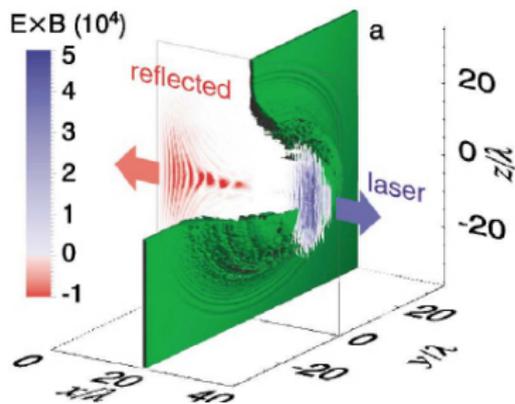
che è il valore del campo elettrico in cui un elettrone acquisterebbe un'energia pari alla sua massa in una lunghezza Compton.



Non è la prima volta in cui si usano colliding beams per raggiungere densità di energia altrimenti non ottenibili, ma è la prima volta in cui si pensa di sfruttare l'effetto di coerenza delle *eccitazioni collettive di un plasma relativistico*.

Accelerare un foglio di plasma

Si può anche usare il processo inverso ed accelerare ad energie relativistiche un foglio di plasma (che funge da specchio perfetto) con la pressione di radiazione¹² di un impulso ultraintenso.



Esirkepov et al., PRL, 92, 1750003 (2004)

Lunghezze in unità di λ incidente

Ampiezza adimensionale $a = 316$

che corrisponde a 10^{23} W/cm^2

Notare allungamento di λ riflesso

¹²La pressione di radiazione agisce sugli elettroni del plasma che trasferiscono agli ioni l'impulso ricevuto dalla radiazione attraverso un campo elettrico dovuto alla separazione di carica.

Un esercizio di cinematica relativistica

Equazione di moto di un elemento di uno specchio perfetto di area $d\Sigma$ ed impulso \mathbf{P}_L nel sistema del laboratorio

$$d\mathbf{P}_L/dt = \langle p \rangle d\Sigma = (\omega_M/\omega_L)^2 E_L^2/(4\pi)$$

con $\omega_{L,M}$ le frequenze dell'impulso nel sistema del laboratorio e dello specchio. La si risolve (sia per il moto imperturbato che per le "corrugazioni" del foglio) usando le variabili Lagrangiane ¹³ y_0, z_0 lungo il foglio cioè, con $x_0 = 0$, le posizioni dell'elemento a $t = 0$ e risolvendo per $x = x(y_0, z_0, t)$, $y = y(y_0, z_0, t)$, $z = z(y_0, z_0, t)$
In geometria 1D (per il moto senza corrugazioni) ($\mathbf{P}_L = p_x \mathbf{e}_x$)

$$\frac{dp_x}{dt} = C \frac{\gamma - p_x}{\gamma + p_x}, \quad C = \frac{E_L^2/c}{4\pi\sigma_0}$$

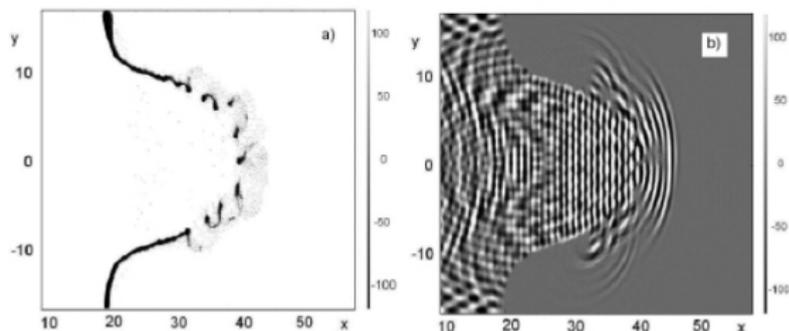
usando variabili adimensionali, σ_0 la densità superficiale a $t = 0$.

¹³vedi F. Pegoraro, S.V. Bulanov, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 065002 (2007).

Corrugazioni dello specchio

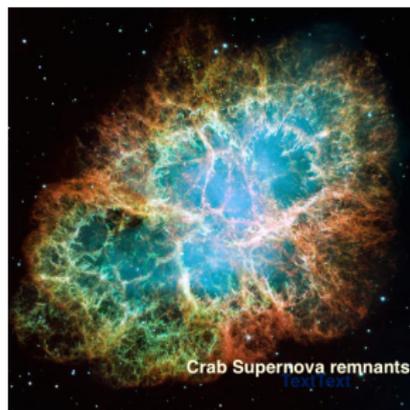
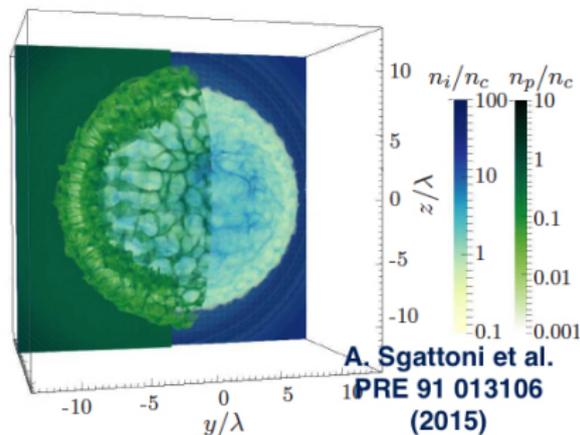
Questo processo è soggetto all'instaurarsi di una instabilità che si manifesta universalmente in tutti i casi in cui il mezzo che dà la spinta (il pistone) è più "leggero" della materia che viene accelerata:

Instabilità di Rayleigh-Taylor che nella sua forma più semplice rende conto di perchè non sia possibile tenere un fluido più pesante sopra uno più leggero.



Instabilità di Rayleigh-Taylor

Questa fisica ci riporta alla problematica della luminosità di Eddington di una stella o della espansione dei gusci di materia prodotti dalla esplosione delle supernovae che possono essere soggetti allo stesso tipo di instabilità, vedi ad esempio i filamenti della nebulosa del Granchio.



