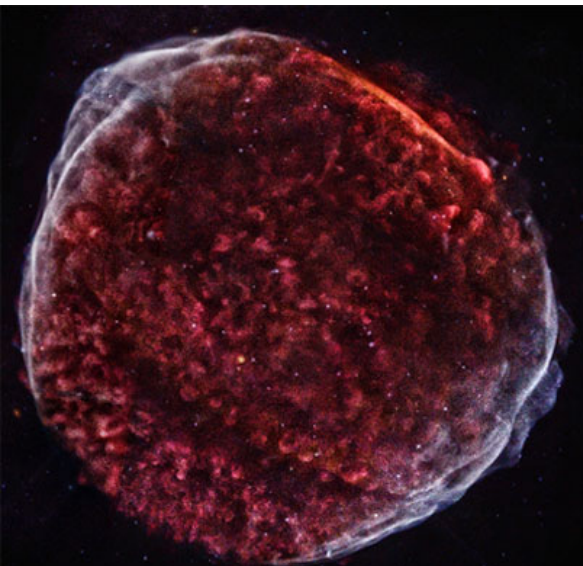
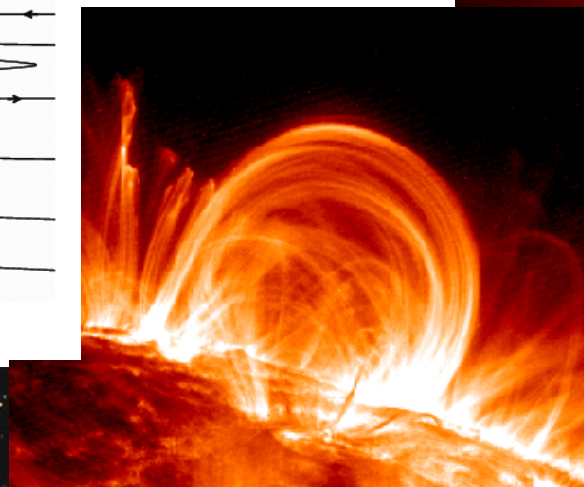
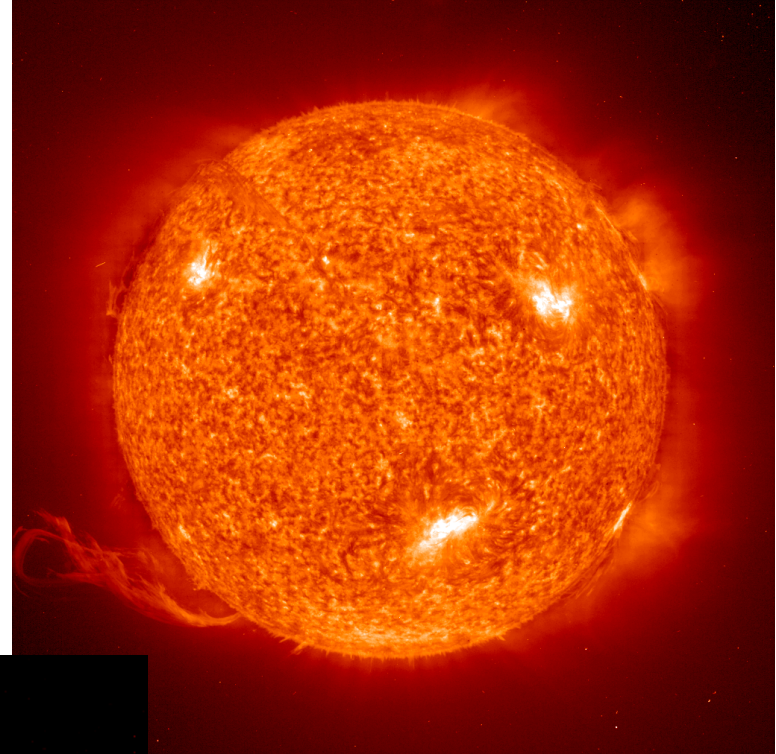
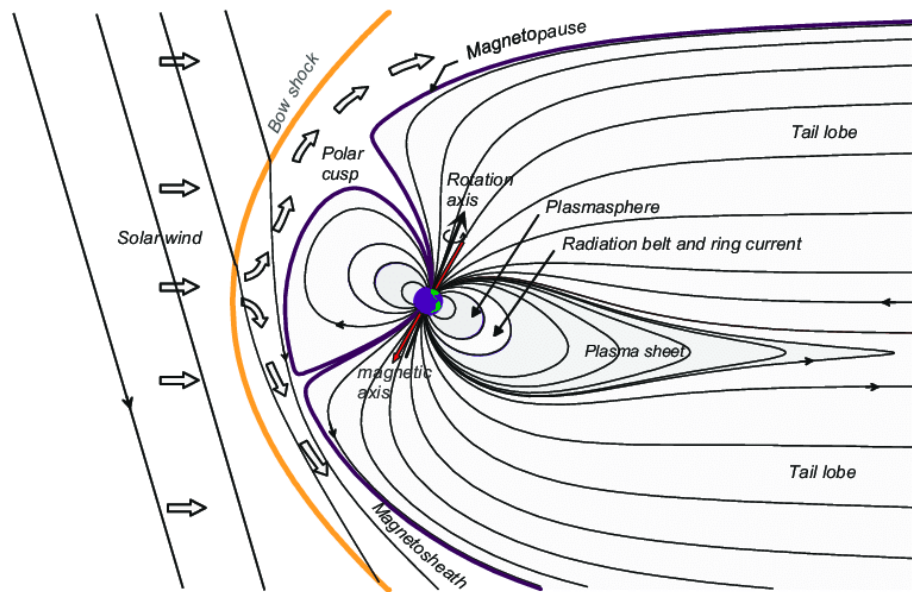


Dinamika kosmiške plazme



Plazma – najčešće stanje materije u vasioni

čvrsto stanje – tečno stanje – gasovito stanje – plazma

Svim agregatnim stanjima je svojstven određen stepen unutrašnje uređenosti, odnosno simetrije – postoji ograničenje za srednju energiju termalnog (toplotnog) kretanja jedne čestice u određenom agregatnom stanju

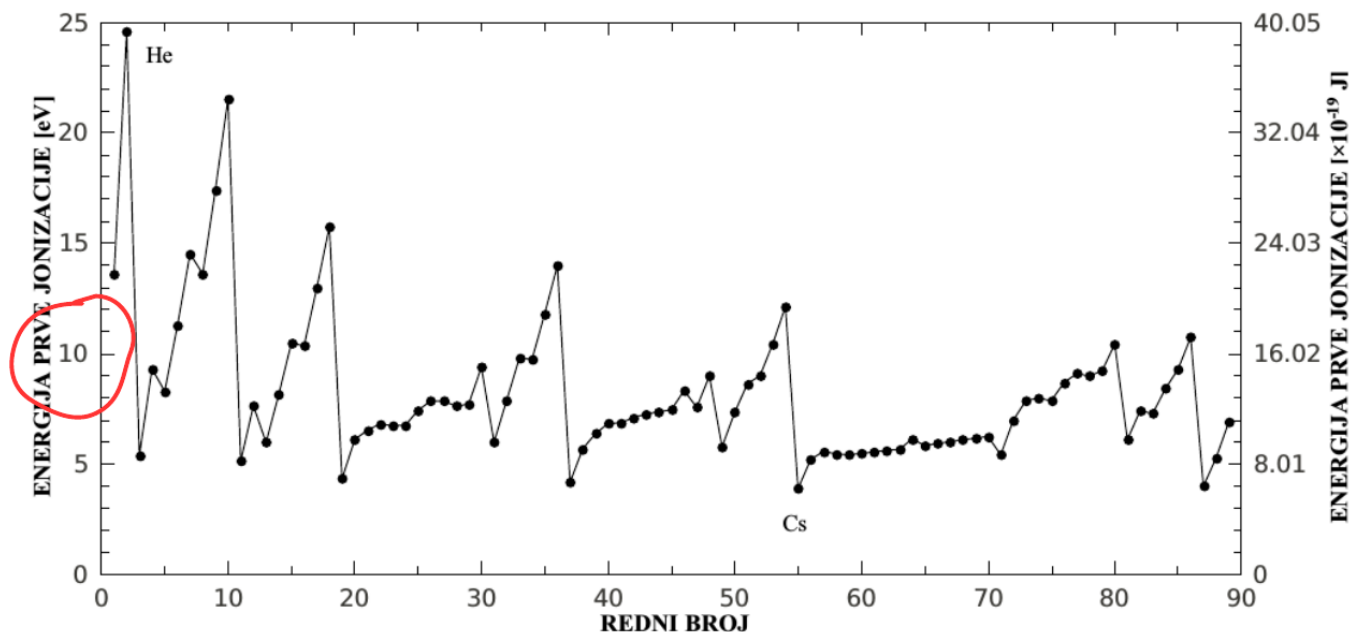
Za čvrsto stanje srednja kinetička energija jedne čestice je reda **0.01 eV**, dok je kod tečnosti oko **0.1 eV**, a u slučaju gasova je grubo oko **1 eV**

$$1 \text{ eV} \approx 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ J} = 10^7 \text{ erg}$$

Šta ako je srednja energija po jednoj čestici reda 10 eV?

recimo da se zagreva neutralni gas – dolazi do termičke jonizacije



Energija prve jonizacije u zavisnosti od rednog broja atoma (Z). Najviša energija odgovara helijumu (24.587 eV) a najniža cezijumu (3.894 eV). Vrednosti preuzete iz tablice 8 u Vukićević-Karabin & Atanacković (2010).

