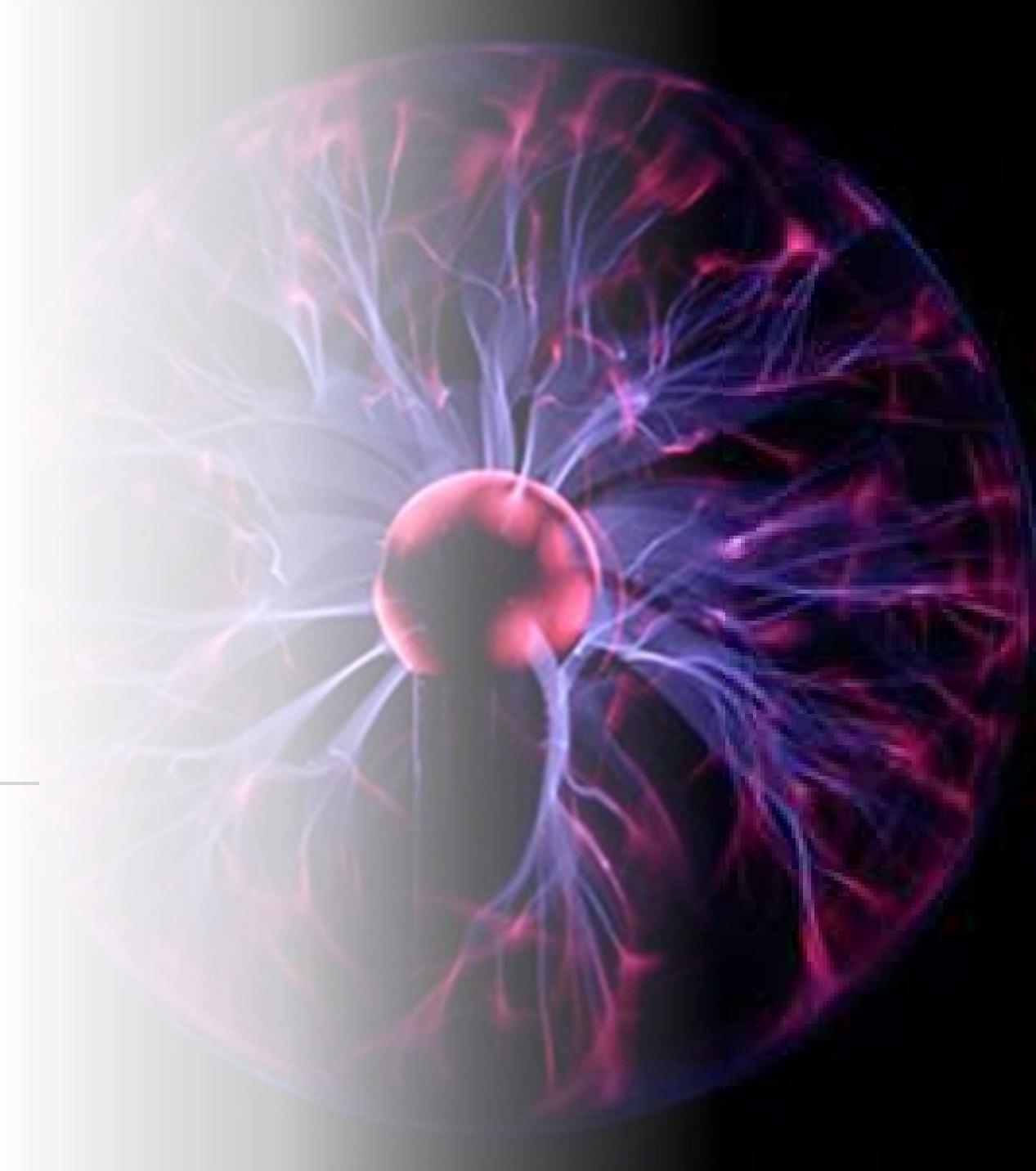


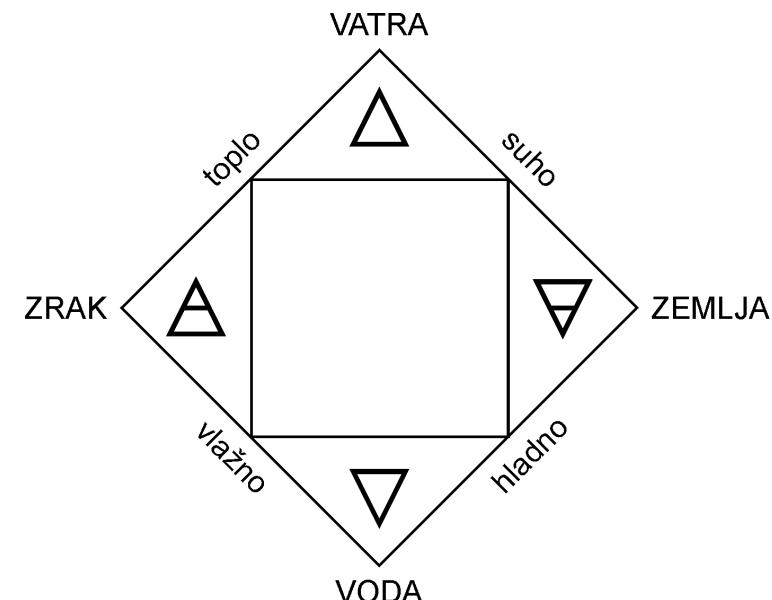
Osnove fizike plazme

POVIJESNI PREGLED
FIZIKE PLAZME
DEFINICIJA PLAZME



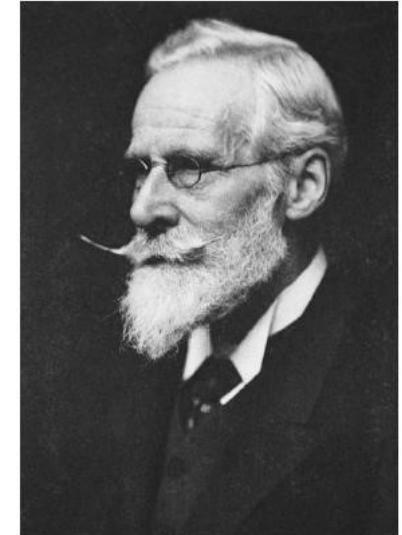
NAZIV „PLAZMA“

- Oduvijek su se ljudi pitali od čega je sastavljen sav živi i neživi svijet oko nas.
- Tu su najveći utjecaj imali grčki filozofi.
- Grčki filozof **Empedoklo** prepoznao je postojanje četiri "elementa", 4 oblika materije:
zrak, voda, zemlja i vatra,
i tako uveo plazmu u daljnja razmatranja posredstvom vatre.



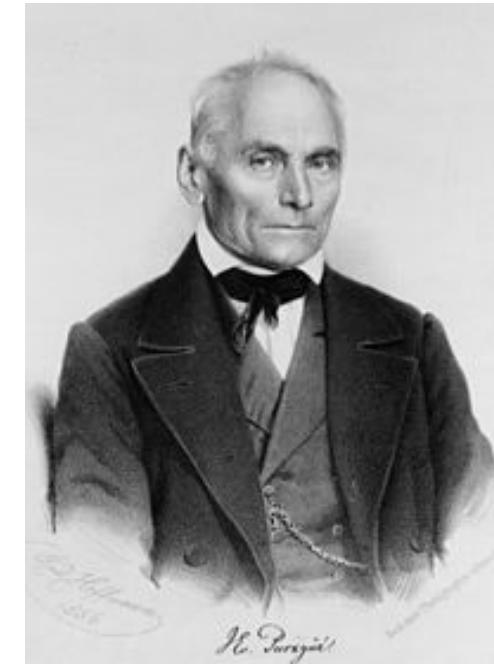


NAZIV „PLAZMA“



- Prema Wikipediji prvi je plazmu opisao na znanstveni način **Sir William Crookes** godine 1879. nazvavši je "**materijom koja zrači**", odnosno četvrtim stanjem materije.
- **Sir William Crookes** (1832–1919) - kemičar i fizičar koji se bavio spektroskopijom.
- Smatra se pionirom vakuumskih cijevi – izumio je Crookesove cijevi (eksperimentalne električne izbojne cijevi u kojima su otkrivene katodne zrake – elektroni).

NAZIV „PLAZMA“



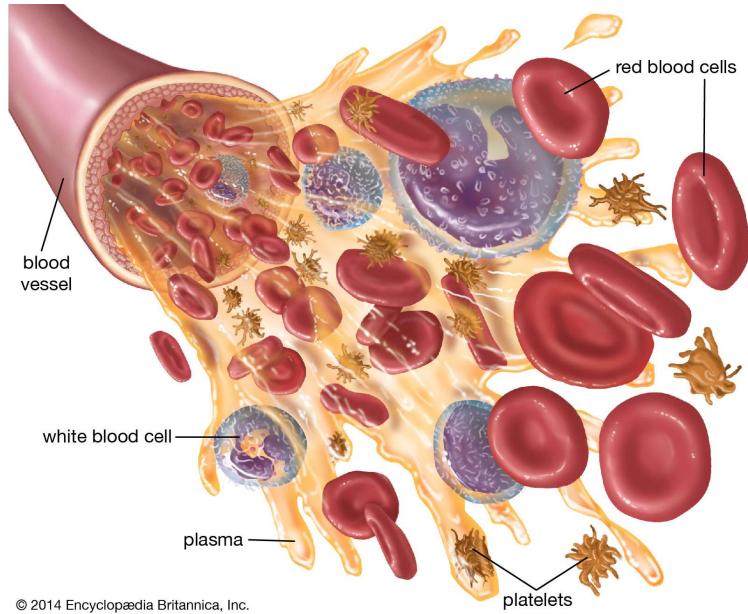
- Sredinom 19. stoljeća češki fiziolog **Jan Evangelista Purkinje** (1787-1869) upotrijebio je grčku riječ „plazma“ - πλασμα („formed“ - formirana, modelirana, „molded“ - lijevana supstancija, jelly) kako bi opisao prozirnu tekućinu koja preostane nakon što se iz krvi uklone sve čestice.



NAZIV „PLAZMA“



- 20-ih godina 20.st. američki kemičar **Irving Langmuir** je predložio da se elektroni, ioni i neutralne čestice u ioniziranom plinu, mogu na sličan način smatrati „krvnim česticama“ u nekakvom tekućem mediju.
- Pokazalo se kasnije da takav „**tekući medij**“ ne postoji za razliku od krvi koja stvarno predstavlja fluidni medij koji prenosi čestični materijal.
- **I. L.** (1881-1957) – proučavao kemiju površina; Nobelova nagrada za kemiju 1932.; razvio plinom punjene volframove svjetiljke i postupak zavarivanja atomskim vodikom, te radio na visokotemperaturem električnim izbojima (Slika: Langmuir probe).



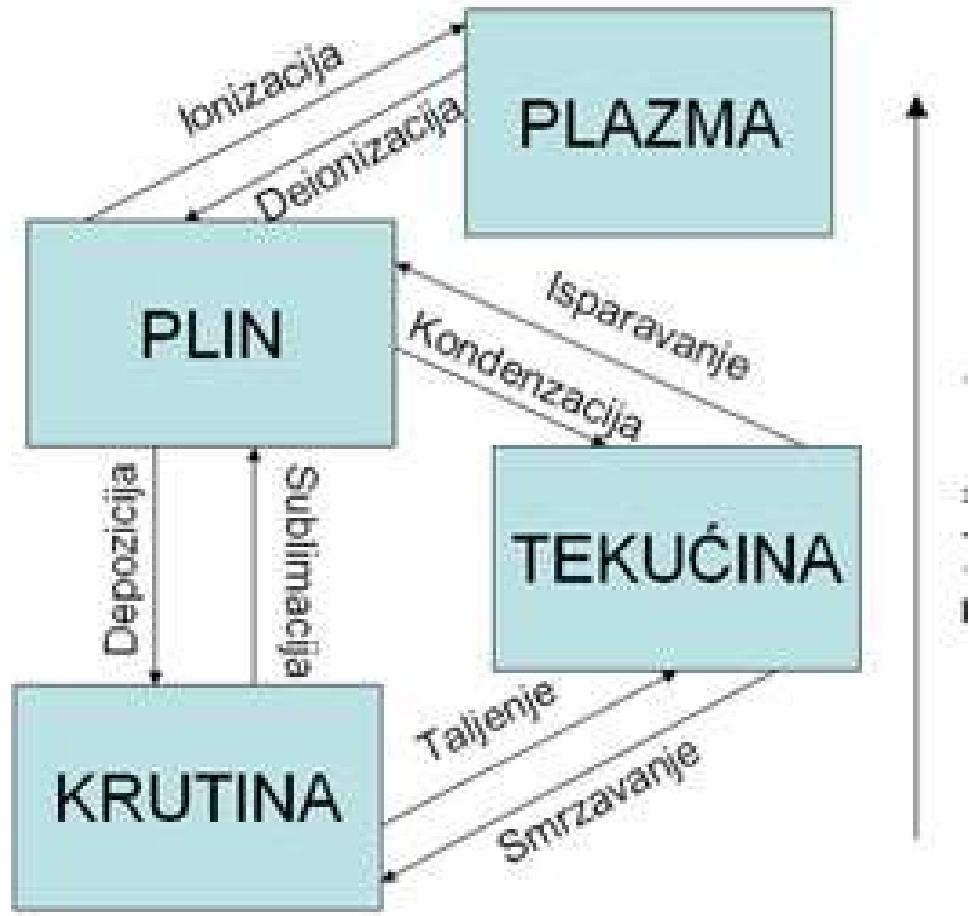
NAZIV „PLAZMA“

- Termin „plazma“ je ostao, kao i zbumujuće nazivlje - **plazma u fizikalnom smislu** i **krvna plazma** (Slika) pojam koji puno češće čujemo u svakodnevnom životu.
- Stoga fizičari, koji se bave plazmom, uvijek objašnjavaju prijateljima i poznanicima da ne izučavaju krvnu plazmu.

DEFINICIJA PLAZME

- **Plazma** je u fizici naziv za **ionizirani plin** i uobičajeno je da se zbog različitih svojstava u odnosu na krutine, tekućine i plinove smatra posebnim agregatnim stanjem tvari.
- **Entalpija** je funkcija stanja nekog sustava, a njezin prirast odgovara vezanoj ili oslobođenoj toplini/energiji u procesu koji se odvija uz stalni tlak.

Promjena stanja tvari



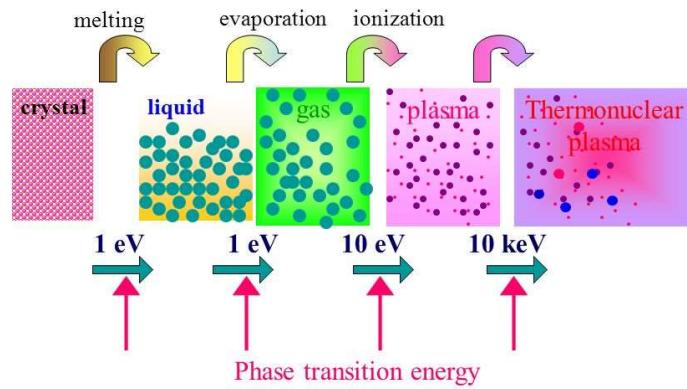


DEFINICIJA PLAZME

- **Ionizirani plin** ima barem po jedan elektron odvojen od dijela svojih atoma ili molekula.
- Zbog slobodnih nabijenih čestica (iona i elektrona) plazma je **dobar vodič električne struje** i snažno reagira na električno i magnetsko polje.
- Plazmom se ne može nazvati bilo kakav ionizirani plin jer je svaki plin u nekom, makar vrlo malom stupnju, ioniziran.
- Npr. kozmičko zračenje ionizira čestice u Zemljinoj atmosferi tako da u zraku uvijek nalazimo određeni broj nabijenih čestica (Slika).

What is plasma?

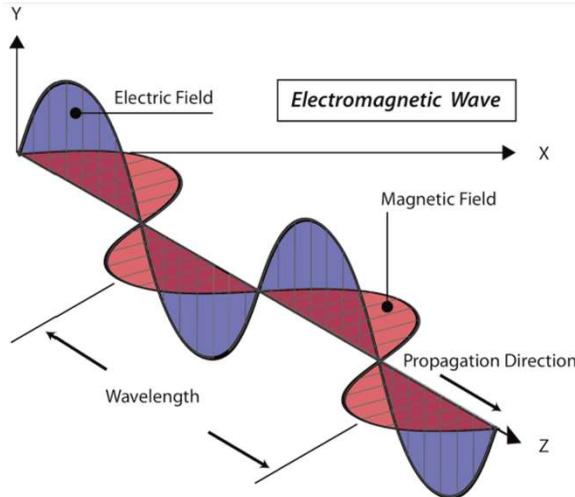
Plasma = quasi-neutral gas of charged particles



6

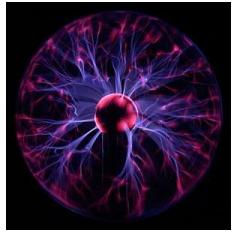
DEFINICIJA PLAZME

- Obično kažemo za plazmu da je **kvazineutralni plin** sastavljen od ioniziranih (nabijenih) i neutralnih čestica, koji pokazuje **skupno (kolektivno) međudjelovanje** čestica zasnovano na Coulombovoj sili.
- **Kvazineutralan plin** znači da je **makroskopski neutralan**, tj. da uzet u cjelini ne posjeduje električni naboј, ali su njegovi dijelovi električki nabijeni.
- Kao i plin, plazma nema određen oblik ili volumen, osim ako se zatvori u posudu ili ograniči na neki način, a pod utjecajem magnetskog polja plazma može poprimiti vlaknastu strukturu.