Plasmi di elettroni, positroni e raggi gamma

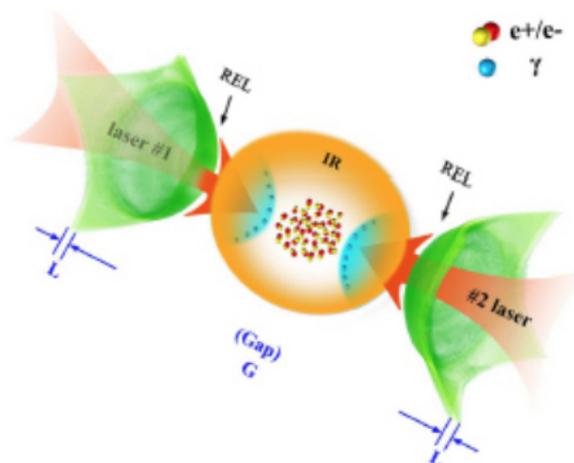
Queste manipolazioni relativistiche dei campi elettromagnetici aprono nuovi orizzonti di ricerca per studiare in laboratorio la dinamica in **plasmi di elettroni-positroni** (importanti ad esempio nella magnetosfera di una pulsar) e in **plasmi in cui processi incoerenti come la Radiazione di Frenamento o la produzione di coppie** diventano importanti ed in cui all'avvicinarsi al campo di Schwinger si potranno studiare **fenomeni collettivi di QED**¹⁴.

Un interessante problema è come realizzare configurazioni di campi elettromagnetici (onde) con $\mathbf{E} \gg \mathbf{B}$ come richiesto dalla Lagrangiana di Heisenberg-Euler. Un plasma può contribuire alla soluzione: le onde trasverse $\omega^2 = k^2 + \omega_{pe}^2$ hanno $v_{ph} > c$ e quindi $\mathbf{E} > \mathbf{B}$.

Altrimenti si possono utilizzare i processi di accelerazione in un plasma che interagisce con impulsi laser.

¹⁴Come descriverli? relativistic Wigner function?

Saracinesche relativistiche: Compton e Breit-Wheeler



Ultra-bright γ -ray emission and dense positron production from two laser-driven colliding foils

Han-Zhen Li¹, Tong-Pu Yu^{2,3}, Jin-Jin Liu¹, Yan Yin^{1,3}, Xing-Long Zhu^{4,5}, Remi Capdessus², Francesco Pegoraro⁵, Zheng-Ming Sheng^{2,4,6,7}, Paul McKenna^{2,7} & Fu-Qiu Shao¹

Due impulsi laser irradiano due sottili lamine di carbonio, gli elettroni di ciascuna lamina vengono prima accelerati dalla pressione di radiazione ed interagiscono poi con l'altro impulso che è penetrato attraverso la lamina a causa della trasparenza relativistica. (Effetti relativistici e di densità fanno in modo che la corrente nel plasma non riesca più a cancellare la corrente di spostamento)

Fotoni γ a 15 MeV , intensità $5 \times 10^{23}\text{ W cm}^{-2}$

Positroni di $\sim 1\text{ GeV}$ e densità $2.5 \times 10^{22}\text{ W cm}^{-3}$

prodotti da un processo di collisione Breit-Wheeler $\gamma\gamma' \rightarrow e^+e^-$ multifotonico.

Conclusioni

**There are more things in heaven and earth, Horatio,
than are dreamt of in our philosophy.**

Hamlet (1.5.167-8)

Hamlet to Horatio¹⁵

¹⁵versione del First Folio (1623)

Seminario di Enrico Persico

Le strane proprietà del plasma

Enrico Persico 1959
seminar notes

Courtesy of the Archivio del Dipartimento
di Fisica, Università di Roma "La Sapienza"

Questo ramo della fisica è
caratterizzato dal fatto che, benché
le leggi ~~fond.~~ ^{"microscopici"} del fen. elettromagn. e mecc. i fen. ^{precisione} siano note,
- sono così intrecciati che la ~~teoria~~
e l'int. ^{del fen.} ^{macroscopici} e ^{questo} Vestrimann
difficile. Si tratta analoga nella

Where are we going?

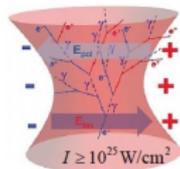
Inside plasmas — We will be able to study the collective dynamics of $e^+ - e^-$ globally neutral *plasmas*, which display an interesting charge symmetry, and more generally the collective dynamics of “electromagnetic matter” dominated by QED effects.

Using plasmas as tools — We will be able to enhance e.m. fields approaching the Schwinger field and use them to investigate nonlinear optics in vacuum experimentally: vacuum birefringence, photon splitting, pair seeded $e^+ - e^-$ cascades...

These investigations are clearly significant in themselves, but perhaps it is even more significant that the study of collective plasmas in such regimes will allow us to explore conditions of interest for high energy astrophysics and beyond in the same way as magnetically confined plasmas in fusion experiments have allowed us to investigate phenomena of interest for space and solar physics and for X-ray astrophysical sources.

Where are we going?

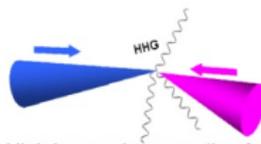
Quantum ElectroDynamics Effects near Schwinger Field



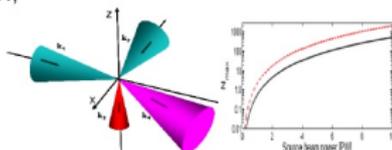
Electron-positron pair creation at the laser focus (SS Bulanov, Narozhny, Mur, VS Popov, 2006; Bell & Kirk, 2008).



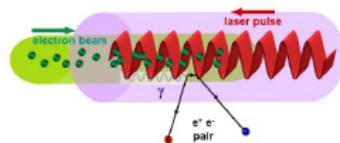
Birefringence of vacuum (Rozaanov, 1993)



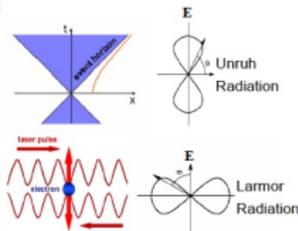
High harmonic generation from quantum vacuum (Di Piazza, Hatsagortsyan, Keitel, 2005;2009; Fedotov & Narozhny, 2006)



4-wave mixing (Lundström et al, 2006)



Electron-positron pair creation in the laser-electron collision: $e^- + n\gamma \rightarrow \gamma + e^-$, $\gamma + n\gamma' \rightarrow e^+ + e^-$ (Bula et al, 1996; Burke et al, 1997)



Unruh radiation (Chen&Tajima, 1999)

SCIENTIFIC REPORTS

OPEN

Ultra-bright γ -ray emission and dense positron production from two laser-driven colliding foils

Han-Zhen Li¹, Tong-Pu Yu^{1,2}, Jin-Jin Liu¹, Yan Yin^{1,3}, Xing-Long Zhu^{4,1}, Remi Capdessus², Francesco Pegoraro⁵, Zheng-Ming Sheng^{2,4,6,7}, Paul McKenna^{2,7} & Fu-Qiu Shao¹