Neutralni gas prelazi u **jonizovani**

Posredstvom (unutrašnjeg) elektromagnetnog polja, koje potiče od svih naelektrisanih čestica plazme zajedno, uz moguće prisustvo i spoljašnjih polja, svaka pojedinačna čestica istovremeno interaguje sa svim ostalim članovima kolektiva

Takav tip interakcije se naziva **kolektivna interakcija** nasuprot recimo binarnim sudarima u neutralnom gasu

Sistem naelektrisanih čestica, uz mogući odgovarajući procenat neutrala, predstavlja plazmu ako je njegova priroda upravo određena takvom kolektivnom interakcijom

Usled specifičnosti elektromagnetne interakcije, odnosno činjenice da je Kulonova sila dugog dometa, kolektivna interakcija u plazmi dolazi do izražaja već pri relativno niskom stepenu jonizacije

Pored gasne plazme, postoje i neki drugi sistemi kod kojih je značajna kolektivna interakcija Kulonovog tipa

Takav je slučaj sa plazmama u čvrstom stanju

Pojam plazme se može uopštiti čak i na slučajeve kada je kolektivna interakcija neelektromagnetne prirode, npr. kvark-gluon plazma

Nadalje će biti reči uglavnom o gasnim plazmama

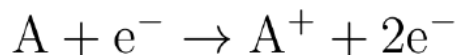
Osnovni procesi formiranja jonizovanog gasa u vasioni

Povećavanjem temperature sistema zapravo raste srednja kinetička (termalna) energija čestica što pospešuje učestanost njihovih sudara te samim tim i sudarnu jonizaciju



proces termalne (termičke) sudarne jonizacije

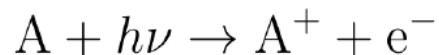
unutrašnjost zvezda



sudarna jonizacija putem neelastičnih sudara atoma sa slobodnim elektronima (elektronski udari)

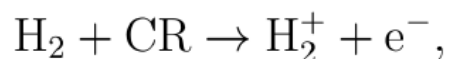
Sunčeva korona, vrela jonizovana međuzvezdana materija

fotojonizacija

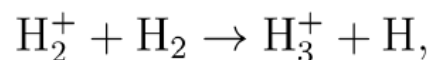


Zemljina jonosfera, gde atmosferski gas biva jonizovan Sunčevim elektromagnetnim zračenjem (pre svega iz UV područja), međuzvezdana materija oko vrelih zvezda spektralnih klasa O i B čije intenzivno UV zračenje fotojonizuje okolnu sredinu (HII regioni), planetarne magline sa vrelom centralnom zvezdom (budućim belim patuljkom)

Osnovni procesi formiranja jonizovanog gasa u vasioni

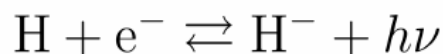


neelastični sudari atoma sa visokoenergetskim česticama (elektronima, protonima) koje se nazivaju kosmički zraci



u molekulskim oblacima

procesi jonizacije zahvatom elektrona



kod hladnijih zvezda (spektralnih klasa F, G i K) formira se negativni jon vodonika – slobodni elektroni neophodni za formiranje H^- jona potiču od procesa jonizacije metala, malih energija jonizacije, u atmosferi zvezda (Na, Mg, Al, Si, Ca, Fe,...)

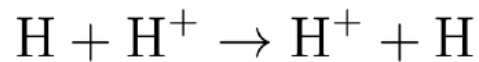
Sudarna jonizacija udarnim talasima

ostaci supernovih

Osnovni procesi formiranja jonizovanog gasa u vasioni

procesi razmene (izmene) naelektrisanja

kod mladih ostataka supernovih: ukoliko se udarni talas prostire kroz delimično jonizovani gas, tada atomi vodonika mogu biti pobuđeni pre same jonizacije – neutrali, koji prođu udarni front, mogu biti sudarno pobuđeni ili jonizovani elektronima, odnosno jonima, ili pak mogu da učestvuju u procesu razmene naelektrisanja sa jonima veće energije



neutrali koji učestvuju u razmeni naelektrisanja postaju visoko energetski joni, dok prvobitni joni postaju sporiji neutrali – samo sudarno pobuđeni neutrali uzrokovace emisiju u Balmerovim linijama koja oslikava osobine sredine ispred samog udarnog talasa – sa druge strane, nastanak pobuđenog stanja kod novonastalog neutrala, nakon procesa razmene naelektrisanja, dovešće do emisije u Balmerovim linijama koja oslikava stanje gasa nakon prolaska udarnog talasa

Elementarnim mehanizmima jonizacije odgovaraju inverzni procesi rekombinacije

Kosmičke plazme ne moraju biti nužno potpuno jonizovane – za izračunavanje odnosa koncentracija jonizovanih i neutralnih atoma u sistemu potrebno je poznavati konkretne uslove pod kojima se kod date plazme uspostavlja stanje jonizaciono-rekombinacione (dinamičke) ravnoteže, odnosno stanje u kome su brzine jonizacije i rekombinacije jednake

Pri uslovima TDR/LTR biće uspostavljena ravnotežena raspodela po stanjima jonizacije, a u najopštijem slučaju, kod realnih vasioniskih plazmi, mogu biti uspostavljeni neki drugi tipovi jonizaciono-rekombinacionih ravnoteža, a nisu retki ni slučajevi neravnotežnih sistema

Slabo, delimično i potpuno jonizovane plazme

Proces rekombinacije ne mora uvek pratiti odgovarajuću vrstu jonizacije – u zvezdanim koronama ili vreloj međuzvezdanoj materiji, u često dovoljno opravdanoj aproksimaciji, jonizacija se pretežno odvija kroz neelastične sudare sa elektronima, dok je rekombinacija uglavnom radijativna

Kod fotojonizacionih oblasti (maglina) se može uspostaviti fotojonizaciona ravnoteža

U slučaju međuzvezdane materije koja je prebrisana udarnim talasom, plazma je često neravnotežna – naglo zagrevanje plazme udarnim talasom uglavnom prati sporiji proces jonizacije, pa je u tom smislu, plazma mladih ostataka supernovih nedovoljno jonizovana u poređenju sa ravnotežnim stanjem na datoj temperaturi – poseban slučaj predstavljaju plazme kod kojih su procesi hlađenja brži od procesa rekombinacije, a plazma je više jonizovana nego što bi bilo očekivano u slučaju sudarne jonizacione ravnoteže

Makroskopska kvazielektroneutralnost

Najupadljivija posledica postojanja kolektivne, elektromagnetne interakcije je težnja plazme ka **makroskopskoj električnoj neutralnosti** – stanju u kome je ukupna zapreminska gustina naelektrisanja celog sistema skoro jednaka nuli

Lokalno nastajanje viška pozitivnih ili negativnih naelektrisanja, usled termalnog kretanja čestica, praćeno je uspostavljanjem električnog polja veoma velikog intenziteta koje sputava svako kretanje koje bi dovodilo do daljeg povećavanja prostornog naelektrisanja

Makroskopska kvazielektroneutralnost

Posmatrajmo, kao primer, plazmu sličnih osobina kao što je materija u Sunčevoj koroni – pretpostavimo da se razmatrana plazma sastoji od elektrona i protona

Koncentracije ova dva tipa čestica smatramo približno jednakim i da su reda veličine 10^{14} m^{-3}

Koliki bi se elektrostatički potencijal uspostavio na površini proizvoljne sfere radijusa 1 m u ovoj plazmi, ako bi se desilo da, usled termalnog kretanja, iz posmatrane oblasti izađe svega 1% elektrona?