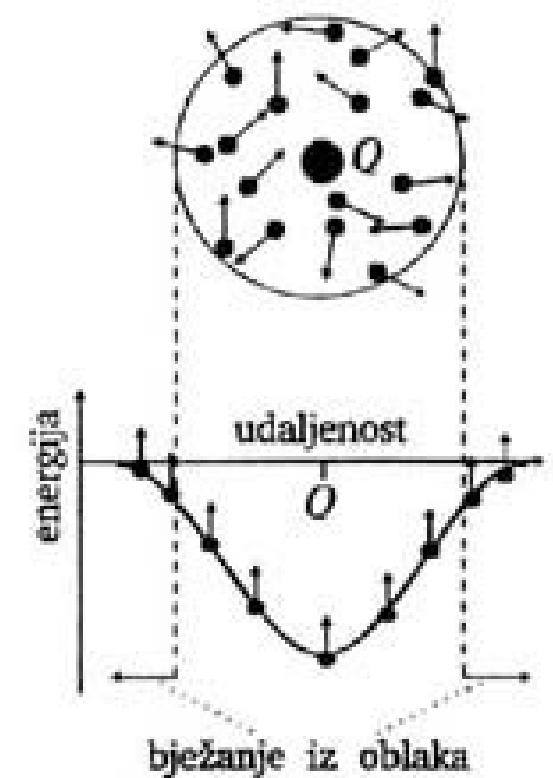
DEFINICIJA PLAZME

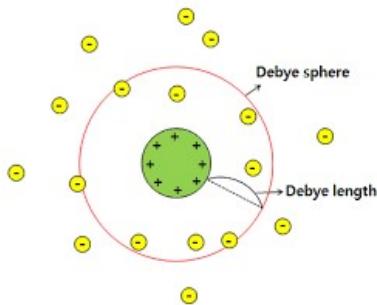
- Iako se plazma može opisati kao električki neutralno stanje materijala, s jednakim brojem negativnih i pozitivnih električki nabijenih čestica, i premda te čestice nisu vezane, ne možemo ih smatrati ni slobodnima.
- Kada se električki nabijene čestice kreću, one stvaraju električnu struju i magnetsko polje - rezultat toga - međusobno djelovanje s drugim električnim i magnetskim poljima.
- Za razliku od plina sa zanemarivim brojem nabijenih čestica, u kojem čestice interagiraju praktički samo u sudarima (tzv. parno međudjelovanje), u plazmi zbog znatnog broja električki nabijenih čestica dolazi do **elektromagnetskog djelovanja** na znatno većim udaljenostima.



DEFINICIJA PLAZME

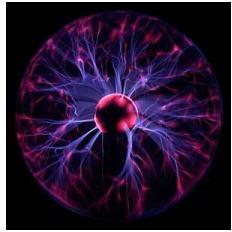
- U svakom trenutku čestice tvore **zajedničko elektromagnetsko polje** i svaka čestica interagira istodobno sa svim ostalim česticama – **kolektivna interakcija ili skupno međudjelovanje**.
- Zato električki nabijene čestice imaju **kolektivna svojstva**, te se plazma može definirati sa sljedeća 3 uvjeta:





DEFINICIJA PLAZME

- 1) električki nabijene čestice trebaju biti dovoljno blizu da bi mogle međusobno djelovati, a to se definira s **Debyevom sferom** (dio prostora u kojem je prisutno električno polje nekog naboja) – **usklađenost plazme**
- 2) u tzv. Debyevoj sferi ima vrlo velik broj čestica, tj. dimenzije sustava su mnogo veće od polumjera Debyeve sfere (za procese koji se odigravaju na dimenzijama većim od Debyeve sfere vrijedi načelo elektroneutralnosti) – međudjelovanja unutar Debyeve sfere su puno važnija nego na rubovima pa se kaže da je **plazma kvazineutralna** (ima jednak broj pozitivnih i negativnih električki nabijenih čestica)
- 3) **plazmena frekvencija** (učestalost kojom titraju elektroni ako su pomaknuti iz ravnotežnog položaja) je mnogo **veća od sudarne frekvencije** – elektrostaticko djelovanje prevladava nad procesima obične kinetike plinova

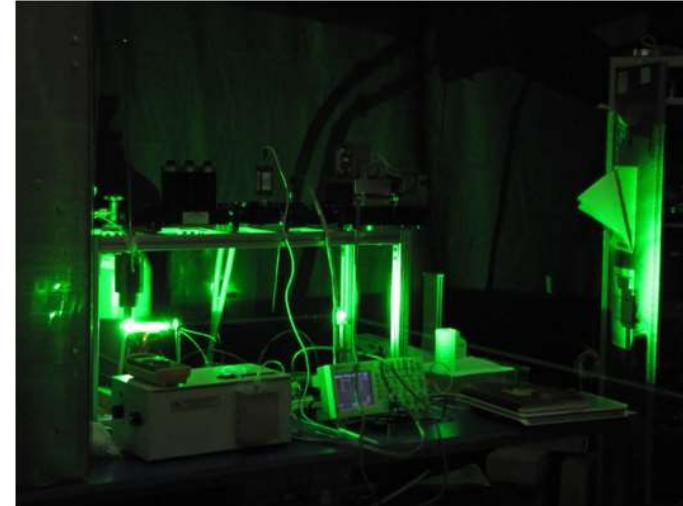
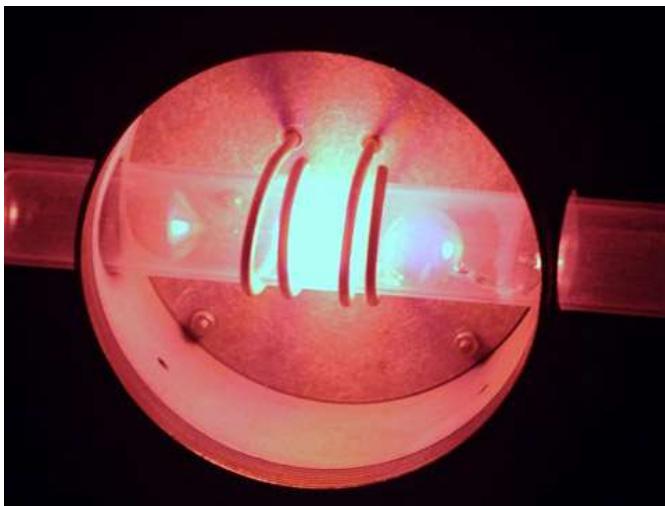


DEFINICIJA PLAZME

- Za plazmu kažemo da je **u termodinamičkoj ravnoteži** ako sve vrste čestica (uključivši i fotone) imaju istu temperaturu te ne postoje temperaturni gradijenti i gradijenti gustoće.
- Kada neki dio sustava tek malo odstupa od termodinamičke ravnoteže, onda se za opisivanje procesa koristi aproksimacija **lokalne termodinamičke ravnoteže (local thermodynamic equilibrium – LTE)**.
- Plazma je **izotermna** ako sve čestice imaju jednaku temperaturu no vrlo često su plazmeni sustavi neizotermni – u većini takvih slučajeva je temperatura elektrona viša od temperature iona.
- Ako je plazma u termodinamičkoj ravnoteži, a u Debyjevoj sferi se nalazi vrlo veliki broj čestica, plazma se ponaša gotovo **kao idealni plin** – takvu plazmu nazivamo **termodinamički slabo neidealnom plazmom**.

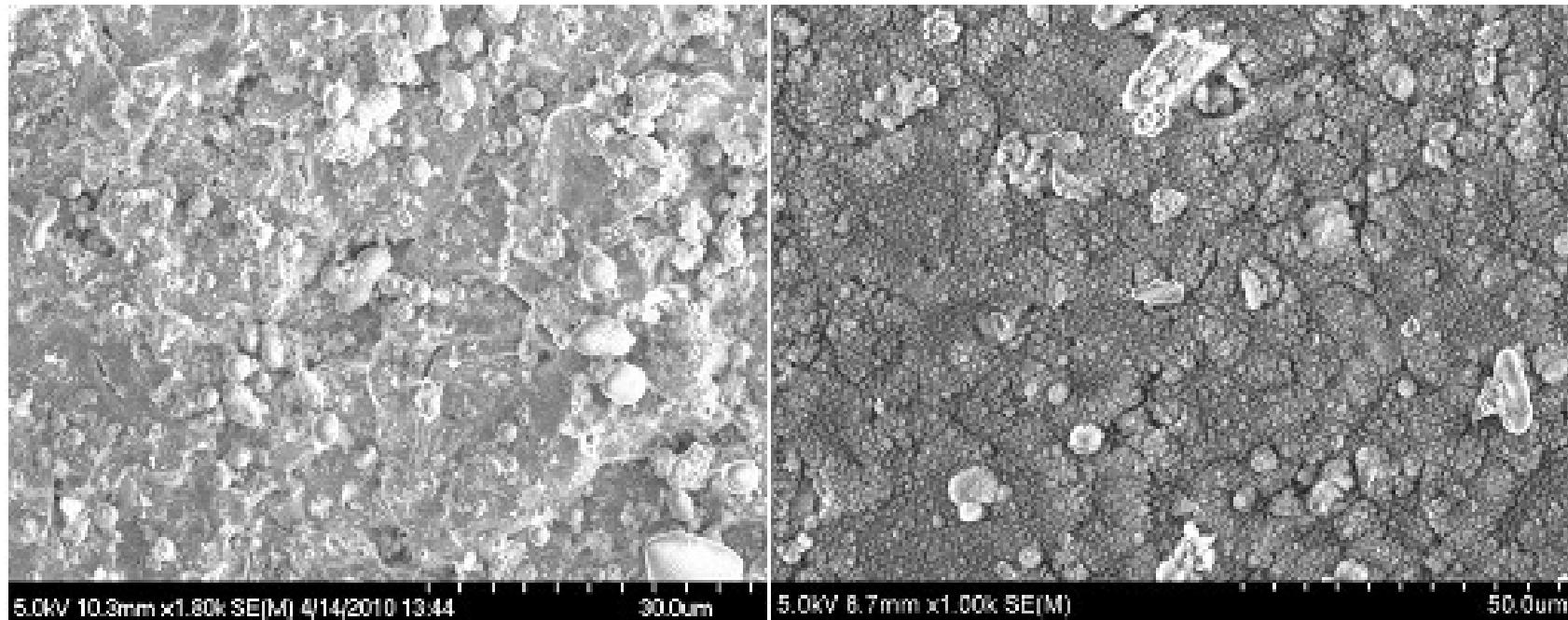
DEFINICIJA PLAZME

- Kada plazma ima relativno nisku temperaturu, tako da su samo vanjske ljeske atoma i iona aktivne te sudjeluju u procesima, kažemo da je to **niskotemperaturna plazma**.
- U **visokotemperaturnoj plazmi** aktivne su i unutrašnje elektronske ljeske, a odvijaju se i termonuklearne reakcije.



DEFINICIJA PLAZME

- Low Temperature Plasma Deposition ($\sim 100^{\circ}\text{C}$)
- High Temperature Plasma Deposition (1000°C)



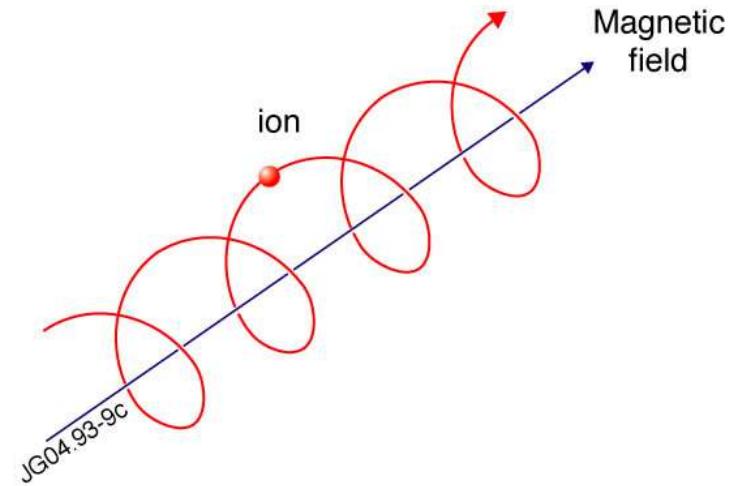
DEFINICIJA PLAZME

- U tzv. **hladnoj plazmi** možemo zanemariti termička gibanja elektrona.
- **Eksperimentalno tretiranje zasnovano na hladnoj plazmi**- uvodimo elektricitet u plin dok ne dobijemo slobodne elektrone; jednog dana bismo na taj način mogli zaštititi svježe proizvode poput jabuka ili badema od potencijalno opasnih bakterija (*Salmonella*, *Listeria* and *E. coli*).
Photo courtesy of Paul Pierlott.



DEFINICIJA PLAZME

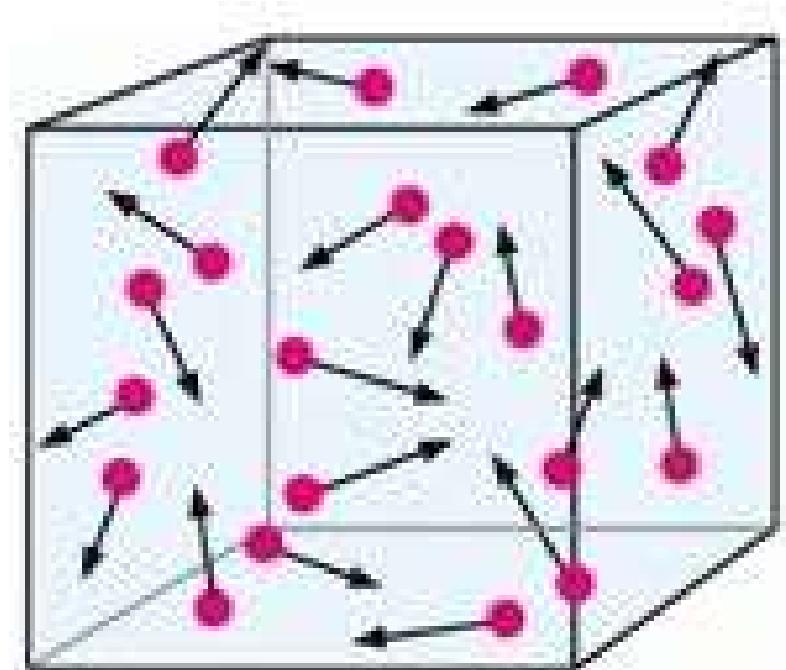
- Plazma je **magnetizirana** ako je **sudarna frekvencija mnogo manja od ciklotronske frekvencije**, tj. frekvencije kojom nabijena čestica kruži u magnetskom polju.
- Gibanje nabijenih čestica pretežito je ciklotronsko jer se sudari dešavaju tek nakon više ciklotronskih rotacija pa se pomicanje središta vrtnje i mijenjanje polumjera kruženja dešava rijetko.



Ciklotronsko gibanje iona u plazmi u magnetskom polju

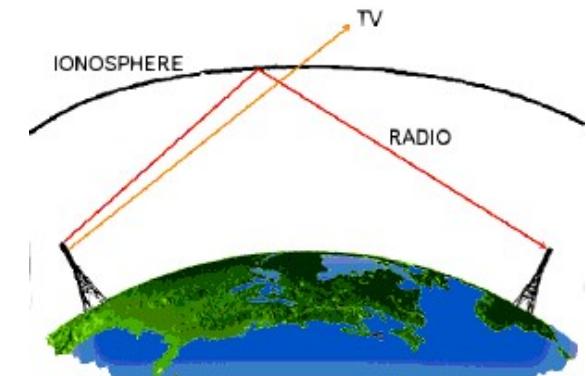
DEFINICIJA PLAZME

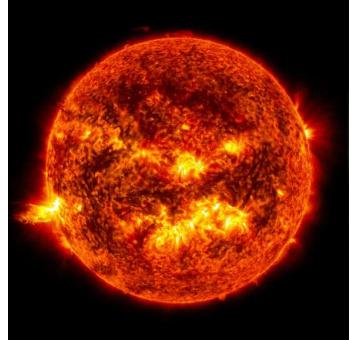
- U obrnutom slučaju kada su **sudari vrlo česti**, ciklotronsko gibanje je prikriveno pa je gibanje čestice vrlo blisko običnom **termičkom nasumičnom gibanju**.
- Za procese koji se odvijaju u vremenu mnogo manjem od vremena između dva sudara kažemo da su **nesudarni**.



KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- 20-ih i 30-ih godina prošlog stoljeća nekoliko istraživača koji su zasebno djelovali, svaki motiviran rješavanjem specifičnih praktičnih problema, je počelo izučavati ono što se danas zove **fizikom plazme**.
- Taj rad je bio prvenstveno usmjeren na razumijevanje:
 - **utjecaja ionosferne plazme na širenje kratkih radiovalova na većim udaljenostima**
 - **plinskih elektronskih cijevi koje su se koristile za ispravljanje, prebacivanje i regulaciju napona u eri elektronike koja je prethodila poluvodičima**





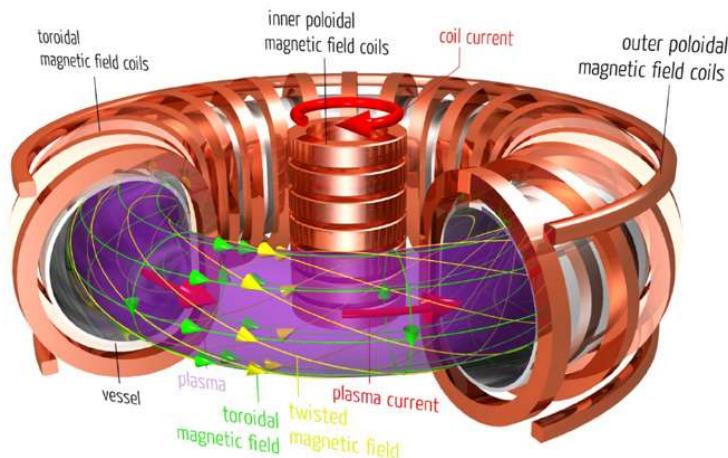
KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- Astrofizičari su spoznali da se svemir velikim dijelom sastoji od plazme.
- Začetnik u tom području je bio **Hannes Alfvén** koji je 1942. godine razvio **teoriju magnetohidrodinamike (MHD)** u kojoj se plazma smatra električki vodljivom.
- Izveo je teoriju širenja MHD valova (koji se danas po njemu zovu **Alfvenovi valovi**) i pretpostavio njihovu važnost u astrofizičkoj plazmi.
- Za taj rad je 1970. g. dobio Nobelovu nagradu.
- Teorija se koristila u istraživanju Sunčevih pjega, Sunčevog vjetra, nastanka zvijezda i mnogih drugih tema u astrofizici (Slika: Solarni magnetski valovi)



KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- Ranih 1950-ih istraživanja u fizici plazme bazirana na **magnetskoj fuzijskoj energiji** su se počela simultano provoditi u Americi, Velikoj Britaniji i Sovjetskom Savezu.
- S obzirom da je taj rad bio grana u istraživanju **termonuklearnog oružja** (nastanak **hidrogenske bombe** 1952. godine), sve je bilo obavijeno velom tajne da bi se kao zaštitili nacionalni interesi.
- Ipak se pokazalo da su istraživanja kontrolirane fuzije daleko od nečeg što bi imalo vojnu vrijednost već **mogući izvor energije budućnosti** pa su sve 3 zemlje skinule tajnost i 1958. počele suradnju na tom području.
- Kasnije su se i druge zemlje počele u to uključivati.

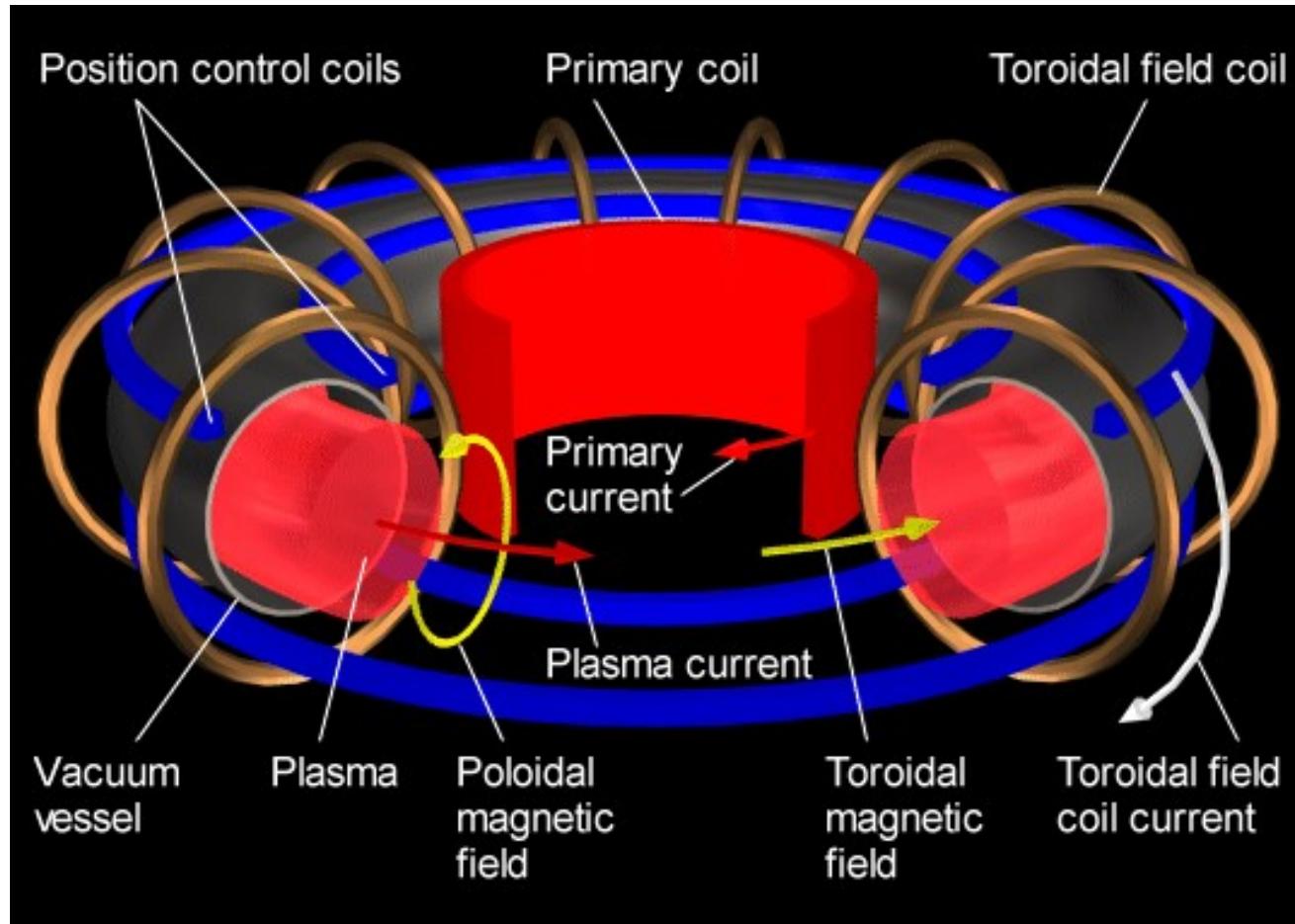


KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- Tijekom 1960-ih su nastavljena istraživanja fuzije, ali su Rusi tek krajem dekade empirijski došli do **tokamak konfiguracije** i počeli proizvoditi plazmu sa značajno boljim svojstvima.
- **Tokamak** je stroj za proizvodnju toroidalnog magnetskog polja za razgraničenje plazme.
- To je jedan od najviše istraživanih kandidata za proizvodnju **kontrolirane termonuklearne fizijske energije**.
- U novije se vrijeme uređaji ovakvog tipa nazivaju zajedničkim imenom **fizijski reaktori**.

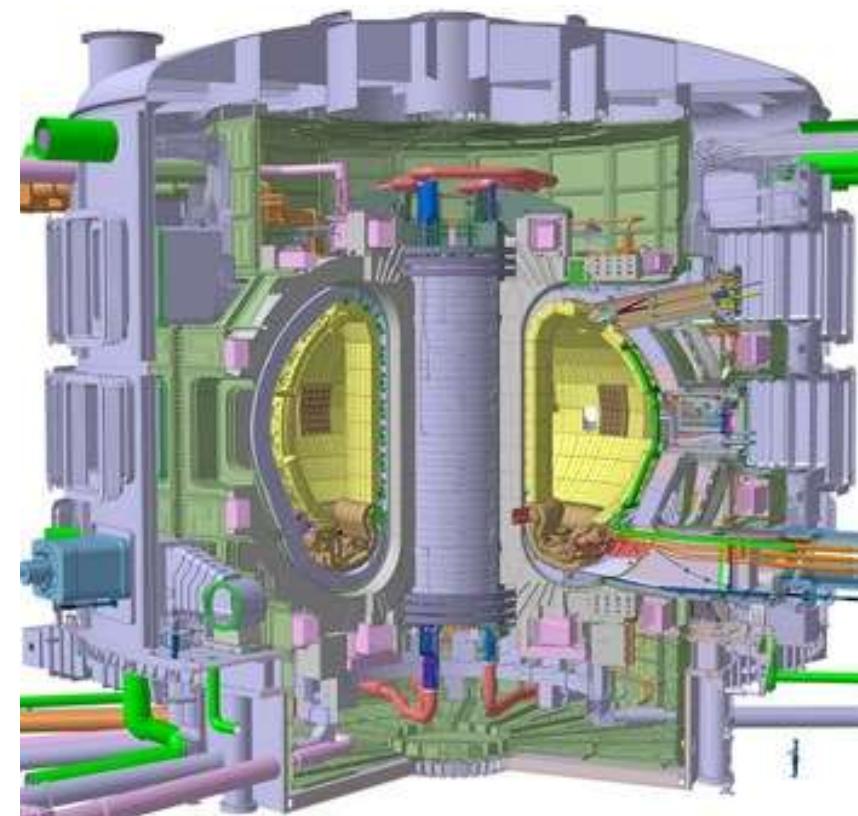
KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- Pojam **tokamak** je transliteracija ruske riječi **токамак** koja je sama po sebi kratica od ruske riječi: "**тороидальная камера в магнитных катушках**" - toroidal'naya kamera magnitnoi katushki – toroidalna komora s magnetiziranim zavojnicama (vjerojatno *tochamac*).

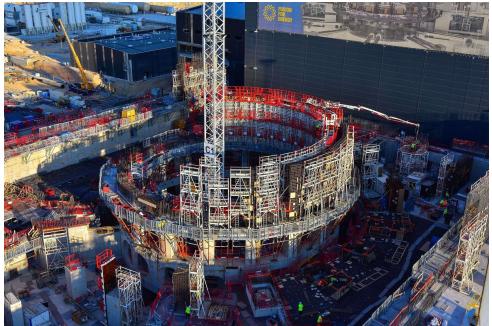


KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- Do kraja 20. stoljeća je postignut značajan napredak u istraživanju fuzije u tokamaku pa je početkom 21. stoljeća došlo do međunarodnog dogovora o gradnji Međunarodnog termonuklearnog eksperimentalnog reaktora – **International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER)**.

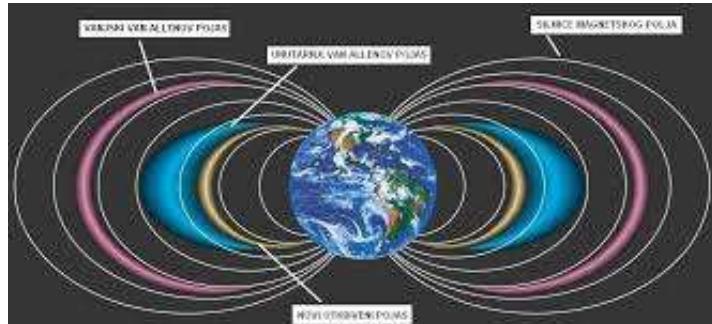


<http://www.iter.org/factsfigures>



KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- **ITER** će biti najveće na svijetu eksperimentalno fuzijsko postrojenje dizajnirano da se vidi znanstvena i tehnološka izvedivost korištenja fuzijske snage za energetske svrhe.
- Istraživanja fuzije imaju za cilj razvoj prototipne fuzijske elektrane koja bi bila sigurna i pouzdana, odgovorna kad je u pitanju okoliš i ekonomski održiva, i s bogatim i široko rasprostranjениm izvorima goriva.
- ITER projekt je smješten u Cadarache-u na jugu Francuske u kojem s pola financiranja sudjeluje Europa, a druga polovica sredstava dolazi od 6 članica koje su se pridružile ovom međunarodnom pothvatu – Kina, Indija, Japan, Koreja, Rusija i SAD.



KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

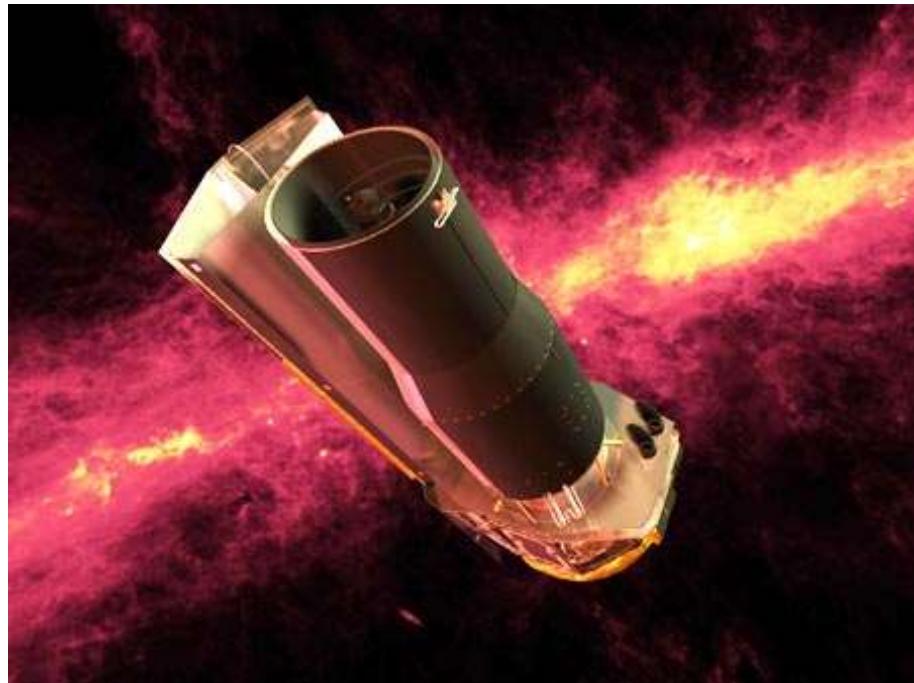
- Simultano s istraživanjem fuzije, počela se sve opsežnije proučavati **plazma u svemiru**.
- Izvedena su mjerena plazme blizu Zemljine površine (aurora - zora, ionosfera) i to pomoću instrumenata na samoj površini Zemlje.
- 1958. godine je astrofizičar **James A. Van Allen** (1914-2006) otkrio pojaseve zračenja koji okružuju Zemlju.
- Oni su tada nazvani [Van Allenovi pojasi](#).
- Nakon tog otkrića su sateliti U.S. Explorer počeli istraživati Zemljinu magnetosferu i to je otvorilo područje **fizike plazme svemira**.



KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- Kako se razvijao svemirski program, tako su sve rutiniranija postajala **mjerenja plazme *in situ***: Zemljina magnetosfera, solarni vjetar i magnetosfere drugih planeta.
- Kasnije se izučavala i solarna korona, kompleksne strukture i dinamika eksplozija.
- Razvojem interferometara, pa kasnije i teleskopa poput **Hubble-a** i **Spitzer-a**, sve detaljnije su se počele proučavati svemirske strukture, materija i slično (zvijezde, aktivne galaktičke jezgre, crne rupe...).
- No shvatilo se da su svojstva **svemirske plazme** jednaka svojstvima **laboratorijski proizvedene plazme** samo što se radilo na mnogo većoj skali.

KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME



Spitzer Space Telescope

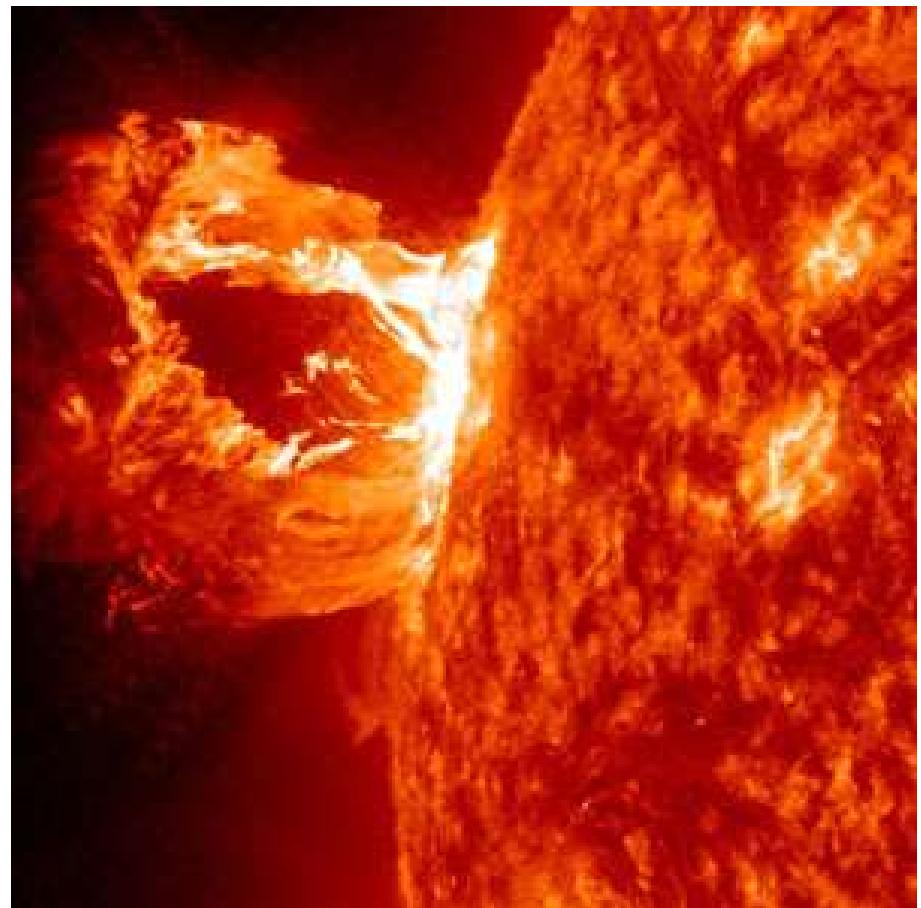


Hubble Telescope

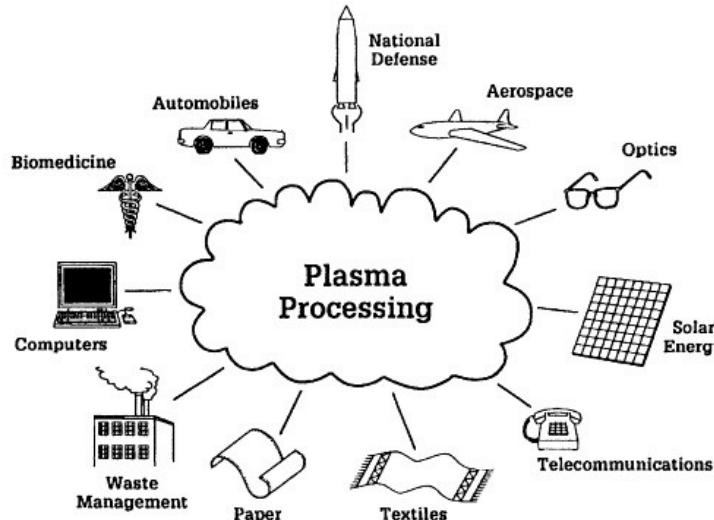


KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

Solarni tsunami



“Ostaci” Tycho Supernove, ogromna kugla ekspandirajuće plazme; vanjska plava ljuška je emisija x-zraka (elektroni s velikim brzinama).

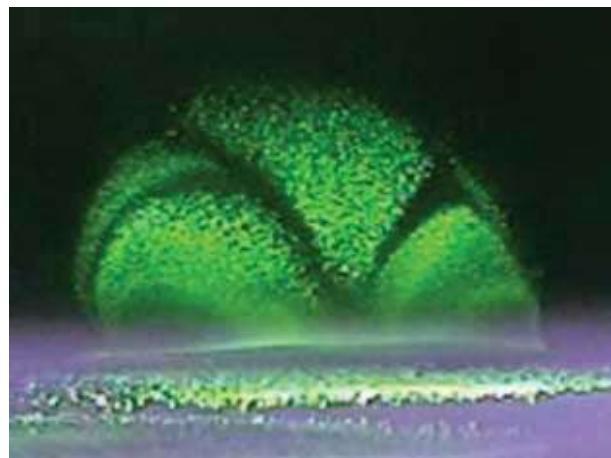


KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

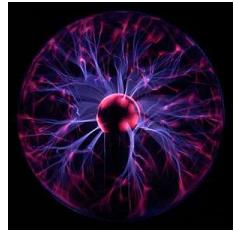
- Kasnih 1980-ih se počinju javljati nove primjene plazme – **procesuiranje plazmom** - koje se javlja u proizvodnji sićušnih, složenih integriranih krugova koji se koriste u modernim elektroničkim uređajima.
- Ova primjena ima sve veću ekonomsku važnost.
- 1980-ih počinje istraživanje **ne-neutralne plazme**.
- To je plazma koja se sastoji od naboja koji nisu neutralizirani, svi su istog predznaka, nije ih jednostavno dobiti u obliku plazme, a to su npr. plazme koje se sastoje **samo od elektrona, ili samo od iona, samo od pozitrona**.
- Zanimljive su zato što se mogu duže vrijeme ograničiti korištenjem samo statičkih električnih i magnetskih polja.

KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- 1990-ih se počinje istraživati **plazmena prašina (dusty plasma)** - plazma koja se sastoji od čestica nanometarskih ili mikrometarskih veličina koje su na neki način suspendirane u plazmi.
- One se mogu električki nabiti i onda se takve masivne zajedno s plazmom, sastavljenom od elektrona i iona, ponašaju kao „nova“ plazma slijedeći zakone elektromagnetizma, ali pri tom pokazujući i neka sasvim nova svojstva.

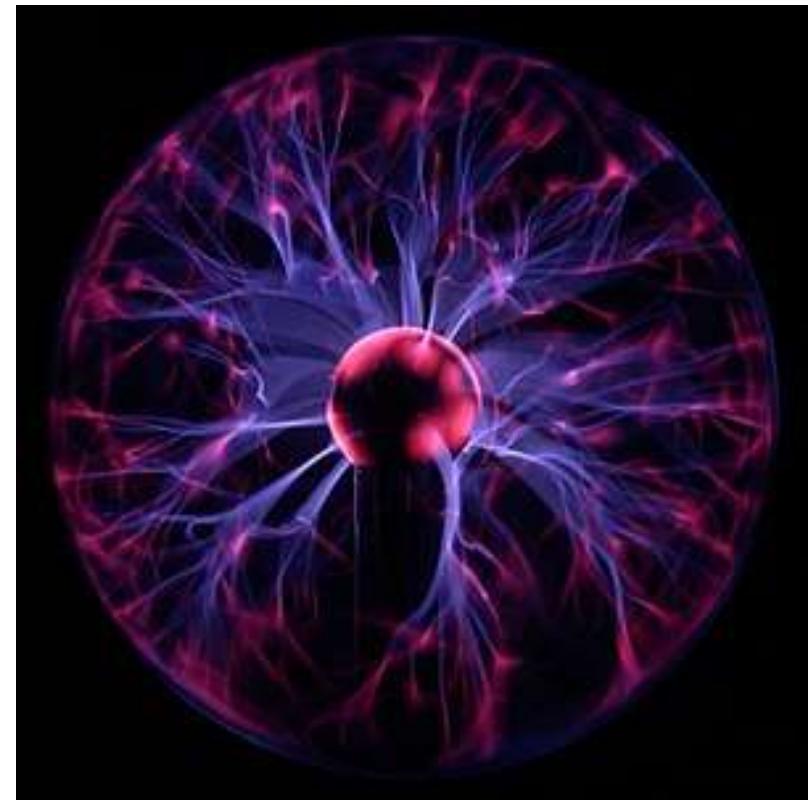


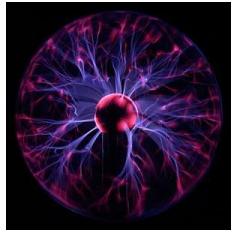
Example of complex structuring observed in DUPLEX dusty plasma clouds with 1-mm alumina microparticles.



KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- Plazma lampa, ilustracija nekih složenijih fenomena u plazmi
- Boje (valne duljine) su rezultat relaksacija (prijeleta) elektrona iz pobuđenih stanja u niža energijska stanja nakon rekombinacija s ionima
- Ti procesi emitiraju svjetlost u spektru koji je karakterističan za plin koji se pobuđuje





Plazma lampa

- Plazma lampe - jako popularne 80-ih godina prošlog stoljeća
- U današnje vrijeme rijetko ih se može naći i u kućama i u trgovinama
- Zašto su bile popularne?
- Bile su zanimljive za igru i proizvodile su stvarno „cool“ svjetlosne efekte
- Poznatu plazma lampu - 70-ih 20. st. dizajnirao **Bill Parker, student MIT**
- No izvorne **plazma lampe** je prvi stvorio **Nikola Tesla** proučavajući efekte visokofrekventnih strujnih izboja u plinovima na niskom tlaku u staklenim cijevima.



Plazma lampa

- Javljuju u različitim oblicima, s različitim dizajnima, ali sve **rade na istom principu**.
- Najčešće u obliku prozirne staklene kugle ispunjene mješavinom plinova poput ksenona, kriptona i neon-a na niskom tlaku.
- Ipak, smjesa plinova se ne preferira.
- U drugoj staklenoj ljusci se nalazi mnogo manja staklena kugla koja ima ulogu elektrode.
- Visokofrekventna, visokonaponska izmjenična struja se pumpa u elektrodu pomoću HV transformatora.

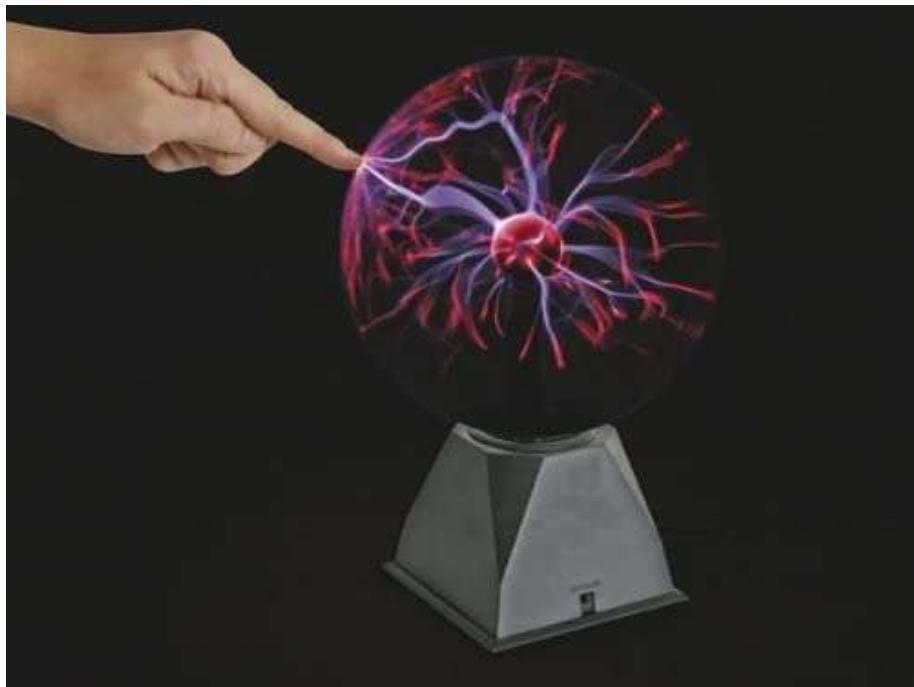


Plazma lampa

- Standardna plazma lampa koristi električni krug frekvencije titranja 35 kHz i napona od 2-5 kV.
- Kad uključimo lampu, smjesa plinova unutar nje se ionizira.
- Počnu se stvarati višestruki snopovi obojenih svjetlosnih izboja koji se šire od unutarnje staklene kugle do vanjske staklene ovojnica.
- Ako **postavite ruke** na tu vanjsku staklenu ovojnicu, **usmjerit ćete električne izboje** i oni će se **koncentrirati u točki dodira** dolazeći od unutarnje staklene kugle.

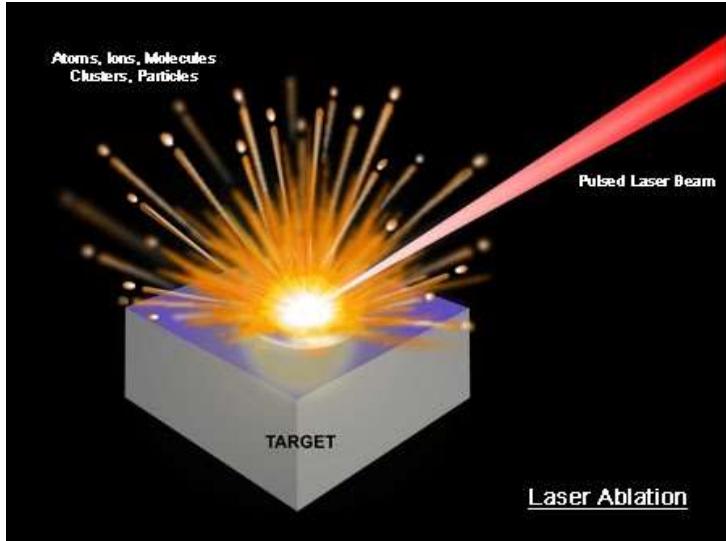
- Tu imamo promjenu visokofrekventnih karakteristika struje što znači da isti efekt možemo postići dovodeći vodljivi objekt u blizinu našeg uređaja
- https://www.youtube.com/watch?v=M7ZUKed0_4o





Korištenje plazma lampe

- Većinom se koriste kao **nešto neobično** i da bismo postigli **jedinstvene svjetlosne efekte**.
- U prošlosti – najčešće **u filmskoj industriji** - za pojačavanje posebnih svjetlosnih efekata poput munja ili prikazivanje stranih objekata poput vanzemaljskih svemirskih brodova, npr.
- Također **u edukativne svrhe** – za objašnjavanje nekih fizikalnih aspekata električnih struja.



KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- I ne-neutralne i “dusty” plazme mogu stvarati bizarna, jako vezana kolektivna stanja u kojima se plazma vraća u čvrsto stanje npr. tvoreći kvazi-kristalne strukture.
- Uz sve gore spomenute aktivnosti, odvijala su se kontinuirano istraživanja **industrijski relevantne plazme** poput **lukova (arcs)**, **plazmenih baklji (plasma torches)** i **laserski proizvedenih plazmi**
- Razvoj lasera velike snage 60-ih godina 20. st. otvorio je područje **laserski proizvedene plazme (LPP)**.
- Nakon što zraka lasera udari u metu, atomi i molekule izlijeću iz mete, a nad metom se stvori plazma koja se brzo širi u prostor → vruća i gusta plazma nakon nekoliko mikrosekundi prelazi u hladnu i rijetku - **laserska ablacija**.