Received: 5 July 2017

Accepted: 28 November 2017

Published online: 11 December 2017

Matter can be transferred into energy and the opposite transformation is also possible by use of high-power lasers. A laser pulse in plasma can convert its energy into γ -rays and then e^-e^+ pairs via the multi-photon Breit-Wheeler process. Production of dense positrons at GeV energies is very challenging since extremely high laser intensity $\sim 10^{24} \text{Wcm}^{-2}$ is required. Here we propose an all-optical scheme for ultra-bright γ -ray emission and dense positron production with lasers at intensity of $10^{22-23} \text{Wcm}^{-2}$. By irradiating two colliding elliptically-polarized lasers onto two diamondlike carbon foils, electrons in the focal region of one foil are rapidly accelerated by the laser radiation pressure and interact with the other intense laser pulse which penetrates through the second foil due to relativistically induced foil transparency. This symmetric configuration enables efficient Compton back-scattering and results in ultra-bright γ -photon emission with brightness of $\sim 10^{25} \text{photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2/0.1\% \text{BW}$ at 15 MeV and intensity of $5 \times 10^{23} \text{Wcm}^{-2}$. Our first three-dimensional simulation with quantum-electrodynamics incorporated shows that a GeV positron beam with density of $2.5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ and flux of 1.6×10^{20} shot is achieved. Collective effects of the pair plasma may be also triggered, offering a window on investigating laboratory astrophysics at PW laser facilities.

Electron-positron γ plasmas in the laboratory

Dense Electron-Positron Plasmas and Ultraintense γ rays from Laser-Irradiated Solids

C. P. Ridgers,^{1,2} C. S. Brady,³ R. Ducloux,⁴ J. G. Kirk,⁵ K. Bennett,³ T. D. Arber,³ A. P. L. Robinson,² and A. R. Bell^{1,2}

¹Clarendon Laboratory, University of Oxford, Parks Road, Oxford, OX1 3PU, United Kingdom

²Central Laser Facility, STFC Rutherford-Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Oxfordshire, OX11 0QX, United Kingdom

³Centre for Fusion, Space and Astrophysics, University of Warwick, Coventry, CV4 7AL, United Kingdom

⁴Commissariat à l'Energie Atomique, DAM DIF, F-91297 ArpaJon, France

⁵Max-Planck-Institut für Kernphysik, Postfach 10 39 80, 69029 Heidelberg, Germany

(Received 30 September 2011; published 19 April 2012)

In simulations of a 10 PW laser striking a solid, we demonstrate the possibility of producing a pure electron-positron plasma by the same processes as those thought to operate in high-energy astrophysical environments. A maximum positron density of 10^{26} m^{-3} can be achieved, 7 orders of magnitude greater than achieved in previous experiments. Additionally, 35% of the laser energy is converted to a burst of γ rays of intensity $10^{22} \text{ W cm}^{-2}$, potentially the most intense γ -ray source available in the laboratory. This absorption results in a strong feedback between both pair and γ -ray production and classical plasma physics in the new "QED-plasma" regime.

$\Leftarrow 10^{20}$ positrons per cm^3 (simulation)

$\Downarrow 10^{16}$ positrons per cm^3 (experimental)

Presently the only experiment in Nonlinear QED is the 1996-97 *E-144* experiment at SLAC (light by light scattering - Breit Wheeler process)

$$s\omega + e^- \rightarrow e^- + \gamma \rightarrow s\omega \rightarrow e^- + e^+$$

Bethe-Heitler process \Rightarrow
 $e^- \rightarrow e^- + (\gamma) \rightarrow e^- + (e^- e^+)$
in the fields of the nuclei.

Generation of neutral and high-density electron-positron pair plasmas in the laboratory

G. Sarri¹, K. Poder², J.M. Cole², W. Schumaker^{3,1}, A. Di Piazza⁴, B. Reville¹, T. Dzelzainis¹, D. Doria¹, L.A. Gizzi^{5,6}, G. Grigani^{5,6}, S. Kar¹, C.H. Keitel⁴, K. Krushelnick³, S. Kusche⁷, S.P.D. Mangles², Z. Najmudin², N. Shukla⁸, L.O. Silva⁸, D. Symes⁹, A.G.R. Thomas³, M. Vargas³, J. Vieira⁸ & M. Zepf^{1,7}

Electron-positron pair plasmas represent a unique state of matter, whereby there exists an intrinsic and complete symmetry between negatively charged (matter) and positively charged (antimatter) particles. These plasmas play a fundamental role in the dynamics of ultra-massive astrophysical objects and are believed to be associated with the emission of ultra-bright gamma-ray bursts. Despite extensive theoretical modelling, our knowledge of this state of matter is still speculative, owing to the extreme difficulty in recreating neutral matter-antimatter plasmas in the laboratory. Here we show that, by using a compact laser-driven setup, ion-free electron-positron plasmas with unique characteristics can be produced. Their charge neutrality (same amount of matter and antimatter), high-density and small divergence finally open up the possibility of studying electron-positron plasmas in controlled laboratory experiments.

ASTRA GEMINI
at RAL
Nature
Communications
2015

The laser wakefield-accelerated electrons impact onto a solid target, initiating a quantum electrodynamic cascade involving electrons, positrons and photons

Verso la nebulosa del Granchio

La nebulosa del Granchio propone rivisitazioni in ambienti relativistici di fenomeni studiati in regimi di più bassa energia quali i brillamenti del solari.

Di recente è stato visto che la nebulosa del Granchio è soggetta a brillamenti con spettri di energia e.m. emessa che richiedono processi di accelerazione di particelle qualitativamente non dissimili da quelli studiati per gli specchi relativistici.

*Studio della riconnessione magnetica in regimi relativistici:
“current starvation”.*

Brillamenti nella nebulosa del Granchio

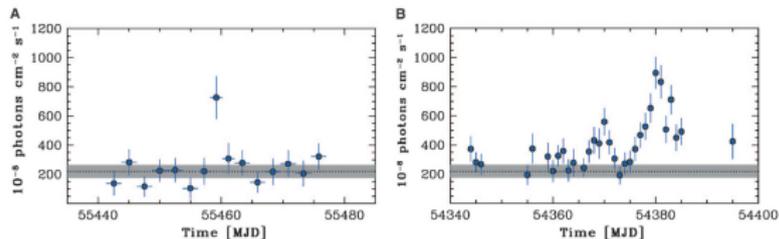
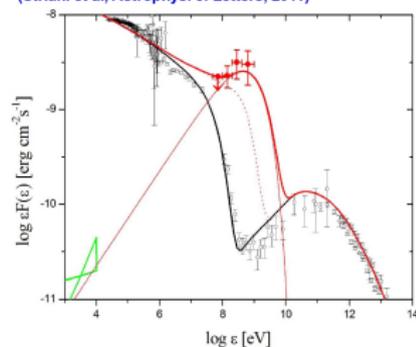


Fig. 1. Crab Nebula light curves of the total flux detected by AGILE in the energy range of 100 MeV to 5 GeV during the gamma-ray flaring periods in 2007 and 2010 (units of 10^{-8} photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). **(A)** The “spinning” AGILE photon flux light curve during the period 2 September to 8 October 2010. Time bins are 2.5 days except near the flare peak (2-day binning). Errors are 1 SD, and time is given

in Modified Julian Day (MJD). The dotted line and gray band show the average Crab flux and the 3 SD uncertainty range. **(B)** The AGILE light curve during the period 27 September to 12 October 2007 (1-day binning) with the satellite in pointing mode. Errors are 1 SD. Time is given in MJD. The dotted line and gray band show the average Crab flux and the 3 SD uncertainty range.