Kulonov elektrostatički potencijal Φ na površini neke proizvoljne sfere radijusa R koja obuhvata zapreminu V je

$$\Phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R} \qquad Q = \rho^{\text{el}} \cdot V = |q_e|(n_p - n_e) \cdot \frac{4}{3}\pi R^3$$

Makroskopska kvazielektroneutralnost

Tražena vrednost potencijala je oko 6 kV

Vrednost elektronske temperature u Sunčevoj koroni je reda veličine 10^6 K, što odgovara srednjoj energiji termalnog kretanja po jednoj čestici od $kT = 86$ eV (pretpostavimo, radi jednostavnosti, da je sredina izotermna)

Srednja energija od 1 eV odgovara temperaturi od oko 11600 K

Ispostavlja se da elektroni, u srednjem, ipak nemaju dovoljnu termalnu energiju kako bi savladali pomenuti elektrostatički potencijal

Srednja termalna energija elektrona u razmatranoj plazmi je oko 70 puta manja od minimalne vrednosti potrebne da bi oni mogli napustiti razmatranu sferu, odnosno ispunjeno je $kT < |q_e|\Phi$

Makroskopska kvazielektroneutralnost

Postoje i elektroni iz repa ravnotežne raspodele čestica po brzinama sa većim srednjim kinetičkim energijama, koji prvi mogu napustiti sistem

Kada proizvoljnu sferu radijusa 1 m, pri gore razmatranim uslovima, napusti oko 0.015% elektrona usled termalnog kretanja, uspostavlja se elektrostatički potencijal reda 90 V, pa je dalje izlaženje elektrona znatno otežano

U proizvoljnoj sferi radijusa 1m nije moguće da razlika koncentracija protona i elektrona dostigne 1% pa samim tim, na skalama dužine reda 1m razmatrani skup čestica ostaje praktično elektroneutralan (kvazielektroneutralnost)

Za proizvoljnu sferu manjeg radijusa, npr. 10 cm, dobilo bi se da bi za 1% razlike između broja protona i elektrona uspostavljeni potencijal Φ bio reda 600 V, što je opet znatno veće od srednje energije termalnog kretanja

Jasno se primećuje tendencija ka makroskopskoj elektroneutralnosti plazme koja se, sa druge strane, na sve manjim prostornim skalama sve više narušava

Makroskopska kvazielektroneutralnost

Red veličine maksimalnog radijusa sfere iz koje bi, u gornjem primeru, mogli izaći svi elektroni kvantifikuje se jednim od najvažnijih parametara plazme, tzv. elektronskim Debajevim radijusom

$$r_{\text{De}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{n_e q_e^2}}$$

Debajev radijus ili Debajeva karakteristična dužina određuje red veličine prostorne skale sistema ispod koje je električna neutralnost posmatranog jonizovanog gasa svakako narušena

Za konkretnu oblast Sunčeve korone (10^{14} m^{-3} , $T_e = 10^6 \text{ K}$), elektronski Debajev radijus je reda 6.9 mm

Zakljanjanje elektrostatičkog polja

Kulonova sila – uzajamno se privlače čestice suprotnog, a odbijaju se one istog znaka naelektrisanja – oko svake čestice u plazmi **obrazuje se jedna neravnomerna raspodela naelektrisanja** u kojoj dominiraju čestice suprotnog znaka – formira se **oblak naelektrisanja**

Stvaranje jedne takve raspodele naelektrisanja oko svake naelektrisane čestice u plazmi predstavlja bitnu manifestaciju kolektivne interakcije

Sve naelektrisane čestice iz oblaka se kreću termalnim brzinama – struktura i oblik oblaka se stalno menjaju u vremenu – potencijal elektrostatičkog polja u blizini proizvoljne naelektrisane čestice u plazmi **nije** dat standardnim Kulonovim izrazom (u vakuumu) već ima bitno drugačiju zavisnost od rastojanja

Elektrostatički potencijal oko svake naelektrisane čestice u plazmi brže će težiti nuli od klasičnog Kulonovog potencijala na rastojanjima većim od Debajeve karakteristične dužine

Zaklanjanje elektrostatičkog polja

Pojava zaklanjanja ili ekraniranja elektrostatičkog polja naelektrisanih čestica u plazmi dovodi do makroskopske (kvazi)elektroneutralnosti već na skalama reda desetak Debajevih radijusa

Strogo formalno gledano, zaklanjanje elektrostatičkog polja je manifestacija kolektivnog procesa u kojem učestvuju i elektroni i joni

Debajeva karakteristična dužina neke gasne plazme se neretko definiše i na sledeći način

$$r_D = \left(\sum_{\alpha} \frac{1}{r_{D\alpha}^2} \right)^{-1/2}, \quad r_{D\alpha} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_{\alpha}}{n_{\alpha} q_{\alpha}^2}}$$

Za slučaj klasičnih, nerelativističkih gasnih plazmi u TDR izveden je Debaj-Hikelov potencijal

$$\Phi^{\text{DH}}(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r} e^{-r/r_D}$$

Zakljanjanje elektrostatičkog polja

Na rastojanjima reda nekoliko Debajevih radijusa elektrostatičko polje čestice je skoro u potpunosti zaklonjeno (ekranirano)

Svaka naelektrisana čestica plazme interaguje samo sa onim naelektrisanim česticama koje se nalaze u sferi radijusa reda par Debajevih karakterističnih dužina oko nje

Efekti kolektivne interakcije (zaslužne za razmatrani proces ekraniranja) dolaze do izražaja tek pri dimenzijama sistema većim od nekoliko Debajevih radijusa

Na prostornim skalama znatno većim od Debajevog radijusa, skup naelektrisanih čestica će biti elektroneutralan, tako da se sada može definisati jedan od kriterijuma za uspostavljanje režima plazmenog stanja

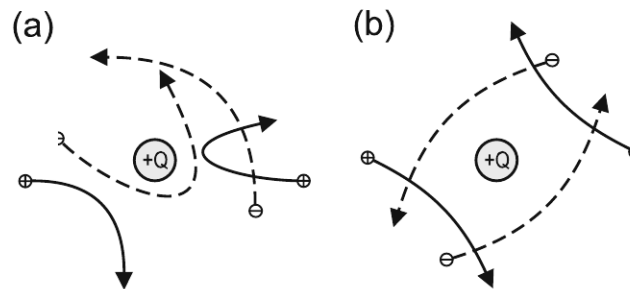
$$L \gg r_D$$

$$\sum_{\alpha} q_{\alpha} n_{\alpha} \approx 0$$

Zakljanjanje elektrostatičkog polja

Debajev radijus raste sa porastom temperature (termalno kretanje naelektrisanih čestica je intenzivnije), a smanjuje se sa povećavanjem koncentracije (gustine) naelektrisanih čestica (tada raste intenzitet elektromagnetne interakcije)

Sa porastom kT , putanja naelektrisane čestice (u elektrostatičkom polju drugog naelektrisanja) će biti više razvučena – samim tim, proces ekraniranja će biti manje efikasan, odnosno Debajev radijus će biti veći



Prisustvo električno neutralnih čestica **ne** daje doprinos Debajevom radijusu

Debajev radijus **ne** zavisi od mase ekranirajućih čestica već od njihove termalne energije i njihovog srednjeg međusobnog rastojanja (preko koncentracije)

Koliki je srednji broj čestica koje učestvuju u zaklanjanju polja konkretnog naelektrisanja (koliko čestica oseća njegov Kulonov potencijal)? Koliko se zapravo naelektrisanih čestica, u srednjem, nalazi u tzv. Debajevoj sferi?

Procenimo broj (slobodnih) elektrona N_{De} u Debajevoj sferi radijusa r_{De} pomoću sledeće, jednostavne relacije

$$N_{De} = \frac{4}{3}\pi r_{De}^3 \cdot n_e \propto \frac{T_e^{3/2}}{n_e^{1/2}}$$

Kulonov parametar jačine veze Γ se definiše kao odnos srednje elektrostatičke potencijalne energije po čestici i srednje termalne energije po čestici – ovaj parametar opisuje u kojoj meri energija elektrostatičke, binarne interakcije utiče na dinamiku pojedinačnih čestica u sistemu – ako posmatramo samo elektrone onda možemo pisati

$$\Gamma_e = \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{WS_e} kT_e}, \quad r_{WS_e} = \left(\frac{3}{4\pi n_e} \right)^{1/3} \approx n_e^{-1/3}$$

AKO JEDINICA ZAPREMINE SADRŽI n_α ČESTICA
NEKOG TIPA, ONDA JEDNOJ ČESTICI TE VRSTE
STOJI U SREDNJEM NA RASPOLAGANJU ZAPREMINA n_α^{-1}

AKO TU ZAPREMINU ZAMISLIMO KAO KOCKU SA IVICAMA

$d_\alpha = n_\alpha^{-1/3}$ \Rightarrow TAKO DOBIJAMO PROCENU SREDNJEG
RASTOJANJA IZMEĐU DVE ČESTICE
TIPA α