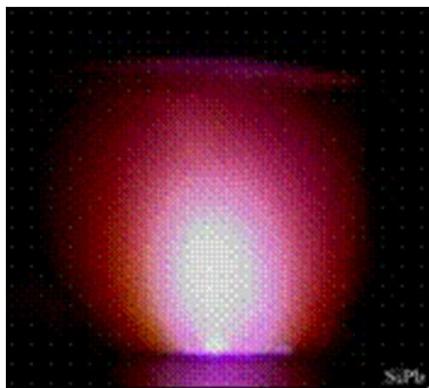
KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME



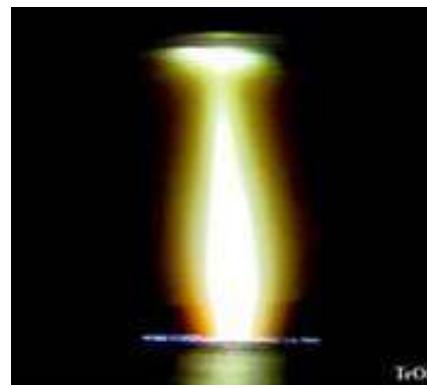
Plasma arc



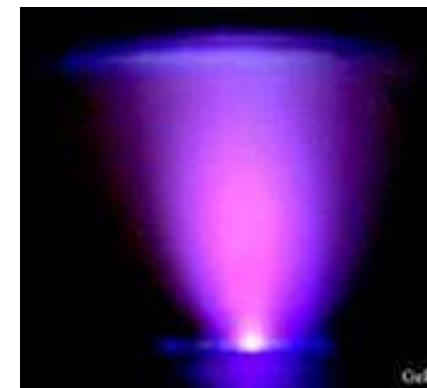
Plasma torches



SiPb



T₂O₃

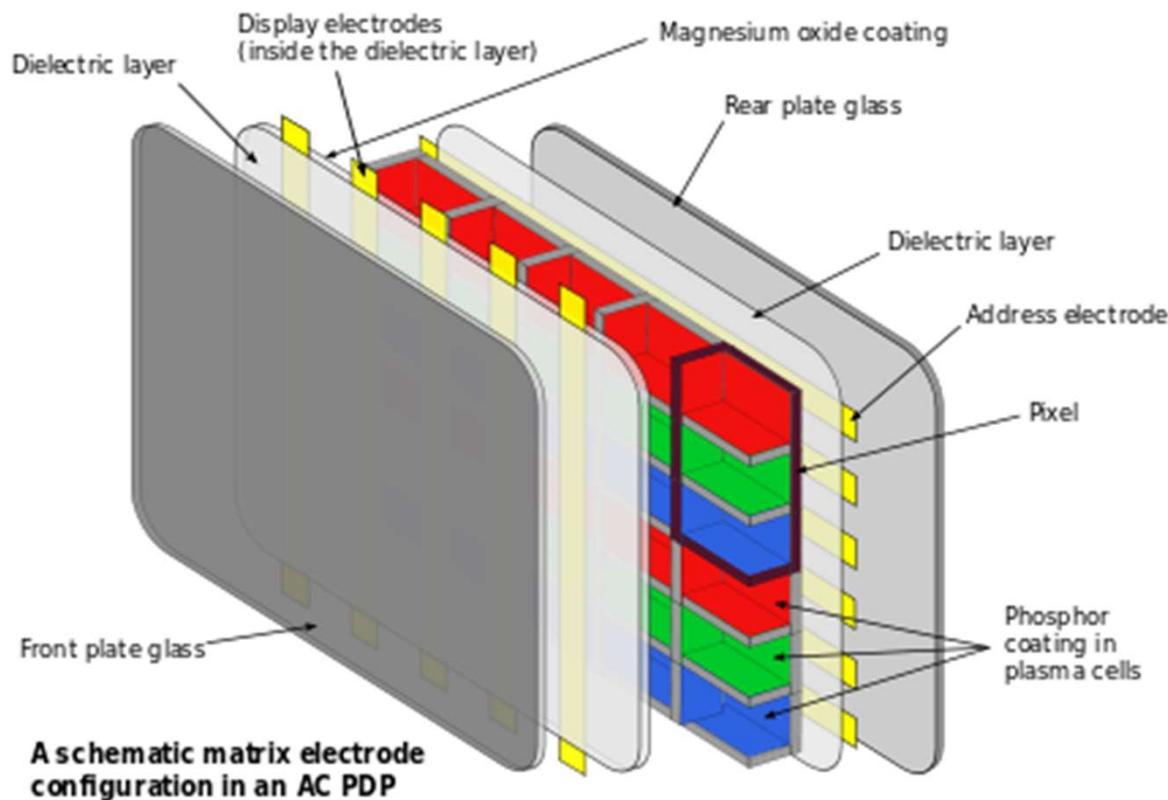


CaPb

Image of Excimer laser produced plasma plume in lead silicate glass, in tellurite glass and lead germanate glass

KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- Plazmeni displeji se koriste u **plazma-televizorima**.



**Composition
of plasma
display panel**

KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

Imamo i prirodno javljanje **zemaljske plazme** u obliku **munje**.



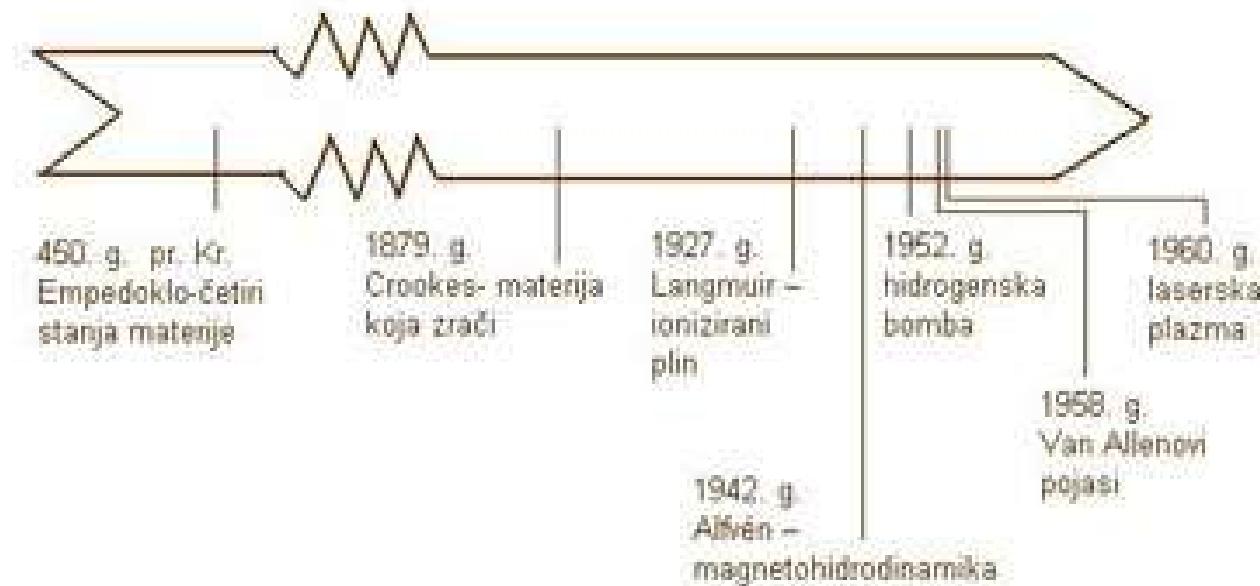
Prikazani niz fotografija dokumentira munju snimljenu u ljetu 2007. na Brijunima za vrijeme jedne kratke ljetne oluje. 15 fotografija odgovara vremenu jedne sekunde (snimljeno pomoću Olympus fotoaparata). Takva vrst ionizacije plina (zraka) dešava se na Zemlji vrlo često (oko 30 bljeskova u sekundi).

KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME

- Munje – primjeri plazme na površini Zemlje
- Tipične vrijednosti – izboji u munjama 30 kA na do čak 100 MV, emisija svjetlosti, radiovalova, x-zraka, čak i gama zraka
- Temperature plazme u munji mogu doseći 28000 K; elektronske gustoće mogu premašiti 10^{24} m^{-3}



KRATKA POVIJEST FIZIKE PLAZME



Vremenska lenta

- Danas, iako su blagodati svakodnevnog života neodvojive od plazme, postoji još uvijek potreba za stalnim jačanjem svijesti o postojanju i korištenju plazme.
- Potrebno je razumjeti znanost o plazmi i vidjeti koje su sve **tehnološke primjene plazme**.
- Premda se plazma smatra **četvrtim agregatnim stanjem**, nije nam nije očigledna kao zrak (plin), voda (tekućine), i zemlja (krute tvari).

Osnove fizike plazme

KARAKTERISTIČNI
PARAMETRI
PLAZME





OPISI PLAZMENIH SUSTAVA

- Ovisno **o stanju** u kojem se neki plazmeni sustav nalazi (gustoća, temperatura, stupanj ionizacije, magnetsko polje, dimenzije sustava...) te ovisno **o stupnju aproksimacije** koji zahtijeva razjašnjenje neke pojave, koriste se različiti pristupi.



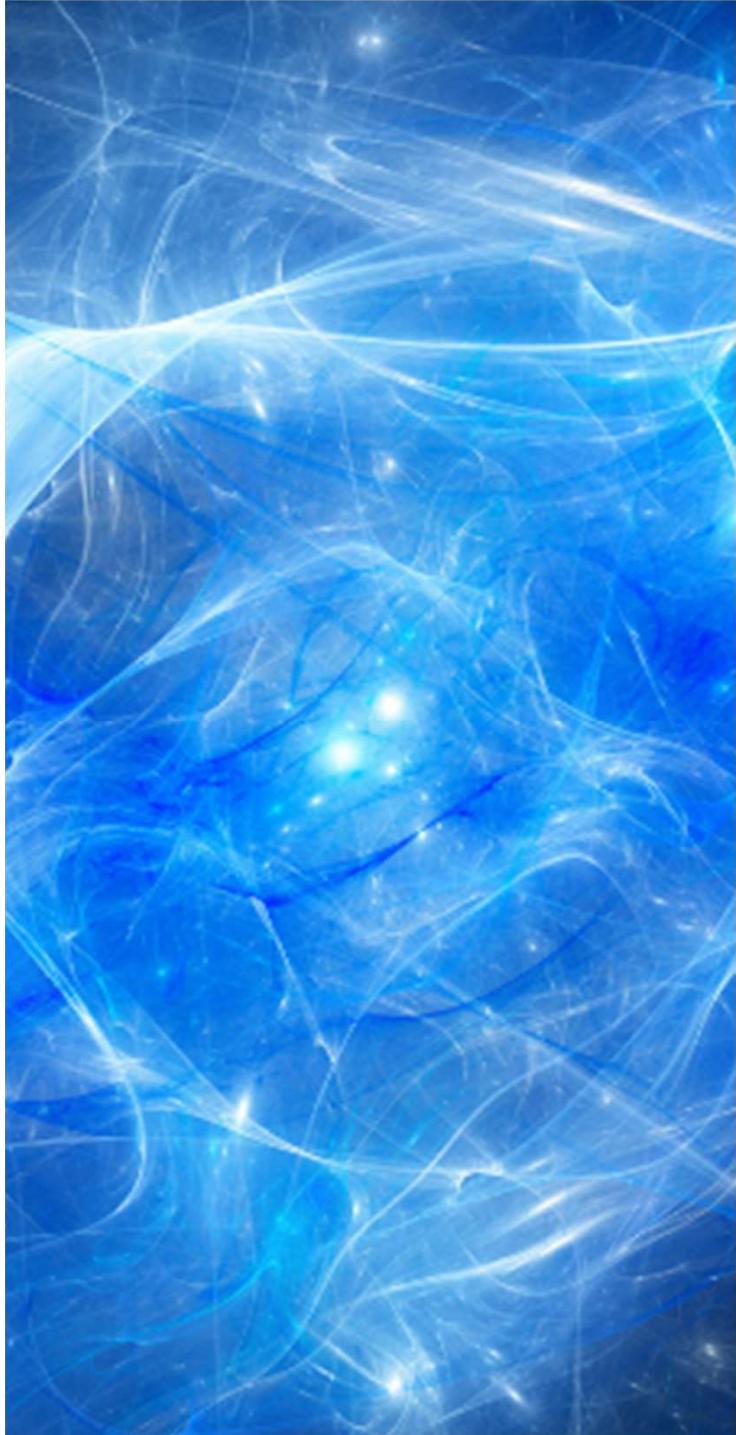
JEDNOČESTIČNI PRISTUP

- Osnovni je tzv. **JEDNOČESTIČNI PRISTUP**, u kojem se prati gibanje jedne čestice u zadanom električnom i magnetskom polju i na temelju toga se zaključuje o svojstvima i ponašanju cijelog sustava.
- Takav opis nas zadovoljava kad imamo plazmu **niske gustoće** ($n < 10^{14} \text{ m}^{-3}$) i kad **se može zanemariti doprinos električnog i magnetskog polja** koji potječe od nabijenih čestica ukupnom vanjskom električnom i magnetskom polju.
- Ovaj pristup se može primijeniti za kvalitativni opis solarnog vjetra, driftnih gibanja nabijenih čestica u magnetskom i gravitacijskom polju Zemlje, elektronskih snopova u Sunčevoj atmosferi...



MAGNETOHIDRODINAMIČKI (MHD) OPIS

- Osnova za jednočestični pristup je zahtjev da se EM polje određuje vanjskim izvorom te da gibanje nabijenih čestica ne utječe na vanjska polja.
- U stvarnosti je to moguće kod plazme niske gustoće, a u većini stvarnih slučajeva ipak **prisustvo čestica utječe značajno na EM polja**.
- Kad su **dimenzije plazmenog sustava mnogo veće od srednje udaljenosti čestica** (srednjeg slobodnog puta), a **vlastito vrijeme procesa mnogo duže od vremena koje protekne između dva sudara**, plazma se može razmatrati **kao fluid** pa primjenjujemo **HIDRODINAMIČKI PRISTUP**.
- Metoda se naslanja na mehaniku fluida i ne promatra se ponašanje jedne čestice već se prati **ponašanje elemenata fluida koji sadrže mnogo čestica**.



MHD OPIS

- S obzirom da se radi o plazmi, bitna razlika od „običnog“ fluida je u tome što je plazma kao **fluid koji sadrži naboje**.
- Najjednostavniji je tzv. **MAGNETOHIDRODINAMIČKI (MHD) OPIS**: plazma se smatra jednokomponentnim fluidom određene temperature, gustoće, tlaka i brzine, smatra se fluidom kojim mogu teći električne struje.
- Ako nema promjene svih tih veličina u vremenu, kažemo da je **sustav stacionaran**.
- Slučajevi, kad **plazma miruje**, opisuju se u **magnetohidrostatičkoj aproksimaciji**, pri čemu su gibanja elektrona moguća, tj. postoje električne struje.



MHD PRISTUP

- MHD pristup omogućuje opis razvoja makroskopskih plazmenih sustava i njihove stabilnosti, Alfvenovih valova, nekih vrsta nestabilnosti (npr. Rayleigh-Taylor nestabilnosti)...
- MHD aproksimacija dobro opisuje globalna svojstva većine pojava vezanih za aktivnost Sunca.
- U slučajevima vrlo velike vodljivosti, kad se uzima da je rezistivnost (otpornost) = 0, kažemo da se radi o **idealnim MHD procesima**.
- U slučajevima kad je rezistivnost različita od 0, kažemo da se radi o **rezistivnim MHD procesima**.
- Detaljnije o tome kad budemo radili MAGNETOHIDRODINAMIKU.



SCHLÜTEROV 2-KOMPONENTNI OPIS

- U mnogim slučajevima plazmu možemo opisati u hidrodinamičkoj aproksimaciji, ali je potrebno voditi brigu o različitom ponašanju različitih vrsta čestica.
- To se može raditi s tzv. **dvokomponentnim ili višekomponentnim MHD modelima**, a najjednostavniji je **SCHLÜTEROV 2-KOMPONENTNI OPIS**.

Dobar je za opisivanje pojava poput:

- Hallovog efekta

(ako se na elektrone koji se gibaju pod utjecajem električnog polja primjeni magnetsko polje okomito na smjer njihovog gibanja, dolazi do njihovog nagomilavanja („razdvajanja“) što dovodi do pojave dodatnog pada napona u smjeru koji je okomit i na električno i na magnetsko polje),

- različitih vrsta valova, plazmenih nestabilnosti...



KINETIČKA (GIROKINETIČKA) TEORIJA

- Najdetaljniji uvid u stanje plazme
- Jednočestični i hidrodinamički opisi su dobri za većinu poznatih procesa u plazmenim sustavima no postoje pojave koje se ne mogu opisati ovako jednostavnim pristupom jer su posljedica promjena u **raspodjeli čestica po brzinama**.
- U hidrodinamičkoj teoriji promjenjive veličine ovise samo o prostornim koordinatama i vremenu i to je uz prepostavku da je u svakom elementu fluida **raspodjela svih vrsta čestica maxwellovska** – opis se jednoznačno radi pomoću temperature.
- U plazmenim sustavima **odstupanja od termodinamičke ravnoteže** mogu potrajati relativno dugo jer su sudari među česticama rijetki.