Crab Nebula super-flare spectrum (Apr. 16, 2011)
(Striani et al, *Astrophys. J. Letters*, 2011)



Intensità – verso Schwinger

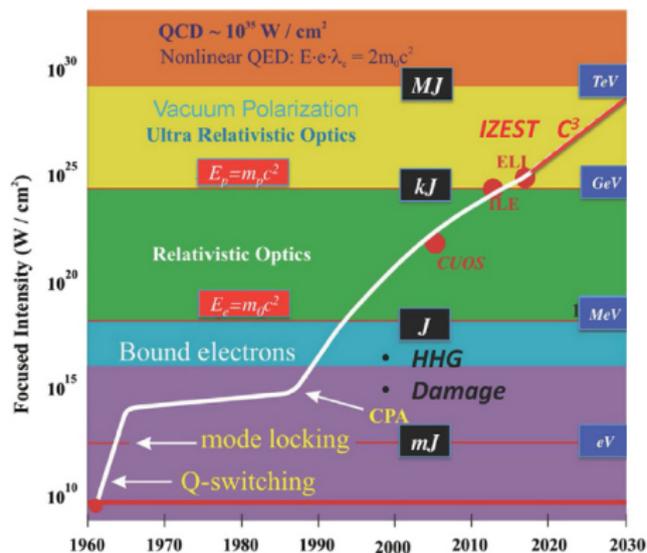
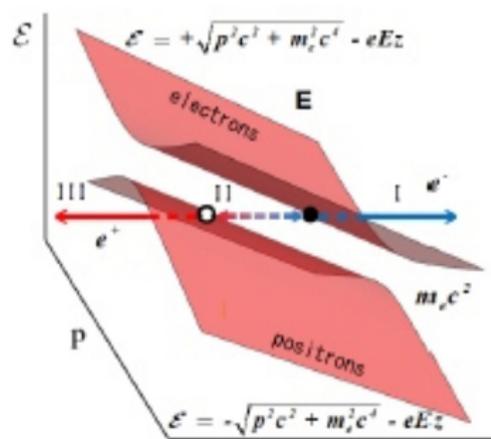


Fig. 1. The evolution of laser intensity in relation to electron energy regimes.



E114 Experiment - From a presentation by N.B. Narozhny

Parameters of E144 experiment

Laser: $\lambda=1.054\mu\text{m}$ (infrared) and $\lambda=0.527\mu\text{m}$ (green)

The laser intensity could be varied,
the maximum focused intensity:

$$I \approx 0.5 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$$

Electron beam: $\varepsilon = 46.6 \text{GeV} \rightarrow \gamma \approx 10^5$

The field was close to a monochromatic plane wave field

Two Lorentz and gauge invariant parameters

$$\eta = \frac{e\sqrt{\langle -A^2 \rangle}}{mc} = \frac{eE}{m\omega c}$$

Dimensionless intensity parameter
(classical nonlinearity parameter)

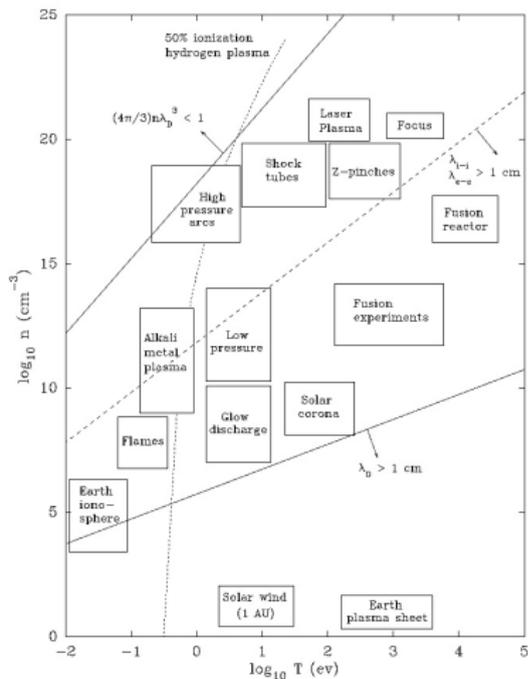
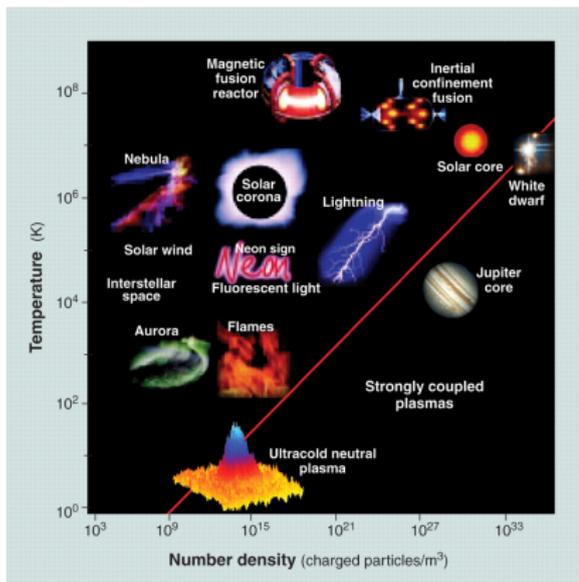
$$\chi^2 = \frac{e^2 \hbar^2 (p^\mu F_{\mu\nu})^2}{m^6 c^8}$$

Dynamical parameter
(quantum nonlinearity parameter)