SLIČNO, AKO TU ZAPREMINU ZAMISLIMO KAO

SPERU $V = \frac{4}{3}\pi d^3 \Rightarrow$

$$d = \left(\frac{4\pi n}{3} \right)^{-1/3} = \underline{\underline{\left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3}}} \propto n^{-1/3}$$

Gasne plazme, odnosno plazme u užem smislu određuje $\Gamma \ll 1$

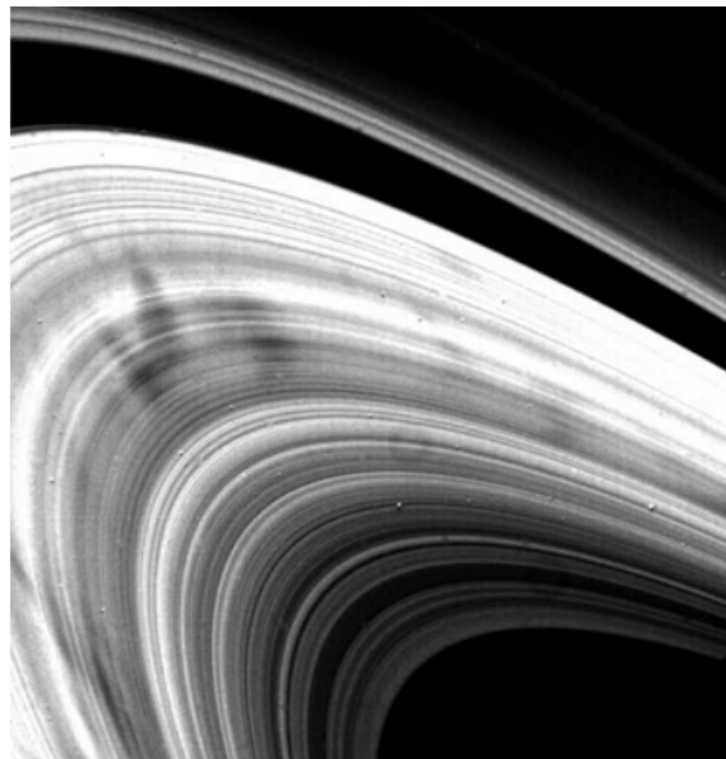
$$\Gamma_e = \frac{1}{3} N_{De}^{-2/3} \propto \frac{n_e^{1/3}}{T_e} \quad N_D \gg 1$$
$$\Lambda = 3N_D/4\pi$$

Slučajevi $\Gamma \gg 1$ i $N_D \ll 1$ odgovaraju sistemima čije se karakteristike značajno razlikuju od običnih, gasnih plazmi

Prisustvo višestruko naelektrisanih čestica međuzvezdane prašine ($q > 100|q_e|$) može značajno promeniti karakteristike plazme u kojoj se nalaze – u tom slučaju se vrednost parametra Γ (koji zavisi od naelektrisanja) može dodatno povećati

Prašnjave plazme neće biti dalje razmatrane ali valja istaći da su i one prisutne u vasioni (planetski prstenovi, komete, Zodijski oblak, međuzvezdana materija, protozvezdane magline,...)

Fig. 1.13 Dark radial “spokes” were observed in Saturn’s B-ring during the fly-by of the Voyager 2 spacecraft [30]. These structures are attributed to a collective motion of electrically-charged fine dust particles. (Courtesy NASA/JPL-Caltech)



Kvantni efekti počinju da dolaze do izražaja kada je srednje međučestično rastojanje reda veličine termalne de Brogljeve talasne dužine

$$T \lesssim \frac{h^2}{km} n^{2/3}$$

Kvantni efekti se najpre zapažaju onda kada neodređenost u položaju čestica plazme postane uporediva sa njihovim srednjim, međusobnim rastojanjem

Usled manje vrednosti mase, de Brogljeva talasna dužina za elektrone je veća nego za jone – kvantni efekti će se, iz tog razloga, najpre zapažati kod elektrona

Parametar (skoro potpune) degeneracije nerelativističkih elektrona

$$\theta_{\text{de}} = \frac{kT_e}{\epsilon_F}, \quad \epsilon_F = \frac{h^2}{8m_e} \left(\frac{3n_e}{\pi} \right)^{2/3}$$

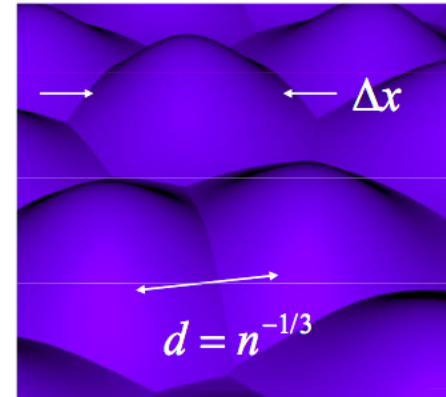
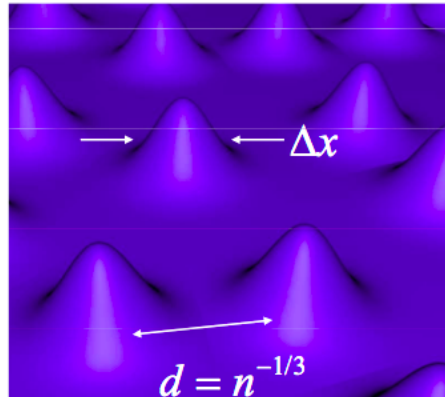
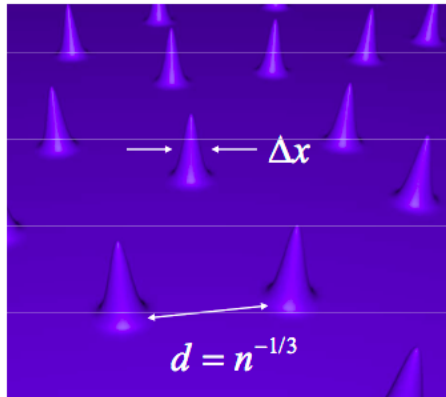
$$T_e \gg T_d$$