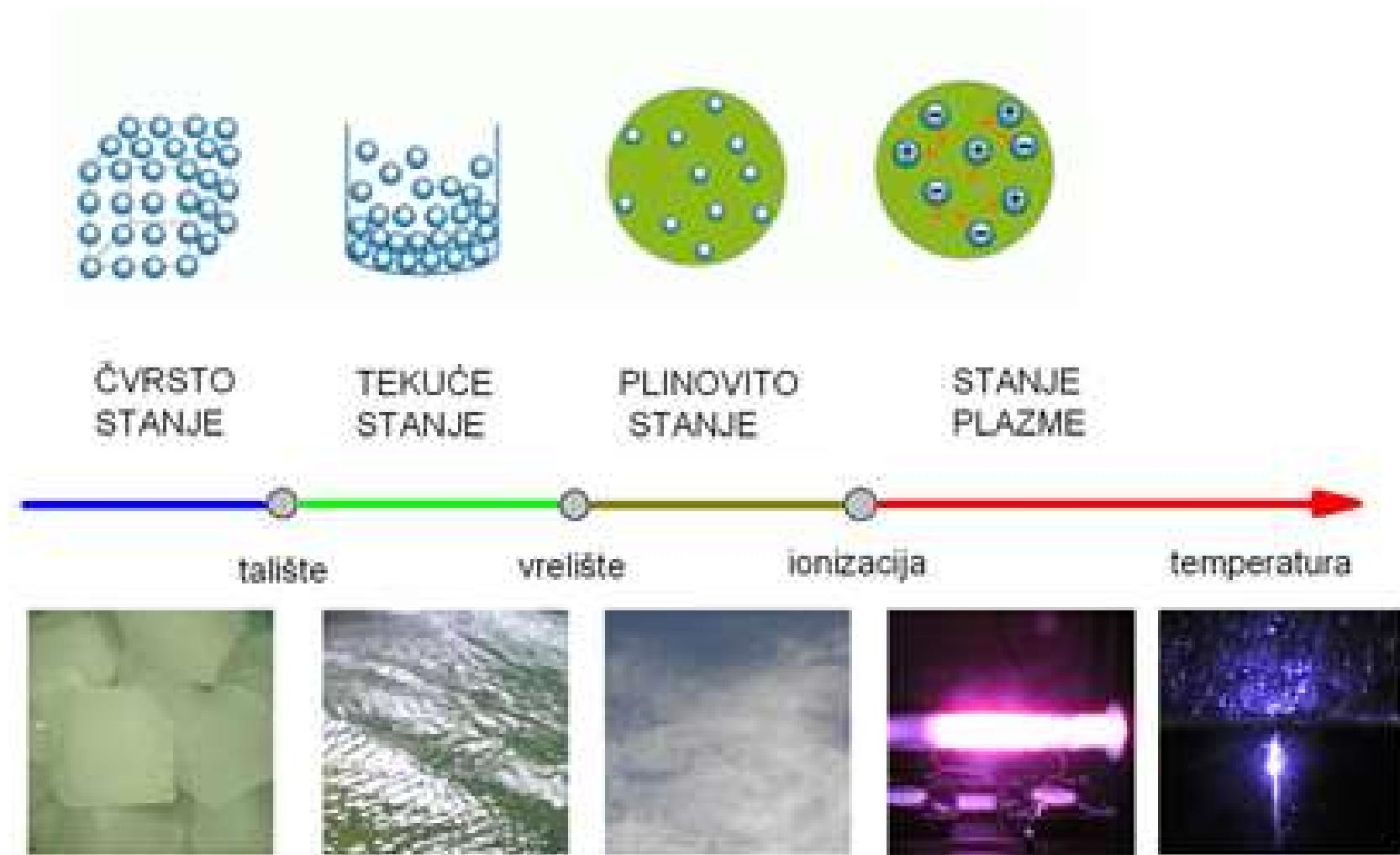


KINETIČKA (GIROKINETIČKA) TEORIJA

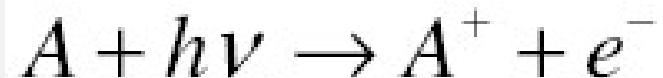
- Jedna nemaxwellovska raspodjela se pretvara u drugu i to hidrodinamička teorija ne može razlučiti pa se uvodi nova **teorija temeljena na metodama statističke fizike**.
- Plazma nije neutralan plin i značajan je utjecaj magnetskog polja:
 - ne prate se promjene položaja i brzine svake čestice posebno već **promjene raspodjele brzina i položaja svih čestica**
 - zanima nas samo koliko je čestica u danom trenutku karakterizirano određenom brzinom i položajem
 - prate se **vremenske promjene fje raspodjele u faznom prostoru**.
- Za opis raznih vrsta valova i njihovih međudjelovanja, za opis plazmenih mikronestabilnosti i mikroturbulencija, snopova čestica, Landauova prigušenja (val predaje energiju značajnom broju elektrona što dovodi do njegovog prigušenja) i kolektivnih procesa zračenja.



PROCESI IONIZACIJE I REKOMBINACIJE

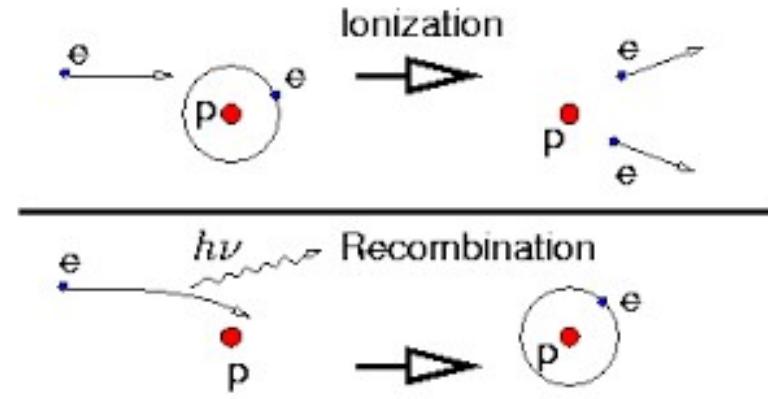


IONIZACIJA I REKOMBINACIJA



- Pri ionizaciji atoma potrebno je elektronu predati **energiju** dovoljnu za prijelaz iz vezanog stanja u slobodno stanje.
- Elektron može primiti tu energiju na više načina:
 - u **neelastičnom sudaru dvaju atoma**
 - u **neelastičnom sudaru atoma i slobodnog elektrona**
 - **apsorpcijom fotona**





IONIZACIJA I REKOMBINACIJA

- Svi ti procesi su **reverzibilni** što znači da mogu ići i u suprotnom smjeru.
- Prva skupina procesa su **procesi ionizacije**, a druga skupina **procesi rekombinacije**.
- Proces u kojem zbog sudara nastupa ionizacija zovemo **sudarnom ionizacijom** (to su prva dva procesa).
- Proces u kojem do ionizacije dolazi apsorpcijom fotona zovemo **fotoionizacijom** (to je treći proces).

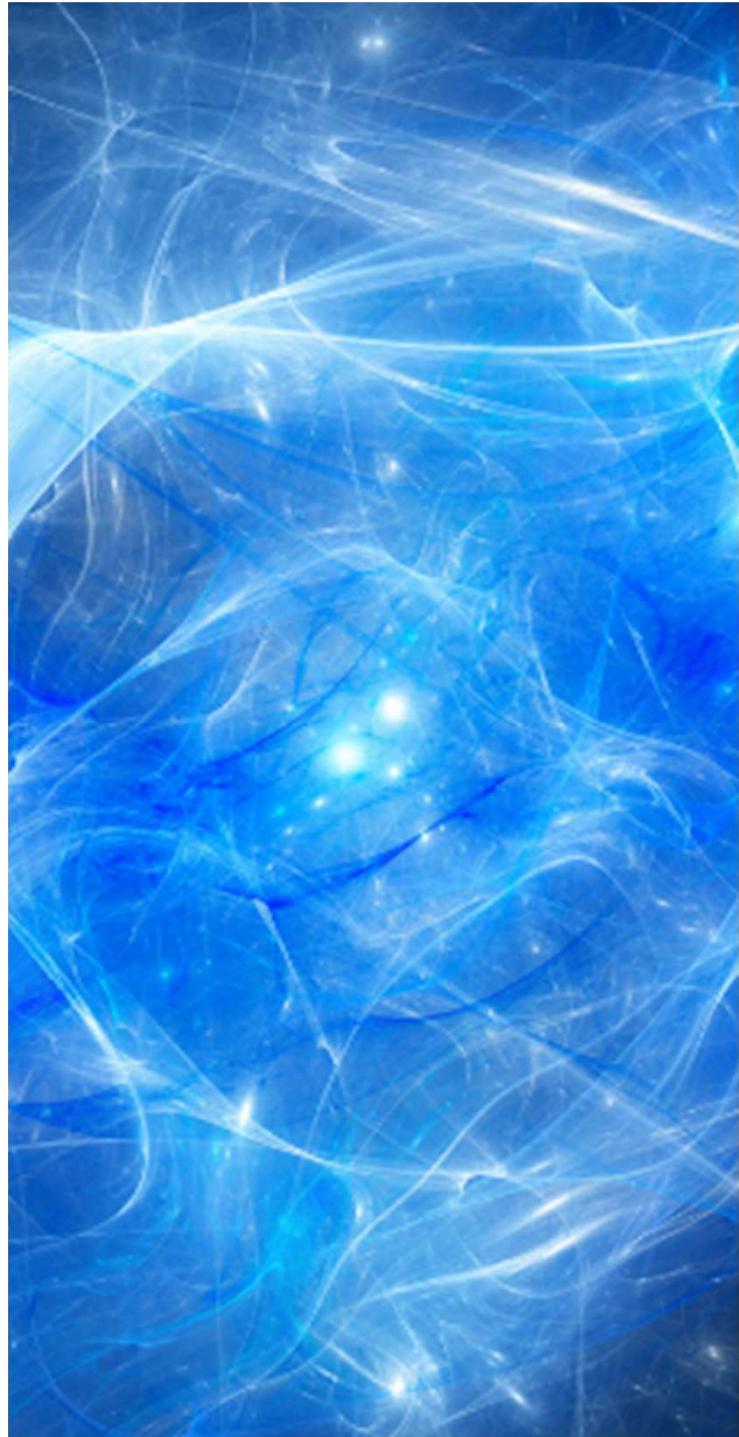
- Ovisno o **učestalosti procesa ionizacije i procesa rekombinacije** mijenja se **stupanj ionizacije plazme** dok se ne postigne ravnoteža.





IONIZACIJA I REKOMBINACIJA

- Govorili smo o termodinamičkoj ravnoteži i teškom postizanju tog stanja.
- Za plazmu smo rekli da je **u termodinamičkoj ravnoteži** ako sve vrste čestica (uključivši i fotone) imaju istu temperaturu te ne postoje temperaturni gradijenti i gradijenti gustoće.
- Stoga su detalji procesa ionizacije i rekombinacije vrlo složeni.
- **Stupanj ionizacije** je omjer broja ioniziranih atoma i broja neutralnih atoma.
- Plazma je:
 - **slabo ionizirana** ako je stupanj ionizacije $\leq 10^{-4}$, odnosno
 - **jako ionizirana** ako je stupanj ionizacije $\geq 0,1$.

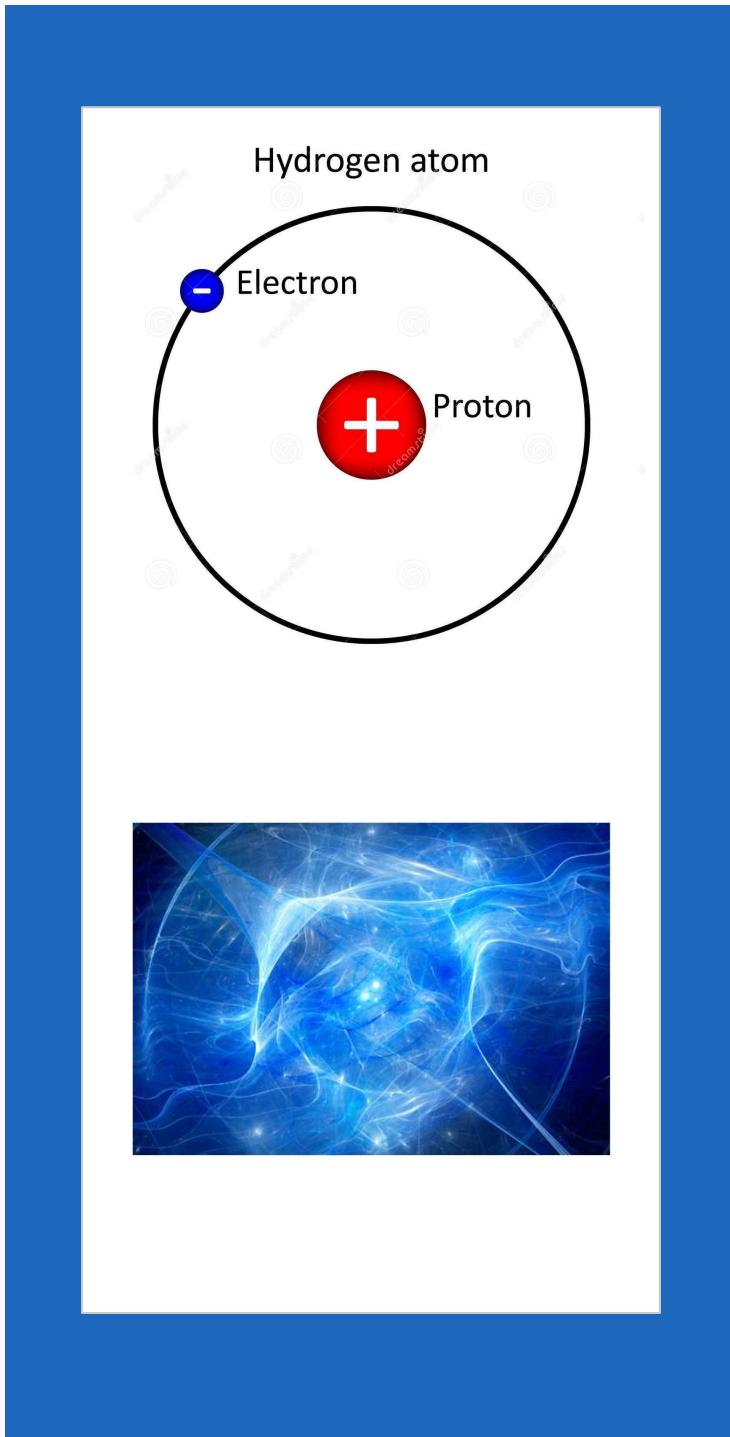


IONIZACIJA I REKOMBINACIJA

- Pri visokim temperaturama i gustoćama plazme atomi mogu biti i **višestruko ionizirani**.
- Svaki **novi stupanj ionizacije** zahtijeva **sve veću energiju za oslobođanje elektrona** jer je naboј iona sve veći.
- Npr. u jezgrama zvijezda vladaju vrlo visoke temperature (npr. u središtu Sunca 13 milijuna K) pa su atomi praktički potpuno ionizirani i često se koristi izraz „**oljušteni atomi**“.

Ionizacija vodikova atoma

- Elektroni ne mogu kružiti oko jezgre po bilo kojim već samo po točno određenim kvantiziranim stazama koje nazivamo **dopuštenim ili stacionarnim stazama**.
- Gibajući se po njima elektron se nalazi u stacionarnom stanju što znači da ne gubi energiju zračeći elektromagnetske valove.
- **Emisija svjetlosti** se događa samo pri skoku elektrona s jedne stacionarne staze na drugu.





Ionizacija vodikova atoma

Pod dopuštenim stazama smatramo samo one na kojima je orbitalni moment količine gibanja cjelobrojni višekratnik reducirane **Planckove konstante**, tj. vrijedi uvjet (*).

Prirodni broj n se naziva **glavni kvantni broj**.

$$L = r_n m_e v_n = n \hbar \quad (*)$$

$$\hbar = h / 2\pi$$

$$n = 1, 2, 3 \dots$$



Ionizacija vodikova atoma

$$\frac{m_e v_n^2}{r_n} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_n^2}$$

$$r_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v_n^2}$$

$$2\pi r_n m_e v_n = nh$$

$$r_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e} \frac{4\pi^2 r_n^2 m_e^2}{n^2 h^2} \quad / : r_n$$

$$\epsilon_0 n^2 h^2 = e^2 \pi r_n m_e$$

$$r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2} \quad n = 1, 2, \dots$$

Da bismo izračunali koliki je **polumjer kvantne staze elektrona i energija elektrona na n -toj stazi**, uzmemo u obzir da kulonska sila između protona i elektrona uzrokuje centripetalnu silu i primijenimo uvjet (*).

r je **polumjer kvantne staze elektrona.**

$$L = r_n m_e v_n = n\hbar \quad (*)$$



Ionizacija vodikova atoma

$$E = E_k + E_p$$

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \quad n = 1, 2, \dots$$

$$E_1 = -2.173 \cdot 10^{-18} J = -13.6 eV$$

$$E_2 = -3.4 eV$$

$$E_3 = -1.5 eV$$

⋮

- **Ukupna energija** elektrona sastoji se od **potencijalne** i **kinetičke energije** pa slijedi izračun jedne, odnosno druge.
- Vidimo da je ukupna energija elektrona na n -toj kvantnoj stazi vezana uz glavni kvantni broj n .

$$E = E_k + E_p$$

$$E_k = \frac{1}{2} m_e v_n^2$$

$$r_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v_n^2}$$

$$E_k = \frac{1}{2} m_e \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e r_n}$$

$$r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2}$$

$$E_k = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 n^2 h^2}$$

$$E_p = \int_r^\infty F dr = \int_r^\infty \left(-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr \right) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

$$E_p = -\frac{m_e e^4}{4\epsilon_0^2 n^2 h^2}$$



Ionizacija vodikova atoma

Energija osnovnog stanja ($n = 1$) je E_1 – to je **energija vezanja** elektrona u atomu vodika ili energija koju je potrebno uložiti da bi se elektron oslobođio iz atoma i da bi se atom vodika ionizirao.