At the proper frame of electron:

$$\chi = \frac{E_P}{E_S}$$

Plasma types. Density versus energy



List of plasma parameters

Plasma Type	$n \text{ cm}^{-3}$	$T \text{ eV}$	$\omega_{pe} \text{ sec}^{-1}$	$\lambda_D \text{ cm}$	$n\lambda_D^3$	$\nu_{ei} \text{ sec}^{-1}$
Interstellar gas	1	1	6×10^4	7×10^2	4×10^8	7×10^{-5}
Gaseous nebula	10^3	1	2×10^6	20	8×10^6	6×10^{-2}
Solar Corona	10^9	10^2	2×10^9	2×10^{-1}	8×10^6	60
Diffuse hot plasma	10^{12}	10^2	6×10^{10}	7×10^{-3}	4×10^5	40
Solar atmosphere, gas discharge	10^{14}	1	6×10^{11}	7×10^{-5}	40	2×10^9
Warm plasma	10^{14}	10	6×10^{11}	2×10^{-4}	8×10^2	10^7
Hot plasma	10^{14}	10^2	6×10^{11}	7×10^{-4}	4×10^4	4×10^6
Thermonuclear plasma	10^{15}	10^4	2×10^{12}	2×10^{-3}	8×10^6	5×10^4
Theta pinch	10^{16}	10^2	6×10^{12}	7×10^{-5}	4×10^3	3×10^8
Dense hot plasma	10^{18}	10^2	6×10^{13}	7×10^{-6}	4×10^2	2×10^{10}
Laser Plasma	10^{20}	10^2	6×10^{14}	7×10^{-7}	40	2×10^{12}

Non equilibrium particle distribution functions in the expanding solar wind

Mean free path $\sim 1 A.U.$
 $\sim 1.5 \times 10^8 Km$

Energy exchange mainly
due to (low frequency
and low phase velocity)
magnetic wave turbulence
in the solar wind plasma,

E. Marsch Space.Sci, rev. **172**, 23 (2012).

Helios mission

Dotted line: local direction of magnetic field

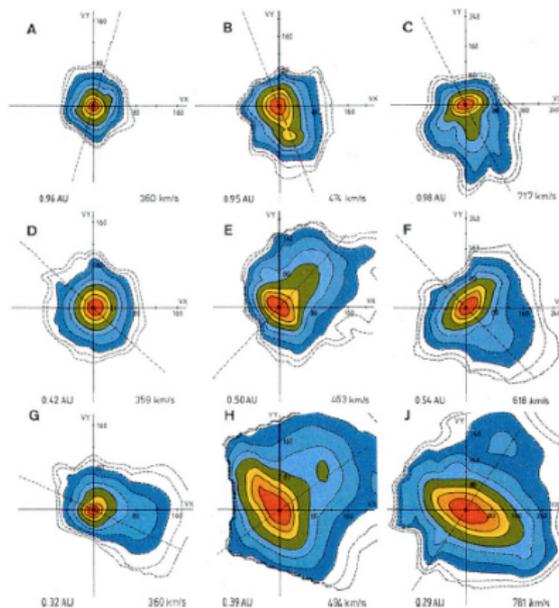


Fig. 1 Proton velocity distribution functions for three types of solar wind: Slow (left column), intermediate-speed (middle), and fast (right). The heliocentric distance decreases from top to bottom as indicated in the respective frames. Increasingly strong deviations from a Maxwellian occur at smaller distances from the Sun, with proton beams along the field (dashed lines) and large anisotropies perpendicular to the field in the core

Radiazione coerente: Pulsar ed ELI

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 196: 51-72, 1975 February 15
© 1975. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

THEORY OF PULSARS: POLAR GAPS, SPARKS, AND COHERENT MICROWAVE RADIATION

M. A. RUDERMAN*

AND

P. G. SUTHERLAND†

Department of Physics, Columbia University

However, the efficiency for single-particle, incoherent, curvature radiation in the magnetosphere is negligible. The fraction f of the total energy E radiated by a particle as it moves along a trajectory of curvature ρ is, from equations (43) and (44):

$$f = \frac{P\rho/c}{E} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\hbar\omega_c}{mc^2}, \quad (47)$$

where $\hbar\omega_c$ is the photon energy of the curvature radiation. Since $\omega_c \sim 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $f \approx 10^{-13}$. That single-particle incoherent radiation is inadequate in explaining pulsar radiation is, of course, well known and not very surprising—the remarkably high brightness temperatures of order $10^{30} \text{ }^\circ \text{K}$ of some pulsar radio emission certainly means that the radiation must be produced coherently. However, the stream of second-

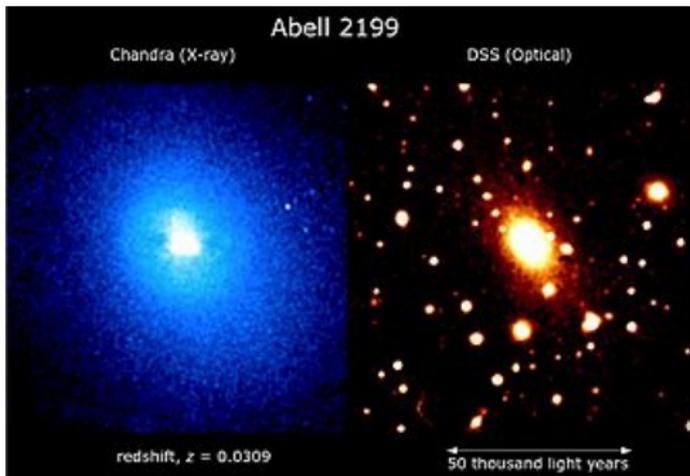
X-ray Sources Driven by Ultrashort Laser Pulses

Plasma based X-ray lasers are now a well-established technology to produce coherent XUV radiation at high energy and intensity. Gas and solid laser pumped plasmas can be used to amplify high quality ultrashort X-ray pulses produced by high-harmonic-generation in the injection seeding method. The high energy available from ELI laser beams brings the possibility to generate coherent radiation in the water window.

ELI: Extreme Light Infrastructure <https://eli-laser.eu>
is a EU Research Infrastructure presently under development
in central-eastern Europe

Intra (galaxy) Cluster Medium: significantly more mass than in the stars in the galaxies

Intracluster medium (ICM): superheated plasma present at the center of a galaxy cluster containing most of the baryonic material in the cluster. The ICM strongly emits X-ray radiation. Abell 2199 is one of several large and very distant galaxy clusters that are part of the Hercules galaxy supercluster.



Uhuru (Freedom) was the first satellite launched specifically for the purpose of X-ray astronomy. The observatory was launched on December 12, 1970

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 167:L81-L84, 1971 August 1
© 1971. The University of Chicago. All rights reserved. Printed in U.S.A.

X ray observations leading to the discovery of ICM

A STRONG X-RAY SOURCE IN THE COMA CLUSTER
OBSERVED BY *UHURU*

H. GURSKY, E. KELLOGG, S. MURRAY, C. LEONG,
H. TANANBAUM, AND R. GIACCONI

American Science and Engineering, Inc., Cambridge, Massachusetts 02142
Received 1971 May 17; revised 1971 June 1

ABSTRACT

X-rays have been observed from a source in the Coma cluster of galaxies. The source is extended, with a size of about $45'$. Its X-ray luminosity is 2.6×10^{44} ergs s^{-1} , and its spectrum is consistent with thermal bremsstrahlung at 7.3×10^7 °K or a power law. If the source is hot gas, its mass is $3 \times 10^{13} M_{\odot}$, which is about 1 percent of the mass required to stabilize the cluster.