$$\theta_{\text{de}} \gg 1$$

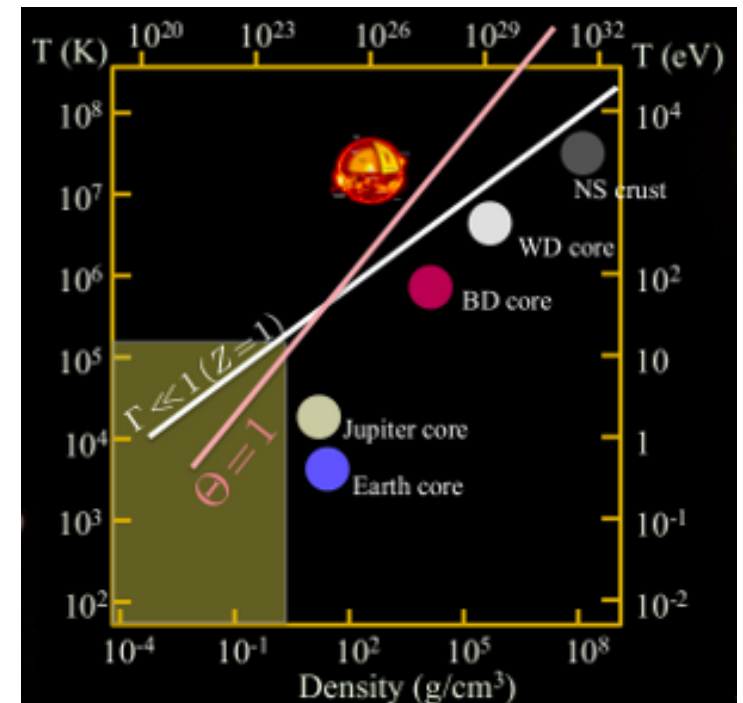
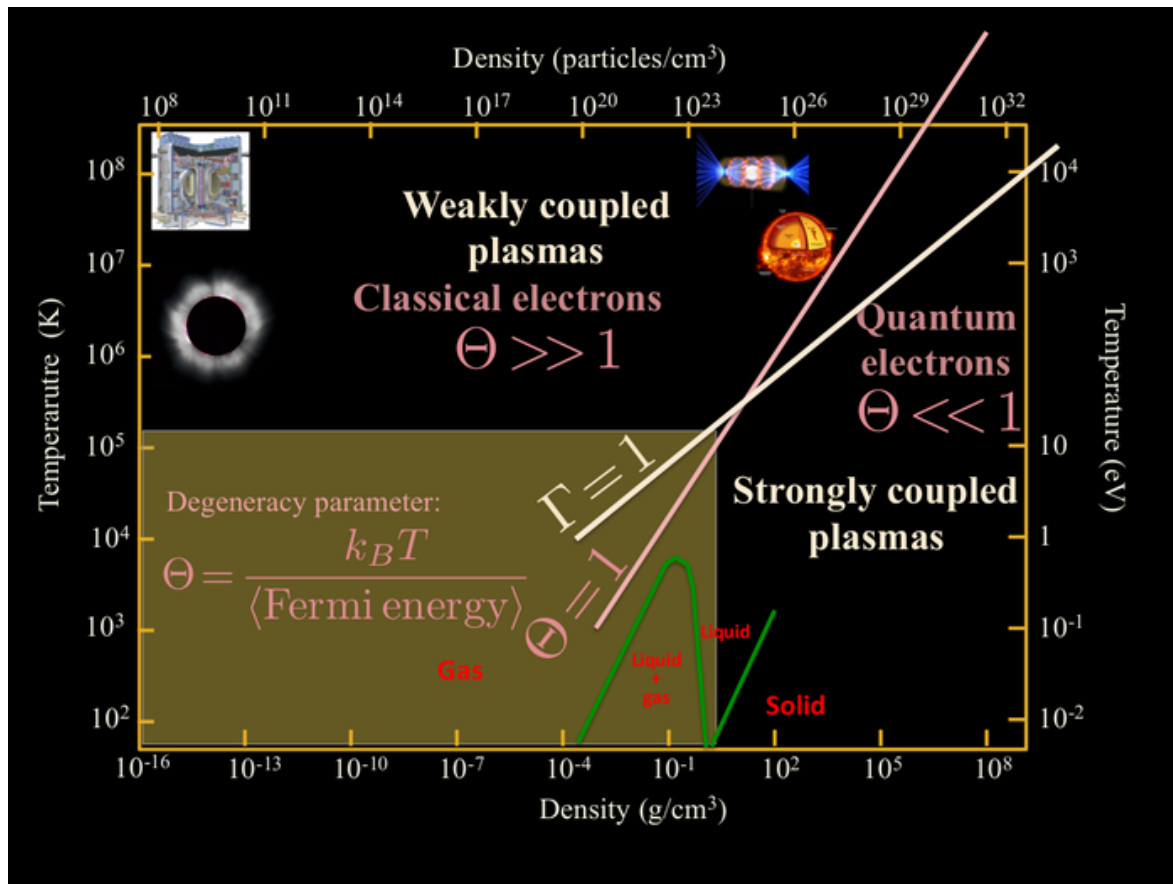
klasične plazme

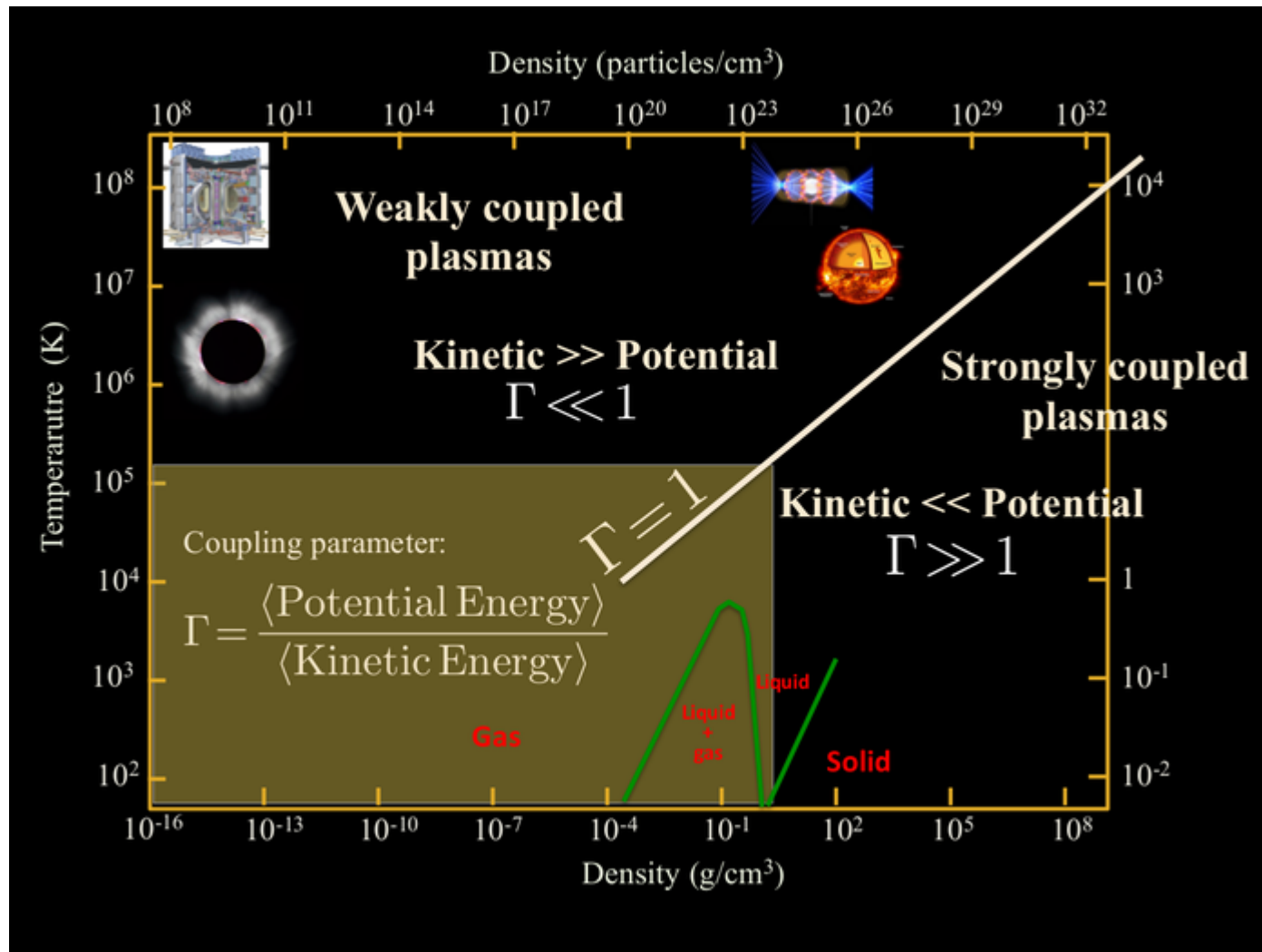
inače imamo kvantne plazme (beli patuljci, braon patuljci, neutronske zvezde)

Increasing temperature



Increasing density





Fermijeva energija je najveća energija koju može imati elektron u atomu na 0K (energija poslednjeg popunjenog energetskeg nivoa na 0K)

$E_f = k \cdot T_f$, gde je T_f Fermijeva temperatura.

Na $T > T_f$ - elektroni se ponašaju kao klasičan gas a na $T < T_f$ - elektroni se ponašaju kao Fermijev gas slobodnih elektrona koji podležu Paulijevom principu zabrane.

U slučaju pulsarskih magnetosfera, aktivnih galaktičkih jezgara, različitih relativističkih snopova, i sl, dolaze do izražaja relativistički efekti

Ako je temperatura TDR plazme veća od oko 5.9×10^9 K ($kT_e > m_e c^2$) takav sistem je svakako relativistički

U plazmama mogu postati izraženi i fenomeni stvaranja parova, odnosno njima inverzni procesi anihilacije parova i to već na temperaturama reda 10^8 K

Nerelativističke (gasne) plazme koje ćemo u daljem tekstu razmatrati su zapravo one za koje važi $\Gamma \ll 1$, odnosno $N_D \gg 1$ ili $\Lambda \gg 1$ pa tako i $r_{WS} \ll r_D$ uz $T_e \gg T_d$ ili $\theta_{de} \gg 1$ i $kT_e \ll m_e c^2 \approx 0.511$ MeV (eng. *weakly coupled classical non-relativistic plasmas*). To su uglavnom plazme koje čine unutrašnjost i atmosfere običnih zvezda, zvezdane vetrove (eng. *stellar winds*), planetske magnetosfere i dobar deo međuplanetarne, odnosno međuzvezdane pa i međugalaktičke sredine.