Zato se ona često zove **energijom ionizacije**.

Ako foton ionizira atom vodika **u osnovnom stanju**, znači da mora imati neku frekvenciju, odnosno valnu duljinu, tj. mora pripadati visokoenergijskom dijelu spektra.

$$\nu \geq E_1 / h = 3,3 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$$

$$\lambda \leq 90 \text{ nm}$$



Ionizacija vodikova atoma

S druge strane, u sudarnim procesima, u neelastičnom sudaru atom može biti ioniziran samo ako je **kinetička energija veća od energije ionizacije**, što znači približno E_1 , odakle nađemo temperaturu.

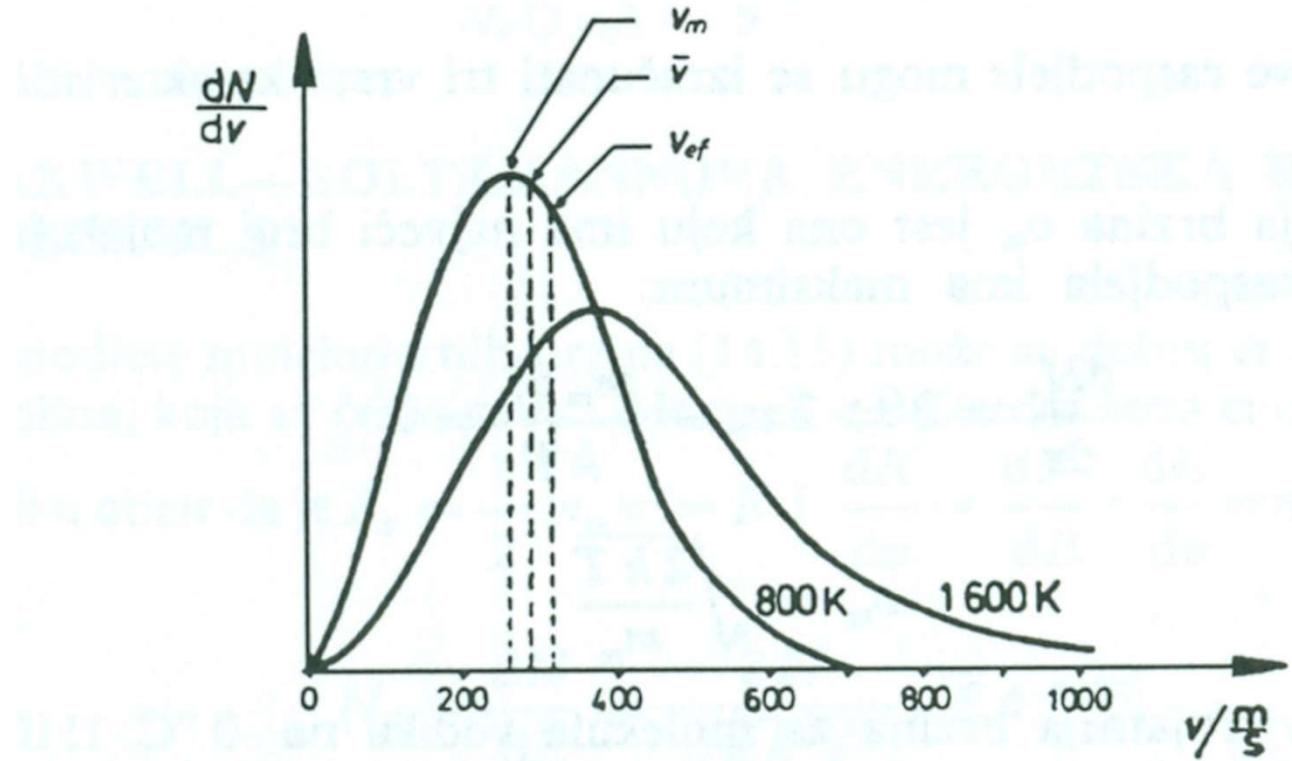
Sudarna ionizacija će se događati **i na nižim temperaturama** jer u repu Maxwellove raspodjele uvijek postoje čestice s brzinama mnogo većim od termičke brzine.

$$kT \geq h\nu = E_1$$

$$T \approx 10^5 \text{ K}$$



Primjer Maxwellove raspodjele po brzinama



Slika 14.4. Maxwellova raspodjela molekula živinih para po brzinama

$$N_v = \frac{dN}{dv} = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-m_m v^2 / 2kT}$$



$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2,4 \cdot 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} \exp\left(-\frac{U_i}{kT}\right)$$

- Stupanj ionizacije u termodinamičkoj ravnoteži za **slabo neidealnu plazmu** (plazma se ponaša gotovo kao **idealni plin** - u termodinamičkoj ravnoteži je, a u Debyjevoj sferi se nalazi vrlo veliki broj čestica) određen je **Saha-inom jednadžbom** (u približnom obliku).

n_i - gustoća broja ioniziranih atoma (kod vodikove plazme jednaka je gustoći broja elektrona n_e),

n_n - gustoća broja neutralnih atoma,

U_i - energija ionizacije,

T - temperatura plina.

Stupanj ionizacije



$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2,4 \cdot 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} \exp\left(-\frac{U_i}{kT}\right)$$

- **Eksponencijalni član** predstavlja **doprinos sudske ionizacije**
 - pri niskim temperaturama vrlo je malo atoma s brzinama dovoljno velikim da bi mogli uzrokovati ionizaciju sudsom
 - zato je stupanj ionizacije zanemariv.
- **Član $1/n_i$** je **rekombinacijski utjecaj** koji uravnotežuje proces ionizacije
 - učestalost procesa rekombinacije je proporcionalna gustoći elektrona što znači i gustoći iona n_i , a stupanj ionizacije je manji što je veća vjerojatnost rekombinacije.

Stupanj ionizacije

Saha-ina jednadžba

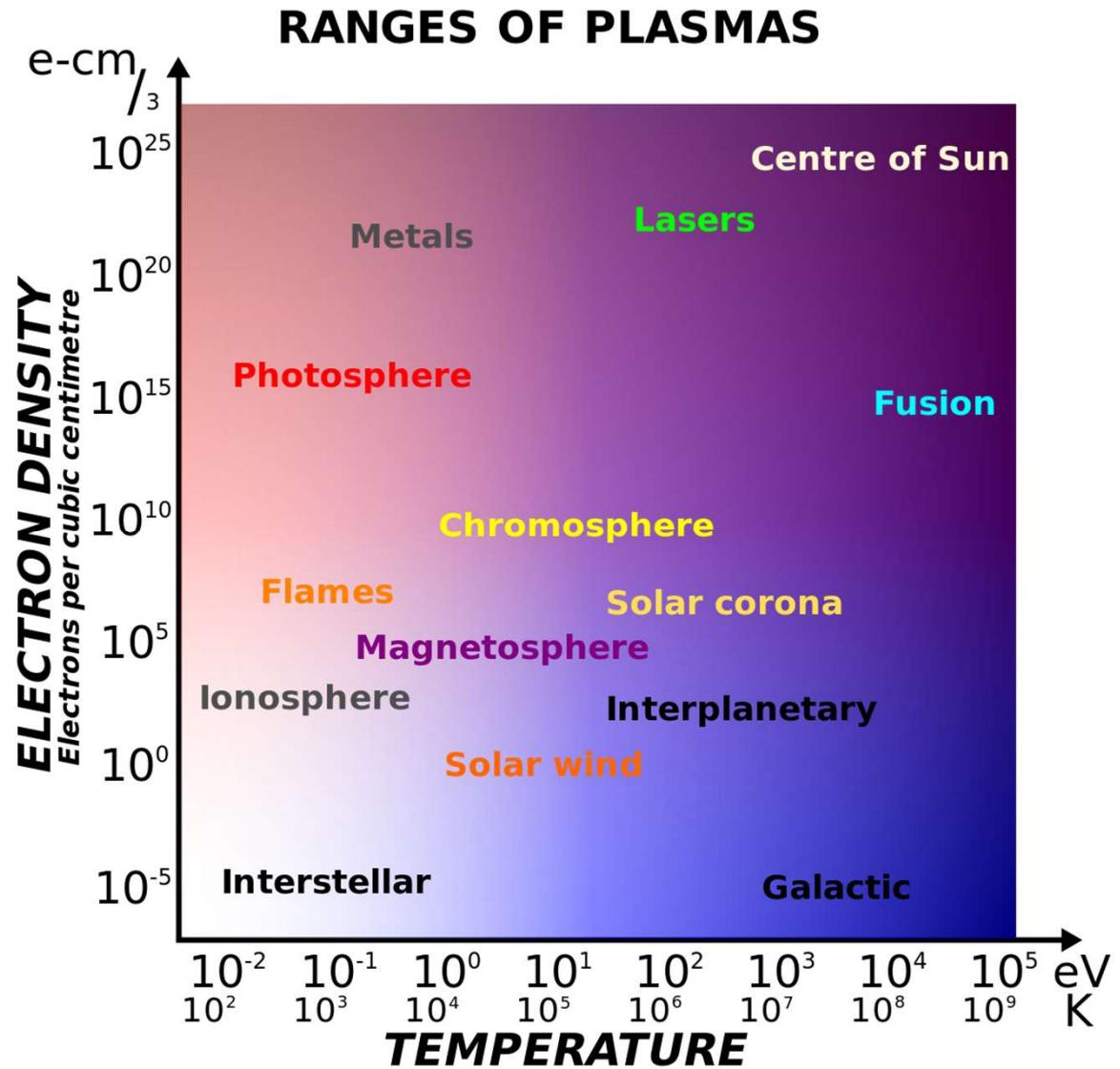


OSNOVNI PARAMETRI PLAZMENIH SUSTAVA

- Stanje plazme može biti vrlo različito.
- Fizikalne veličine kao što su gustoća, temperatura, magnetsko polje, stupanj ionizacije... pokazuju široki raspon vrijednosti.
- Ponašanje različitih **plazmenih sustava**, od **laboratorijskih** do **svemirskih**, može biti vrlo slično bez obzira na vrlo velike razlike u vrijednostima parametara kojima su opisani.
- Najčešće je ponašanje nekog plazmenog sustava određeno vrijednostima različitih bezdimenzijskih parametara.
- Pogledat ćemo **neke fizikalne veličine i neke bezdimenzijske parametre** koji karakteriziraju plazmu.

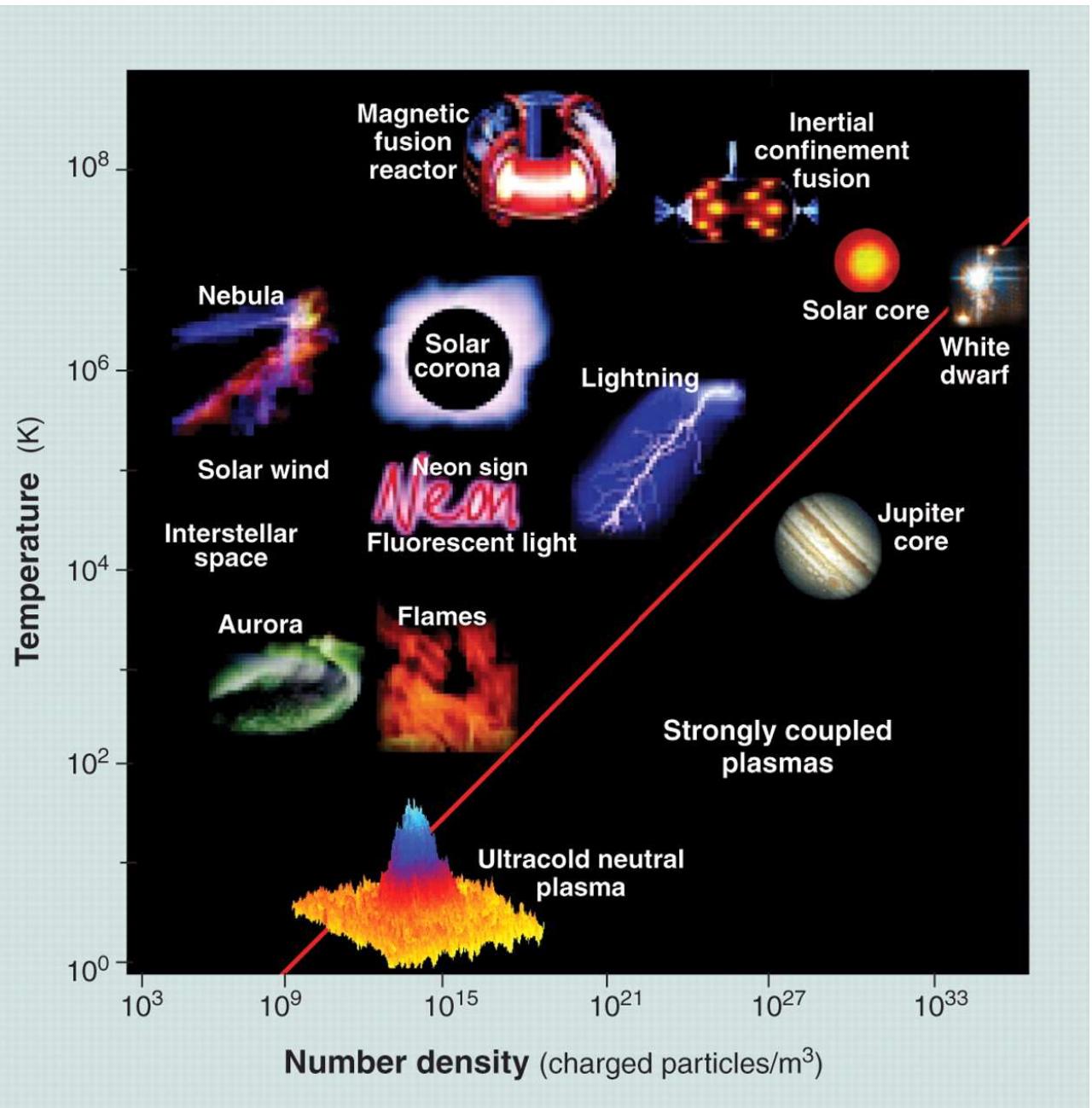


OSNOVNI PARAMETRI PLAZMENIH SUSTAVA





OSNOVNI PARAMETRI PLAZMENIH SUSTAVA





Tipična područja parametara plazme

Karakteristike	Plazme na Zemlji	Svemirske plazme
Veličina u metrima	10^{-6} m (laboratorijske plazme) do 10^2 m (munje)	10^{-6} m (toplinska zaštita) do 10^{25} m (maglica)
Trajanje u sekundama	10^{-12} s (laserska plazma) do 10^7 s (fluorescentne svjetiljke)	10^1 s (Sunčeve baklje) do 10^{17} s (međugalaktička plasma)
Gustoća čestice po kubičnom metru	10^7 m^{-3} do 10^{32} m^{-3} (unutarnja ograničena plazma)	1 m^{-3} (međugalaktička plasma) do 10^{30} m^{-3} (jezgre zvijezda)
Temperatura u Kelvinima	~ 0 K (kristalna plazma) do 10^8 K (magnetska fuzijska plasma)	10^2 K (polarna svjetlost) do 10^7 K (Sunčeva jezgra)
Magnetska polja u Tesla	10^{-4} T (laboratorijske plazme) do 10^3 T (impulsne plazme)	10^{-12} T (međugalaktičkaplasma) do 10^{11} T (neutronske zvijezde)



GUSTOĆA ČESTICA TEMPERATURA ČESTICA MAGNETSKO POLJE

- U običnim materijalima se najčešće koriste 3 parametra da bi se odredilo stanje materijala: tlak, gustoća i temperatura.
- Bilo koja dva parametra mogu biti odabrana kao neovisne varijable.
- Plazma gotovo uvijek za svoj opis traži značajno više parametara.