Teoria e rappresentazione numerica

L'indagine teorica della dinamica di un plasma si fonda sullo studio con metodi combinati analitici e numerici, *del sistema integro-differenziale nonlineare (campi auto-consistenti) di Vlasov-Maxwell*¹⁶ in uno spazio 6-dimensionale (tre coordinate spaziali e tre di impulso) più il tempo in presenza di una gamma di scale spaziali e temporali estesa su svariati ordini di grandezza.

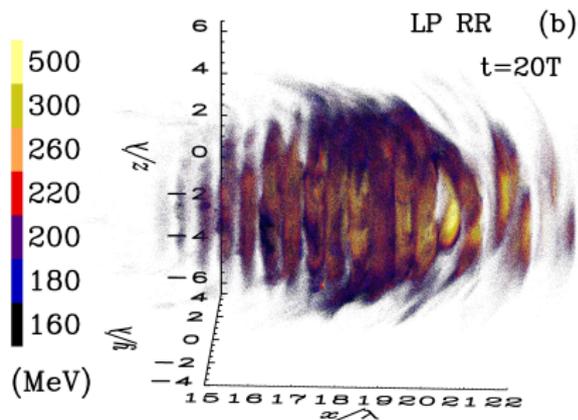
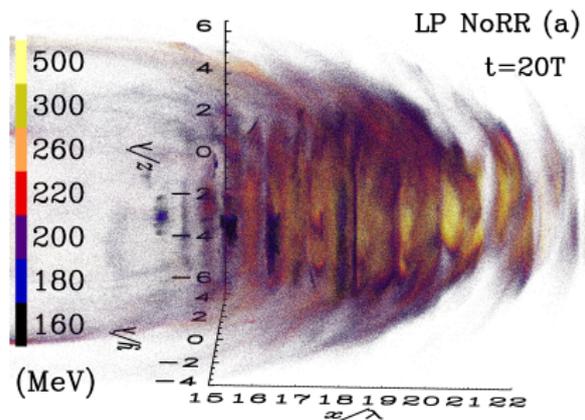
In questi anni cominciamo ad avere gli strumenti numerici e le strutture di calcolo per rispondere in maniera sempre più completa alle richieste che l'evoluzione nonlineare di un plasma descritto dal sistema Vlasov-Maxwell ci pone.

¹⁶L'equazione di Vlasov per la funzione di distribuzione delle diverse specie di particelle nel plasma corrisponde all'equazione di Liouville, conservazione del volume nello spazio delle fasi, in presenza di un funzionale Hamiltoniano auto-consistente, cioè in cui potenziali elettromagnetici sono determinati dalle equazioni di Maxwell che hanno come sorgenti le densità di carica e di corrente che si ottengono a partire dalla funzione di distribuzione incognita stessa. L'equazione di Vlasov differisce dall'equazione di Boltzmann per l'assenza (sottodominanza) dei termini collisionali (dominanti in Boltzmann) e per la sua intrinseca nonlinearietà (potenziali autoconsistenti). 

Radiation reaction in laser plasma interaction

The Landau-Lifshitz equation is obtained by inserting the unperturbed Lorentz acceleration in the LAD equation. In relativistic covariant notation it reads

$$mc \frac{du^\mu}{d\tau} = eF^{\mu\nu}u_\nu + e\tau_0 [u_\nu u^\alpha \partial_\alpha F^{\mu\nu} + \frac{e}{mc} F^{\mu\nu} F_{\nu\alpha} u^\alpha + \frac{e}{mc} (F^{\nu\beta} u_\beta F_{\nu\alpha} u^\alpha) u^\mu]$$



Pisa theory group

Come agiscono i processi collettivi?

Problema concreto: *la “termalizzazione” di un plasma anisotropo* (cioè con energie cinetiche medie \mathcal{E} delle particelle diverse in direzioni diverse) *e la generazione di campi magnetici*¹⁷.

Modello euristico: macchina “termica” Pensiamo ai gradi di libertà degli elettroni nel plasma corrispondenti a \mathcal{E}_{\parallel} e a \mathcal{E}_{\perp} come a due corpi a “temperatura” differente: possono equalizzare la loro temperatura se messi in contatto dai processi di collisione (processi binari) o possono far lavoro (processi collettivi) oltre a scambiare energia termica.

In questo caso il lavoro corrisponde alla generazione di correnti e campi induttivi coerenti nel plasma che trasformano parte dell'energia cinetica in energia magnetica.

¹⁷E. Weibel, Phys. Rev. Lett. **2**, 83, (1959)

Weibel- filamenti - interazione laser plasma

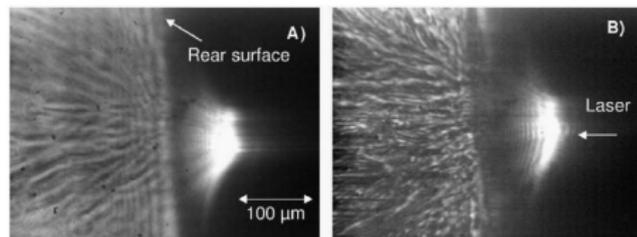
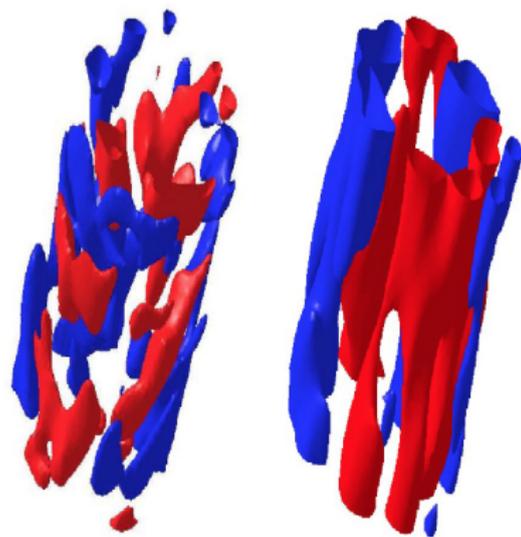


FIG. 2. Shadowgraphy of rear side of solid/gas target during high intensity laser interaction. Probing time is synchronous with main beam interaction and the laser is incident from the right. The bright region is self-generated second harmonic emission (527 nm) at the front surface. Argon was used behind Mylar targets. (a) $I \sim 10^{19}$ W/cm², (b) $I \sim 2 \times 10^{19}$ W/cm².