Plazmene oscilacije

U kosmičkoj plazmi je moguća realizacija velikog broja različitih tipova oscilacija i talasa (kolektivnih kretanja čestica)

Proučavanje takvog, koherentnog kretanja sastojaka plazme je od velikog značaja

Referentni vremenski period, odnosno karakteristična vremenska skala u dinamici plazme određena je periodom **elektronskih plazmenih oscilacija**

Reč je o elektrostatičkim oscilacijama koje nastaju kao svojstven odziv plazme na lokalno narušavanje makroskopske elektroneutralnosti

Frekvencija ovih oscilacija je data sa:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e q_e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad \omega_{pe} = 2\pi\nu_{pe}$$

Plazmene oscilacije

Poremećaj gustine prostornog naelektrisanja u plazmi praćen je uspostavljanjem veoma jakog električnog polja koje pruža odgovarajuću restitucionu silu

Kolektivno, oscilatorno kretanje (uzastopne transformacije elektrostatičke potencijalne energije u kinetičku energiju čestica i obrnuto) koje je predvođeno elektronima, usled mnogo manje mase, odnosno veće pokretljivosti u odnosu na ostale tipove čestica u plazmi

Iako dolazi do uspostavljanja, kratkoperiodičnih razdvajanja pozitivnih i negativnih naelektrisanja (brze oscilacije gustine prostornog naelektrisanja), ukoliko se razmatraju dovoljno spori procesi u plazmi, sistem se, u srednjem, može smatrati kvazielektroneutralanim

Pod dovoljno sporim procesima se podrazumevaju vremenski intervali mnogo veći od perioda elektronskih plazmenih oscilacija

U tom smislu se može uvesti još jedan kriterijum za uspostavljanje režima plazmenog stanja:

$$\tau \gg \tau_{pe}$$

Frekvencija plazmenih oscilacija predstavlja merilo brzine reagovanja plazme na sopstveno mikroskopsko elektromagnetno polje, nastalo usled fluktuacija u termalnom kretanju njenih čestica (usled haotičnog kretanja samih čestica)

Plazmene oscilacije će predstavljati i svojevrsno merilo brzine reagovanja plazme na spoljašnje promenljivo električno polje (spoljni poremećaj elektroneutralnosti plazme)

Elektromagnetnim talasima nižih frekvencija od plazmene će biti veoma otežano prostiranje kroz plazmu – takav je slučaj sa prostiranjem dugih elektromagnetnih talasa kroz Zemljinu jonosferu

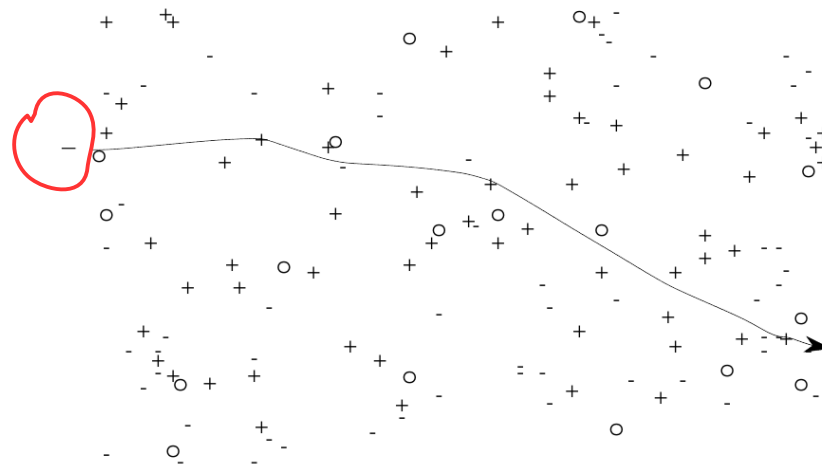
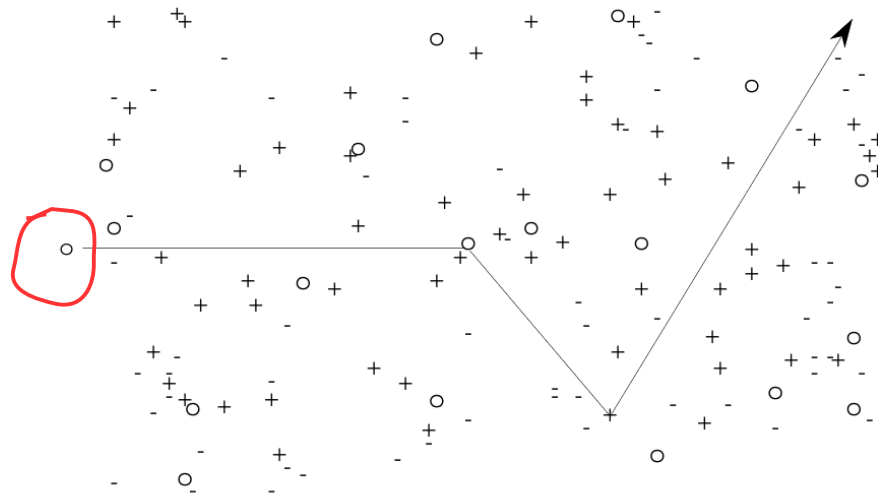
Sudari među česticama **prigušuju** svako uređeno kretanje, pa tako i oscilatorno/talasno

Kakav će biti uticaj sudara naelektrisanih čestica na realizaciju kolektivnih, plazmenih oscilacija?

Kretanje naelektrisanih čestica u potpuno jonizovanoj plazmi u užem smislu koja se nalazi van spoljašnjeg magnetnog polja, po karakteru se bitno razlikuje od termalnog kretanja atoma i molekula u neutralnom gasu

Putanje čestica u neutralnom gasu su izlomljene linije koje se sastoje od pravolinijskih segmenata sa naglim prelomima (dominiraju binarni sudari u slučaju kratkodomnih sila)

Trajektorije naelektrisanih čestica u razmatranoj plazmi su usled svojstva Kulonove interakcije, glatke, neprekidne zakrivljene linije



Naelektrisana čestica u plazmi interaguje sa onim mnogobrojnim (kako je popunjenost Debajevе sfere velika za plazme u užem smislu) naelektrisanjima koja se nalaze oko nje na udaljenostima manjim od reda veličine lokalnog Debajevog radijusa

Usled dugodometnog karaktera Kulonove sile, svaka naelektrisana čestica u plazmi, zapravo, istovremeno interaguje sa svim ostalim naelektrisanim česticama unutar njene lokalne Debajevе sfere

Ipak, takva interakcija, usled toga što je srednja elektrostatička potencijalna energija po jednoj čestici je mnogo puta manja od srednje termalne energije po čestici, **retko dovodi do nagle promene u kretanju čestice**

Tu, složenu interakciju često možemo tretirati u aproksimaciji velikog broja nezavisnih binarnih Kulonovih interakcija

Važno svojstvo interakcije dve naelektrisane čestice u plazmi (Kulonovih, binarnih elastičnih sudara) ogleda se u tome da su najverovatniji (najčešći) oni sudari koji rezultuju malim uglovima rasejanja

Drugim rečima, dominiraju sudari sa veoma malim transferom impulsa – tzv. slabi sudari

Ugao rasejanja za ovaj slučaj je manji od 90°

Suprotno, jakim sudarima odgovaraju veliki uglovi rasejanja

Dakle, Kulonova interakcija je izrazito anizotropna

Naime, ovaj rezultat je potpuno jasan ako se ima u vidu poznata Raderfordova formula za rasejanje, odnosno elastični sudar naelektrisanih čestica

Za razliku od neutralnih gasova, u slučaju potpuno jonizovanih plazmi, sudarna frekvencija za prenos impulsa se definiše kao mera učestanosti sa kojom se trajektorija naelektrisane čestice nekog tipa, usled Kulonove interakcije sa drugim česticama proizvoljne vrste, značajno promeni, odnosno skrene za 90°

Obično se pored sudarne frekvencije koja opisuje interakciju jednog tipa čestica α sa nekim konkretnim tipom čestica β , definiše i ukupna (totalna) sudarna frekvencija koja uključuje sudare čestica određenog tipa α sa česticama svih tipova

Srednja slobodna putanja naelektrisane čestice u plazmi predstavljaće karakterističnu dužinu puta koji je potrebno da čestica pređe, sudarajući se sa drugim naelektrisanjima, da joj se trajektorija ne promeni za 90°

Termalna brzina

$$v_{\text{th},\alpha} = \sqrt{\frac{kT_\alpha}{m_\alpha}}$$

$$v_{\text{th},e} = r_{\text{De}} \cdot \omega_{\text{pe}}$$

$$L \gg r_{\text{De}} \quad L/v_{\text{th},e} \gg \tau_{\text{pe}}$$

U skladu sa svim ranije navedenim, srednja slobodna putanja (eng. *mean free path*) naelektrisane čestice u plazmi, r_{mfp} , predstavljaće karakterističnu dužinu puta koji je potrebno da čestica pređe, sudarajući se sa drugim naelektrisanjima, da joj se trajektorija promeni za 90° , odnosno važi da je $r_{\text{mfp}} = v_{\text{th}} \cdot \tau_{\text{coll}}$, gde je $\tau_{\text{coll}} = 2\pi/\omega_{\text{coll}}$. Plazme u kojima dominiraju sudari (eng. *collisional plasma*) ispunjavaju uslov $r_{\text{mfp}} \ll L$, dok naravno, za tzv. bezsudarne plazme (eng. *collisionless plasma*) važi $r_{\text{mfp}} \not\ll L$, gde je L karakteristična dužina sistema koji se analizira (radi procena vrednosti sudarnih frekvencija svojstvenih nekim kosmičkim plazmama, vidi npr. slike 4.2 i 4.3 iz Baumjohann & Treumann 1997).

Sudarni procesi i plazmene oscilacije

$$N_{\text{De}} = \frac{4}{3}\pi r_{\text{De}}^3 \cdot n_e \propto \frac{T_e^{3/2}}{n_e^{1/2}}$$

$$\Gamma_e = \frac{1}{3}N_{\text{De}}^{-2/3} \propto \frac{n_e^{1/3}}{T_e}$$

$$\Lambda = 3N_{\text{D}}/4\pi$$

$$\Gamma \ll 1 \quad N_{\text{D}} \gg 1$$

$$\Lambda \gg 1$$

Da bi se očuvala globalna elektroneutralnost plazme neophodno je da važi $\omega_{\text{p}\alpha} \gg \omega_{\text{coll},\alpha}$, za svaki tip čestica α u datom sistemu. Ovaj zahtev (koji se, usled veće pokretljivosti, pre svega odnosi na elektrone) bi mogao da se tretira kao još jedan uslov za uspostavljanje režima plazmenog stanja. Sa druge strane, ispostavlja se da je:

$$\omega_{\text{coll}} \sim \frac{\ln \Lambda}{\Lambda} \cdot \omega_{\text{p}}, \quad \Lambda \propto \frac{(kT)^{3/2}}{n^{1/2}},$$

pa je za gasne plazme (u užem smislu) koje sve vreme razmatramo ($\Lambda \gg 1$) uvek ispunjeno $\omega_{\text{coll}} \ll \omega_{\text{p}}$ (Fitzpatrick 2015).

2.17 Utvrditi da važi:

$$\frac{r_{\text{mfp,e}}}{r_{\text{De}}} \gg 1, \quad (2.66)$$

gde je $r_{\text{mfp,e}}$ srednja slobodna putanja elektrona.

Rešenje. Setimo se najpre da je:

$$r_{\text{mfp,e}} = v_{\text{th,e}} \tau_{\text{coll,e}}, \quad \tau_{\text{coll,e}} = \frac{2\pi}{\omega_{\text{coll,e}}}, \quad (2.67)$$

gde su $\omega_{\text{coll,e}}$ i $\tau_{\text{coll,e}}$ sudarna frekvencija i karakteristično vreme sudara, respektivno. Na osnovu izraza (2.56), (2.57) i (2.60), sledi da je:

$$v_{\text{th,e}} = r_{\text{De}} \omega_{\text{pe}}. \quad (2.68)$$

Kako je za sve plazme kod kojih je popunjenost Debajevе sfere velika, uvek ispunjeno da je:

$$\omega_{\text{pe}} \gg \omega_{\text{coll,e}}, \quad (2.69)$$

sledi da je opravdano pisati da je $r_{\text{mfp,e}}/r_{\text{De}} \gg 1$.

$$r_{\text{De}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_{\text{B}} T_{\text{e}}}{n_{\text{e}} q_{\text{e}}^2}} \quad \omega_{\text{pe}} = \sqrt{\frac{n_{\text{e}} q_{\text{e}}^2}{\varepsilon_0 m_{\text{e}}}} \quad v_{\text{th,e}} = \sqrt{\frac{k_{\text{B}} T_{\text{e}}}{m_{\text{e}}}}$$

Sa porastom temperature opada sudarna frekvencija!!!

Suprotno od neutralnog gasa

Pri istoj koncentraciji – vrelije plazme će pre biti bezsudarne nego hladnije

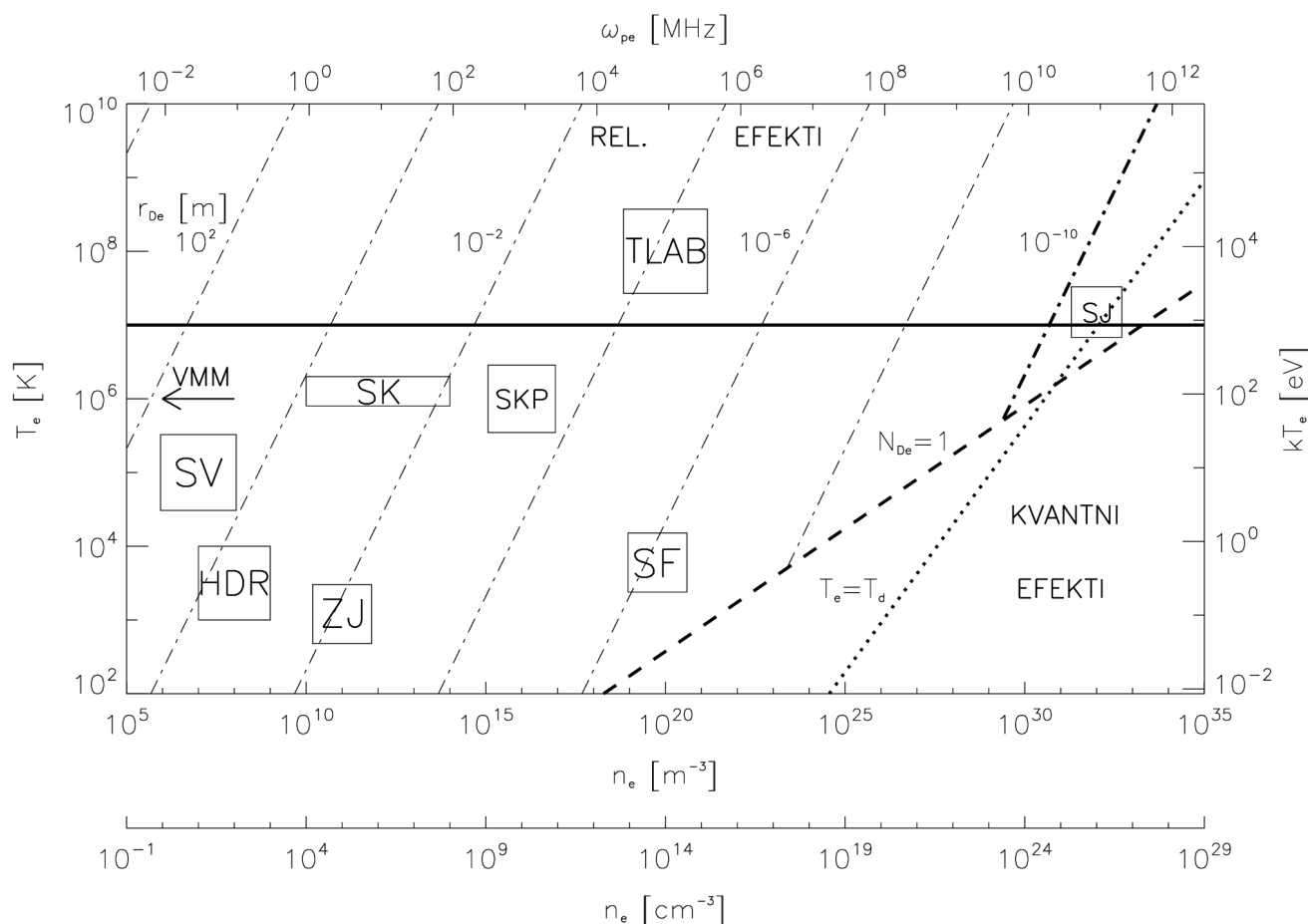
Naelektrisanje visoke energije prolazi pored drugih naelektrisanja bez bitne interakcije