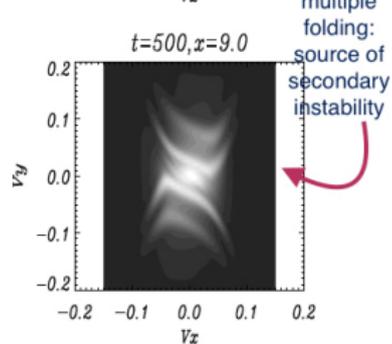
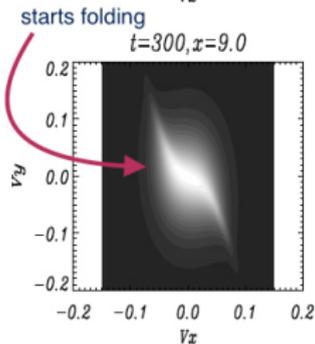
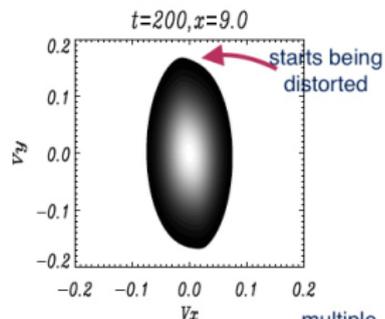
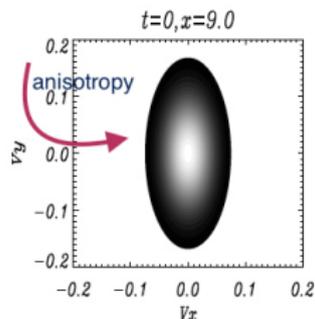
Weibel instability: time evolution of the particle distribution function in momentum space

process in phase space:

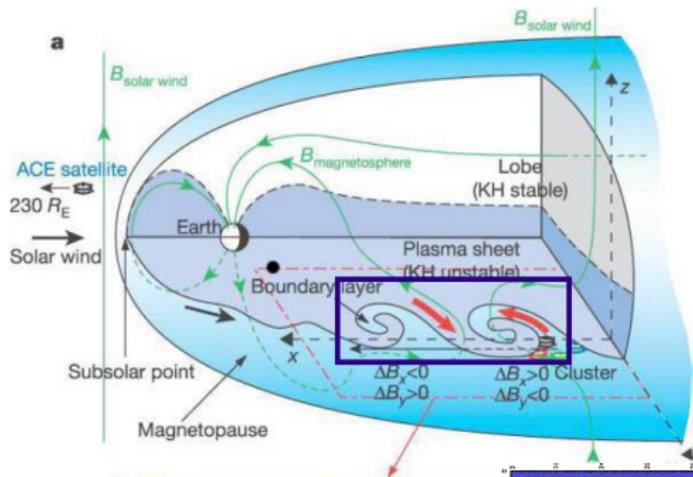
phase mixing, not thermalization

source of secondary kinetic instabilities

Pisa theory group

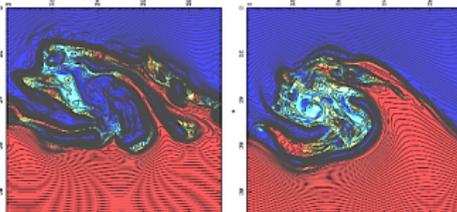


Anomalous mixing between the colder solar wind and the hotter magnetospheric plasma



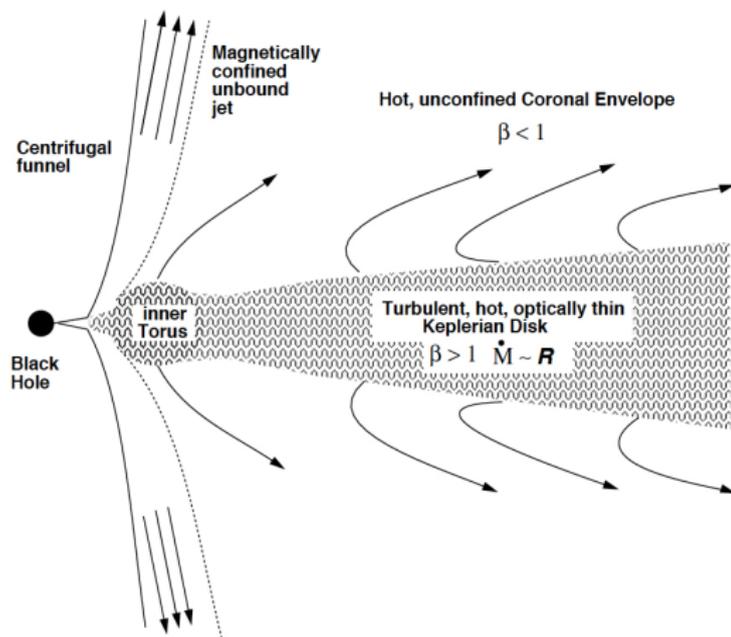
Hasegawa 2004

Tenerani et al. 2011

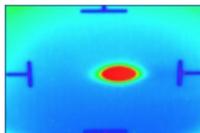


MRI in un disco di accrezione

S.A. Balbus . *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*,41, 555 (2003).



Large Hadron Collider bunch parameters



Beam

- Each proton beam at full intensity will consist of 2808 bunches per beam.
- Each bunch will contain 1.15×10^{11} protons per bunch at the start of nominal fill.
- Around 30 cm. long
- With transverse dimensions of the order a mm, but in a collider as small as possible at the collision point (LHC - 16 microns fully squeezed)
- The particles in the LHC are ultra-relativistic and move at 0.999997828 times the speed of light at injection and 0.999999991 the speed of light at top energy

Energy in beam

- Total beam energy at top energy, nominal beam, 362 MJ

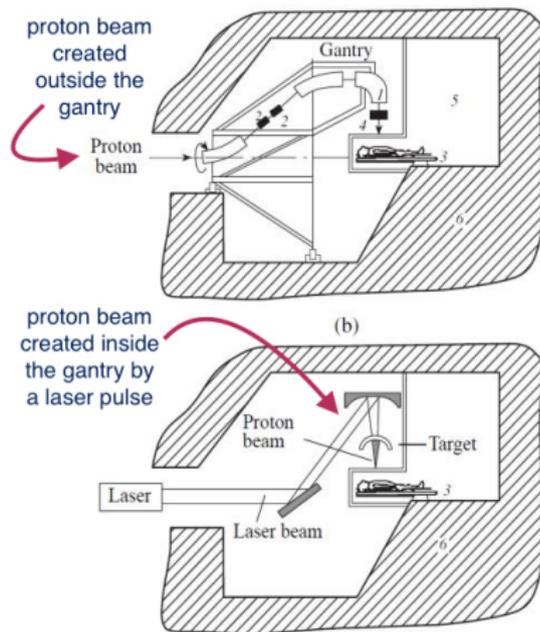
2808 bunches * 1.15×10^{11} protons @ 7 TeV each. = $2808 * 1.15 * 10^{11} * 7 * 10^{12} * 1.602 * 10^{-19}$ Joules = 362 MJ per beam

Hadron therapy

Important technological developments

Ion acceleration →

“room-size” proton (Carbon)
accelerators for hadrontherapy.