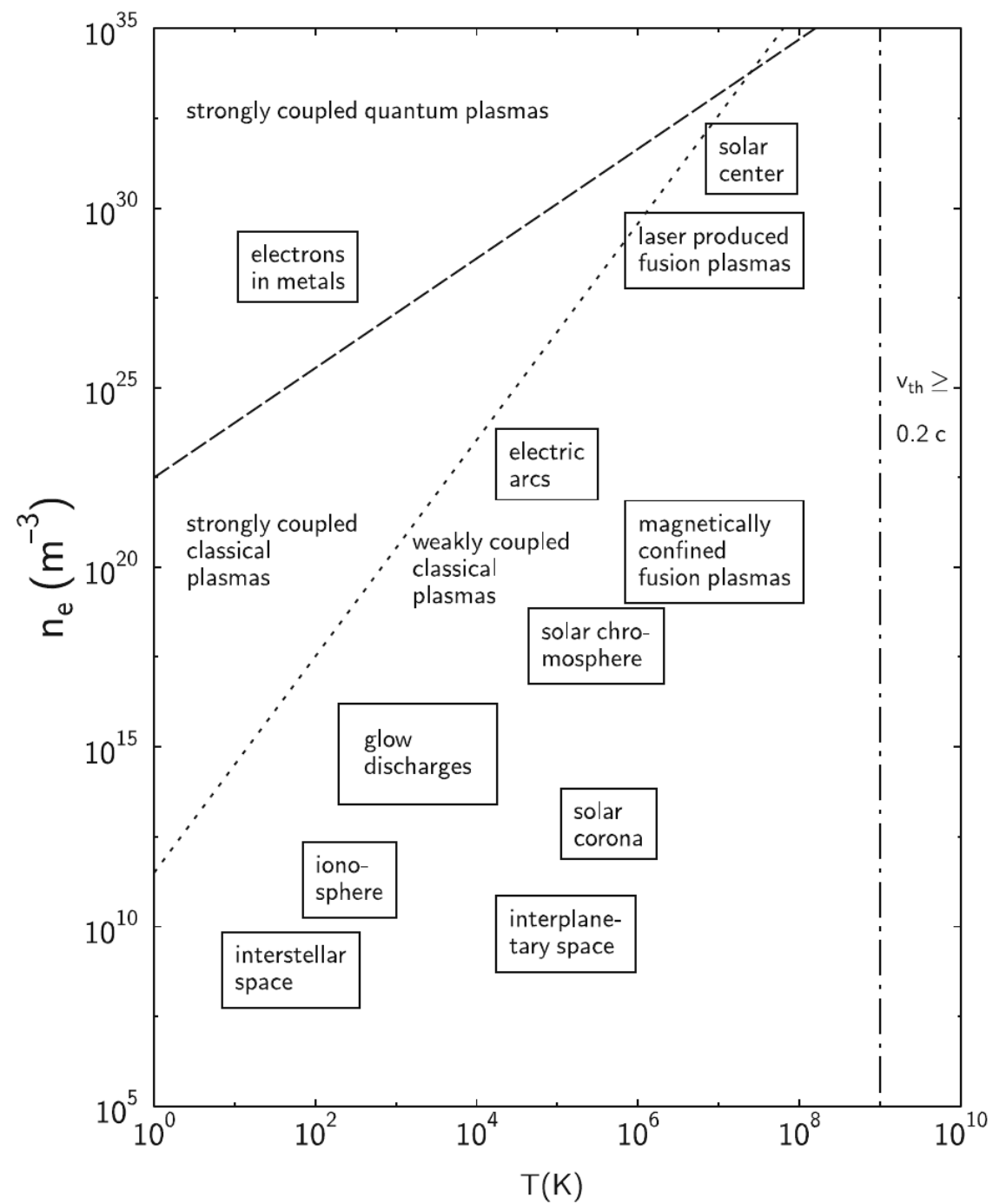
Ipak, u tzv. slabo jonizovanim plazmama kod kojih je prisutan značajan broj električno neutralnih čestica (npr. u slučaju atmosfera zvezda spektralnih klasa G, K i M ili Zemljine jonosfere), presudno je da sudari naelektrisanih čestica (elektrona) sa neutralima ne budu dovoljno učestali. Sudarna frekvencija elektrona sa neutralima, u principu, zavisi od koncentracije neutrala n_n i elektronske temperature T_e , $\omega_{\text{coll, en}} \propto n_n \sqrt{T_e}$ (Milić 1977; Vukićević-Karabin 1994). Samim tim, kao dodatan uslov za uspostavljenje režima plazmenog stanja se obično navodi sledeća relacija:

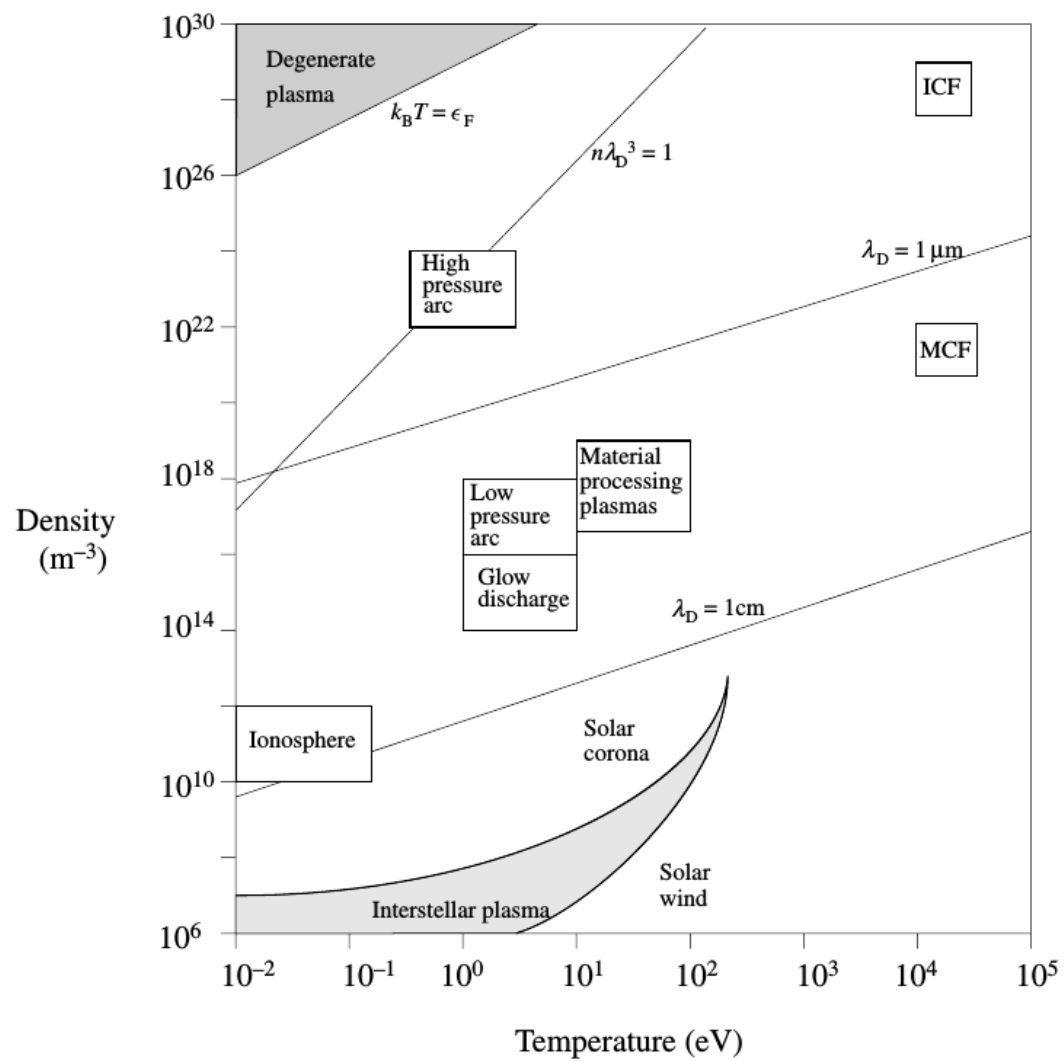
$$\tau_{\text{pe}} \ll \tau_{\text{coll, en}}$$

Kao primer, za uslove u centru Sunca važi $n_e = 10^{32} \text{ m}^{-3} = 10^{26} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1.5 \times 10^7 \text{ K}$ (Goossens 2003), $N_{\text{De}} \approx 8$, $\theta_{\text{de}} \approx 2$. Kao što je jasno i sa slike 4, plazma u centru Sunca se može tretirati kao standardna klasična gasna plazma samo u dosta gruboj aproksimaciji. Za tipične uslove koji važe u Sunčevoj fotosferi $n_e = 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} = 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 6000 \text{ K}$ (Lorrain, Lorrain & Houle 2006) je, sa druge strane, ispunjeno $N_{\text{De}} \approx 83$, $\theta_{\text{de}} \approx 9 \times 10^4$, dok u Sunčevoj koroni, za tipične vrednosti $n_e = 10^{14} \text{ m}^{-3} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 10^6 \text{ K}$ (Goossens 2003) važi $N_{\text{De}} \approx 10^8$, $\theta_{\text{de}} \approx 10^{11}$.

n - T dijagram







ZADATAK 1

Napisati program u Python-u koji reprodukuje sliku 4 iz udžbenika ili sliku 2.4 iz zbirke.
5 BODOVA