Fusione termonucleare- 60 anni

Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy

Held in Geneva
1 September - 13 September 1958

Volume 31 Theoretical and Experimental Aspects of Controlled Nuclear Fusion

Situazione completamente diversa dall'interno di una stella che pur si sostiene con processi termonucleari (diversi da quelli richiesti in laboratorio e a temperatura più bassa). La miniaturizzazione necessaria per passare dai sistemi stellari ad un plasma di fusione in laboratorio cambia totalmente la fisica della produzione di energia da fusione.

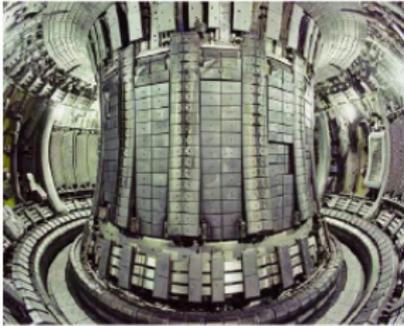
Si passa da un sistema opaco alla propria radiazione e.m. (perdite di superficie) e controllato da processi termodinamici ad un sistema trasparente (perdite di volume) e caratterizzato da proprietà di trasporto dell'energia che dipendono dalla dinamica collettiva del sistema



Fusion Energy Conference (FEC 2018)

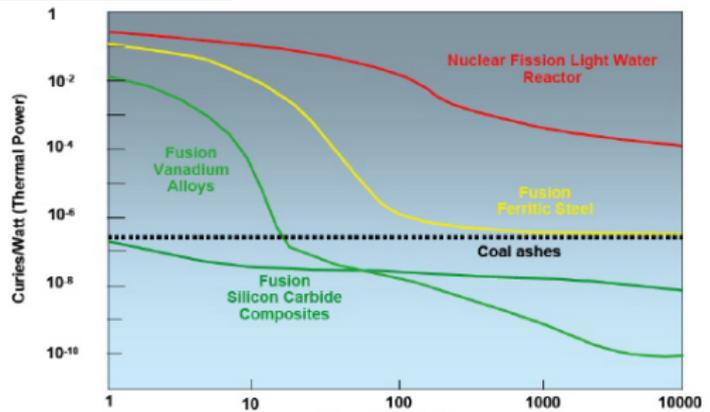
The International Atomic Energy Agency (IAEA) fosters the exchange of scientific and technical results in nuclear fusion research and development through its series of Fusion Energy Conferences. The 27th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2018) aims to provide a forum for the discussion of key physics and technology issues as well as innovative concepts of direct relevance to the use of nuclear fusion as a source of energy.

JET Tokamak, Radioactive ashes and steel activation



JET, the Joint European Torus, is the world's largest operational magnetic confinement plasma physics experiment, located at Culham Centre for Fusion Energy, Ox, UK.

Large 14.1 MeV neutron flux leads to activation of the chamber steel of a $D-T$ fusion reactor.





Visualization of the proposed SPARC tokamak experiment. Using high-field magnets built with newly available high-temperature superconductors, this experiment would be the first controlled fusion plasma to produce net energy output.

Visualization by Ken Filar, PSFC research affiliate

MIT and newly formed company launch novel approach to fusion power

Goal is for research to produce a working pilot plant within 15 years.

Chirped Pulse Amplification

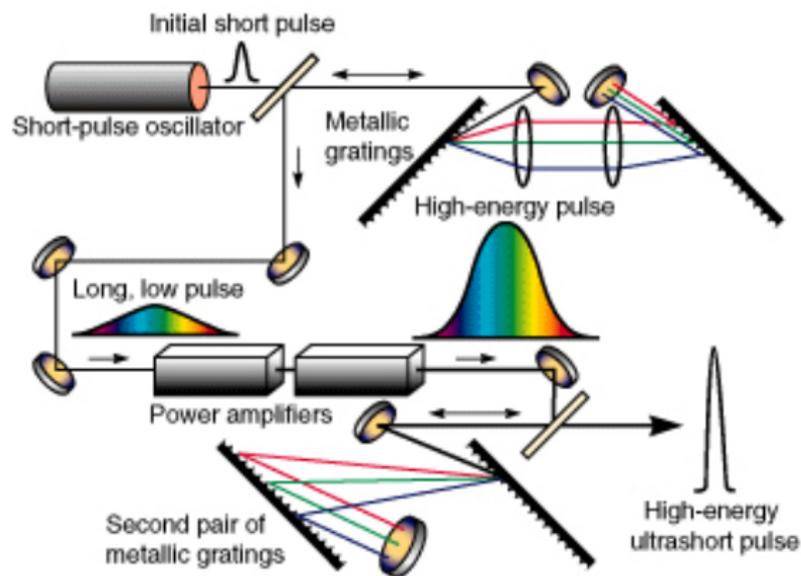


Figure 3. The concept of how chirped-pulse amplification and other new technologies enable the production of the petawatt (quadrillion-watt) pulses.

“Different” Plasmas

PHYSICAL REVIEW D 84, 056003 (2011)

Non-Abelian plasma instabilities: SU(3) versus SU(2)

Andreas Ipp and Anton Rebhan

Institut für Theoretische Physik, Technische Universität Wien, Wiedner Hauptstraße 8-10, A-1040 Vienna, Austria

Michael Strickland

Department of Physics, Gettysburg College, Gettysburg, Pennsylvania 17325, USA

(Received 12 May 2011; published 2 September 2011)

Chromo-Weibel instability

We present the first 3 + 1 dimensional simulations of non-Abelian plasma instabilities in gauge-covariant Boltzmann-Vlasov equations for the QCD gauge group SU(3) as well as for SU(4) and SU(5). The real-time evolution of instabilities for a plasma with stationary momentum-space anisotropy is studied using a hard-loop effective theory that is discretized in the velocities of hard particles. We find that the numerically less expensive calculations using the group SU(2) essentially reproduce the nonperturbative dynamics of non-Abelian plasma instabilities with higher rank gauge groups provided the mass parameters of the corresponding hard-loop effective theories are the same. In particular, we find very similar spectra for the turbulent cascade that forms in the strong-field regime, which is associated with an approximately linear growth of energy in collective fields. The magnitude of the linear growth however turns out to increase with the number of colors.

Physics Reports 359 (2002) 355–528



The quark–gluon plasma: collective dynamics and hard thermal loops

Jean-Paul Blaizot^{*1}, Edmond Iancu¹

Service de Physique Théorique², CE-Saclay 91191 Gif-sur-Yvette, France