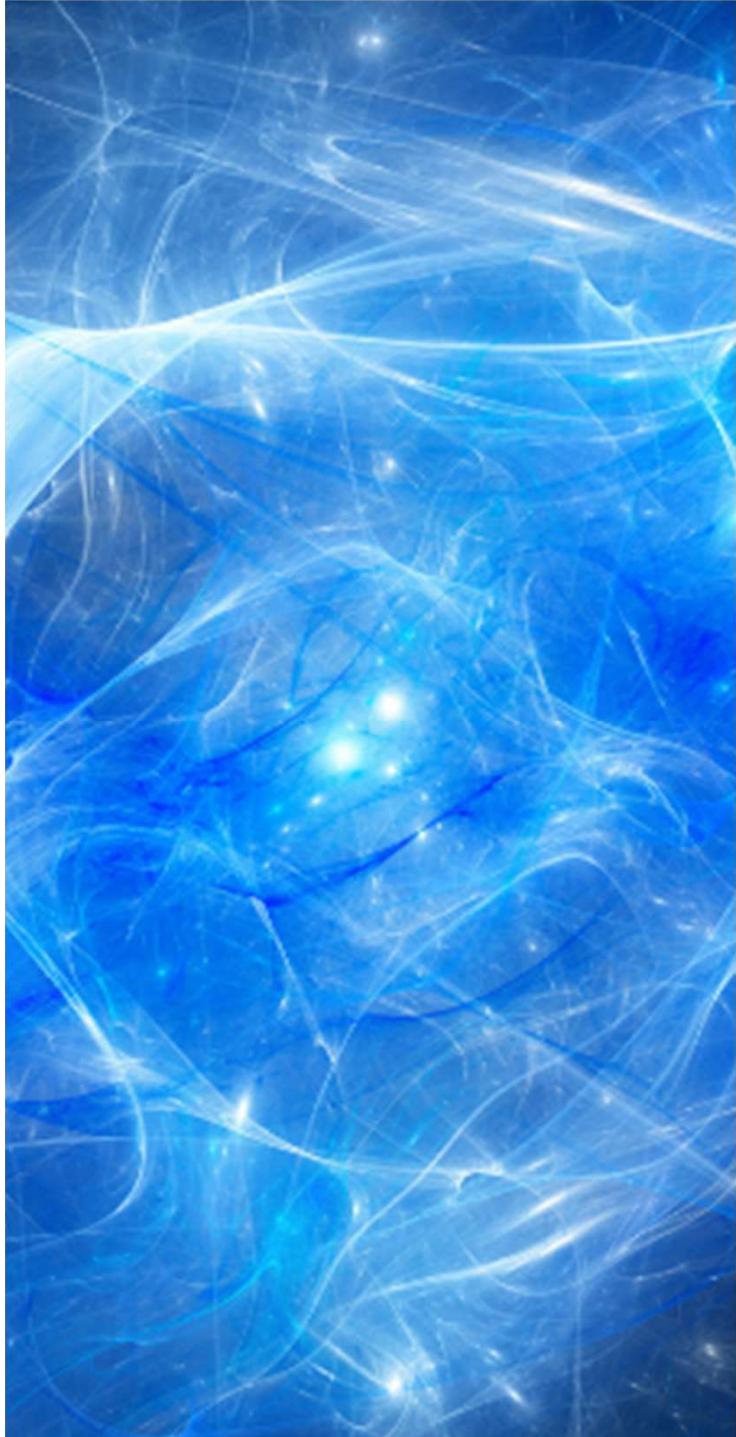
Gustoća čestica

- Za plazmu koja se sastoji od elektrona i različitih tipova iona, potrebno je definirati **gustoću svake vrste čestica**.
- S obzirom da elektroni i ioni drugačije reagiraju na elektromagnetske sile, njihove gustoće se moraju razmatrati kao **neovisne varijable**.
- To znači da plazma ne može biti okarakterizirana samo jednom gustoćom.
- Gustoća se mjeri **u broju čestica po m^3** .
- Spomenimo npr. da je gustoća neutronske zvijezde za pedesetak redova veličina veća od gustoće međuzvjezdane plazme.



Temperatura čestica

- **Temperatura** jedne vrste čestica je proporcionalna njihovoj **srednjoj kinetičkoj energiji**.
- U termalnoj ravnoteži raspodjela čestica jedne vrste po brzinama je dana **Maxwellovom raspodjelom** (prije smo već spomenuli), a vezano za to je srednja kinetička energija dana kao $3kT/2$ (proporcionalnost srednje kinetičke energije i temperature).
- Temperatura, odnosno termalna energija se mjeri u **elektron voltima**:
- **1 eV → 11604,5 Kelvina**
- Temperatura u međuzvjezdanim oblacima plazme je u granicama vrlo niskih vrijednosti reda veličine stotinjak kelvina (100 K) pa do vrlo visokih vrijednosti od stotinjak milijuna kelvina u procesima fuzije u laboratoriju ili jezgrama masivnih zvijezda.



Magnetsko polje

- **Magnetsko polje** se mjeri u T (**Tesla**).
- Magnetska polja u međuzvjezdanim prostoru su reda veličine 10^{-10} T, u pjegama na **Suncu** reda veličine 0,1 T, a u neutronskim zvijezdama reda veličine 10^8 T.
- Plazma nastaje dovođenjem energije plinu što utječe na temperaturu čestica, gustoću čestica i na magnetsko polje plazme.



Tablica 1. Vrijednosti nekih veličina u raznim plazmenim sustavima

Sustav	n_s	n_e	T_s	B
	m^3	nr^3	K	T
<i>Daleki svemir</i>				
Međugalaktički prostor	≈ 10	≈ 0	$10^5 \cdot 10^6$	$\approx 10^{-12}$
Međuvijezdani prostor	$10^3 \cdot 10^7$	$10^4 \cdot 10^{11}$	10^2	10^{-10}
Međuplanetarni prostor	$10^6 \cdot 10^{10}$	≈ 0	$10^3 \cdot 10^6$	$10^{-10} \cdot 10^{-9}$
Planetarne maglice	$10^8 \cdot 10^{11}$	≈ 0	$10^3 \cdot 10^4$	$10^{-8} \cdot 10^{-7}$
<i>Sunce</i>				
Sunčev vjetar (1 a.j.) *	$10^5 \cdot 10^6$	≈ 0	$10^3 \cdot 10^6$	$10^{-10} \cdot 10^{-8}$
Sunčeve koronine šupljine	$10^{10} \cdot 10^{11}$	≈ 0	10^6	$10^{-6} \cdot 10^{-4}$
Sunčeve koronine petlje	10^{15}	≈ 0	$10^6 \cdot 10^7$	$10^{-4} \cdot 10^{-2}$
Sunčeve prominencije	$10^{15} \cdot 10^{17}$	$10^{15} \cdot 10^{17}$	10^4	$10^{-3} \cdot 10^{-2}$
Sunčeva kromosfera	$10^{16} \cdot 10^{18}$	$10^{16} \cdot 10^{18}$	10^4	10^{-1}
Sunčeva fotosfera	10^{19}	10^{23}	$6 \cdot 10^3$	$\approx 0,4$
Sunčeva jezgra	10^{32}	≈ 0	$1,5 \cdot 10^7$	
<i>Zemlja</i>				
Vanjska magnetosfera	$10^7 \cdot 10^9$	$10^7 \cdot 10^9$	10^3	$10^{-8} \cdot 10^{-7}$
Ionosfera	$10^9 \cdot 10^{12}$	$10^{10} \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^2 \cdot 1,5 \cdot 10^3$	10^{-6}
Van Allenovi pojasi	10^9		10^7	10^{-6}
munja	/	10^{25}	$3 \cdot 10^4$	/
vatra	10^{14}	10^{25}	10^3	/
<i>Laboratorijski pokusi</i>				
Tinjavi izboj	10^{16}	$10^{16} \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^4$	10^{-2}
Fuzijski reaktor	$10^{10} \cdot 10^{23}$	$10^{19} \cdot 10^{23}$	10^8	10

* 1.a.j.=udaljenost Sunce - Zemlja



BEZDIMENZIJSKI PARAMETRI - Plazmeni parametar

- **Plazmeni parametar** predstavlja **omjer tlaka plazme p i magnetskog tlaka**, gdje imamo i permeabilnost vakuma.
- Plazmeni parametar određuje **odnos gustoće unutrašnje energije plazme i gustoće energije magnetskog polja**, a može se prikazati i kao omjer brzine zvuka i Alfvénove brzine.
- Općenito govoreći kad je parametar $\ll 1$, gradijent tlaka plina u jednadžbi gibanja treba uzeti u obzir samo uzduž magnetskih silnica.
- Takvo stanje nalazimo u većem dijelu Sunčeve atmosfere i atmosferama magnetskih zvijezda.
- Obrnutu situaciju nalazimo izvan magnetskog polje (npr. meteor, munja, vatra, izboj) ili pak u plazmi velike gustoće i temperature (tokamak, jezgre zvijezda).

$$\beta = 2\mu_0 p / B^2$$



$$R_M = lu / \eta$$

$$\eta = 1 / \mu_0 \sigma$$

BEZDIMENZIJSKI PARAMETRI - Reynoldsov magnetski broj

- Ovdje su: l dimenzija sustava, u brzina plazme, a η je magnetska difuzivnost (σ je električna vodljivost).
- **Reynoldsov magnetski broj** mjeri **odnos konvektivnoga gibanja magnetoplazme i difuzije magnetskog polja**.
- Ako je $R_M \gg 1$, konvektivna gibanja dominiraju te je magnetsko polje u plazmi „zamrznuto” - plazma se ne može gibati okomito na magnetsko polje, nego jedino duž silnica.
- Takvo stanje nalazimo u većini astrofizičkih situacija uglavnom zbog vrlo velikih dimenzija plazmenih sustava, a donekle i zbog vrlo velike električne vodljivosti plazme .



BEZDIMENZIJSKI PARAMETRI - Alfvénov broj

- **Alfvénov broj** je **omjer dinamičkog tlaka plazme i magnetskog tlaka** (**omjer gustoće kinetičke energije i gustoće magnetske energije**).
- Ako je kinetička energija veća od magnetske, gibanje plazme „povlači” silnice za sobom.
- U obrnutom slučaju magnetsko polje kontrolira gibanje plazme pa ona može „teći” samo uzduž silnica.

$$A = \mu_0 \rho u^2 / B^2$$



$$\omega_{pe} = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$$

**BEZDIMENZIJSKI
PARAMETRI - Omjer
elektronske plazmene
frekvencije i elektronske
ciklotronske frekvencije**

$$\Omega_{Be} = eB / m_e$$

n_e elektronska gustoća,
 e naboј elektrona,
 m_e masa elektrona,
 ϵ_0 dielektričnost vakuma

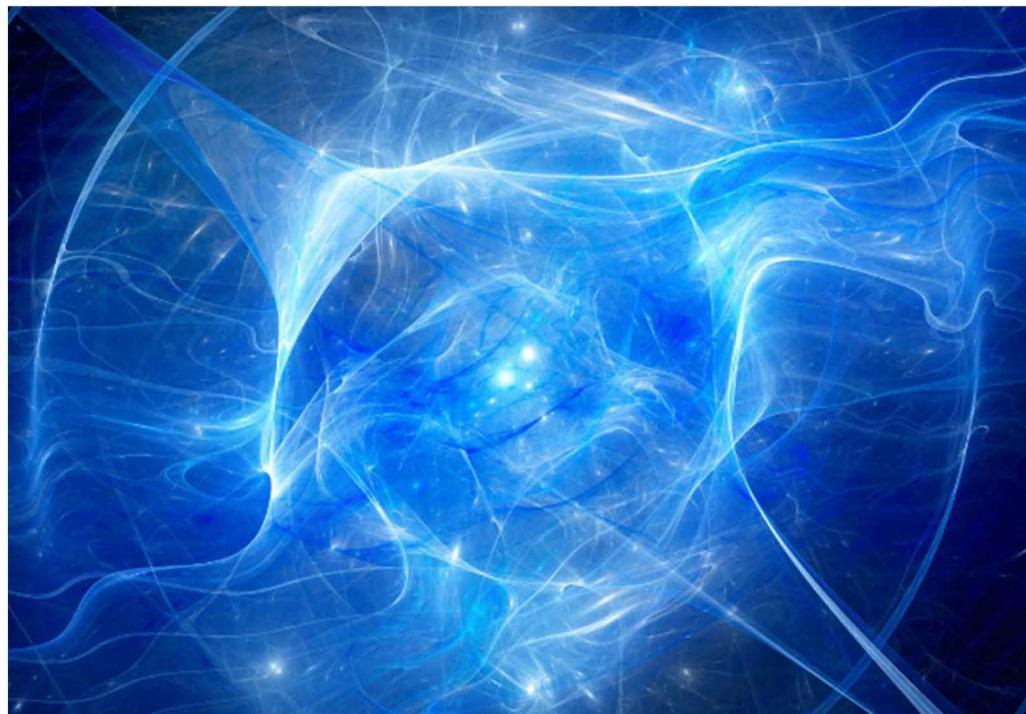


BEZDIMENZIJSKI PARAMETRI - Omjer elektronske plazmene frekvencije i elektronske ciklotronske frekvencije

Ovaj omjer je vrlo važan u procesima širenja raznih vrsta valova, nastanku i prijenosu elektromagnetskog zračenja u radiovalnom području te plazmenim nestabilnostima.

U većem dijelu Sunčeve atmosfere elektronska plazmena frekvencija veća je puno od elektronske ciklotronske frekvencije, dok je obrnuto u Sunčevoj fotosferi i podphotosferskim slojevima.

$$\omega_{pe} / \Omega_{Be} \gg 1$$



Tablica 2. Tipične vrijednosti nekih bezdimenzionalnih parametra u raznim plazmenim sustavima

Sustav	β	ω_{pe}/Ω_{Be}	A
<i>Daleki svemir</i>			
međuzvjezdani prostor	$10^{-4}\text{-}1$	$10^2\text{-}10^4$	$1\text{-}10^4$
međuplanetarni prostor	$10^{-2}\text{-}10^2$	$10^2\text{-}10^4$	$>>10^3$
planetarne maglice	$10^{-2}\text{-}10^2$	$10^2\text{-}10^4$	$1\text{-}10^4$
<i>Sunce</i>			
Sunčev vjetar (1 a.j.) [*]	≈ 1	$\approx 10^2$	≈ 1
Sunčeve koronine šupljine	$10^{-3}\text{-}1$	$1\text{-}10^2$	$10^{-3}\text{-}1$
Sunčeve koronine petlje	$10^{-3}\text{-}1$	$1\text{-}10^2$	$10^{-5}\text{-}10^{-3}$
Sunčeve prominencije	$10^{-4}\text{-}10^{-1}$	$1\text{-}10^2$	$10^{-5}\text{-}1$
Sunčeva kromosfera	$10^{-6}\text{-}10^{-2}$	$10^{-1}\text{-}10^2$	$10^{-5}\text{-}10^{-3}$
Sunčeve pjege	$>10^{-4}$	10	10^{-6}
<i>Zemlja</i>			
Vanjska magnetosfera	$10^{-4}\text{-}1$	$10\text{-}10^3$	$10^{-5}\text{-}1$
Ionosfera	$10^{-3}\text{-}10^{-2}$	10^2	10^{-6}
Van Allenovi pojasi	$10^{-1}\text{-}1$	10	10^{-6}
Fuzijski reaktor	10^{-1}	1	-

* 1.a.j.=udaljenost Sunce-Zemlja

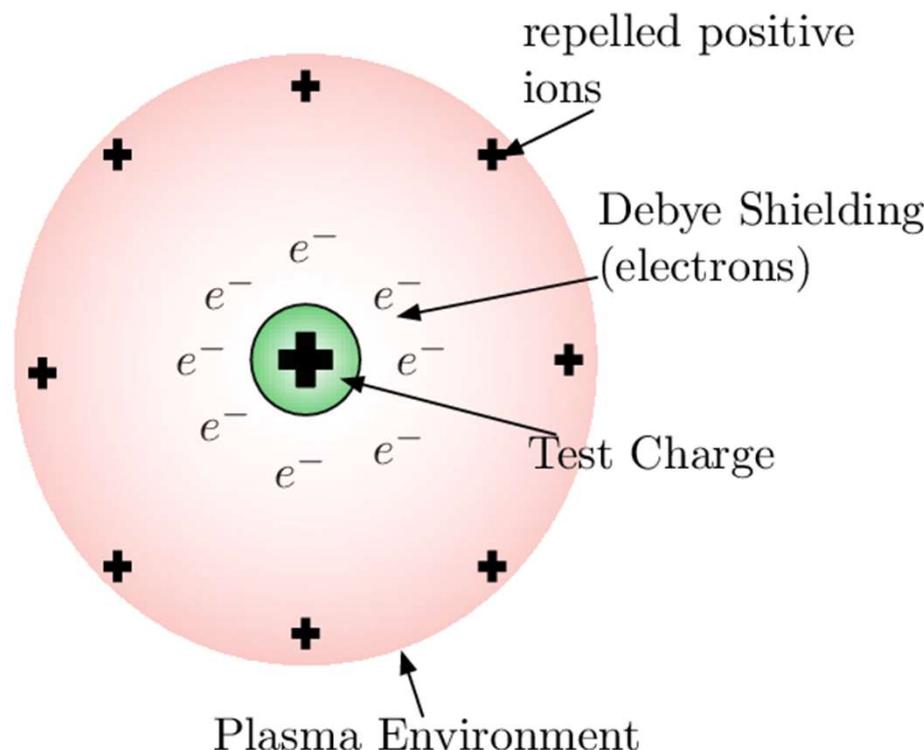
Osnove fizike plazme

KOLEKTIVNA SVOJSTVA PLAZME

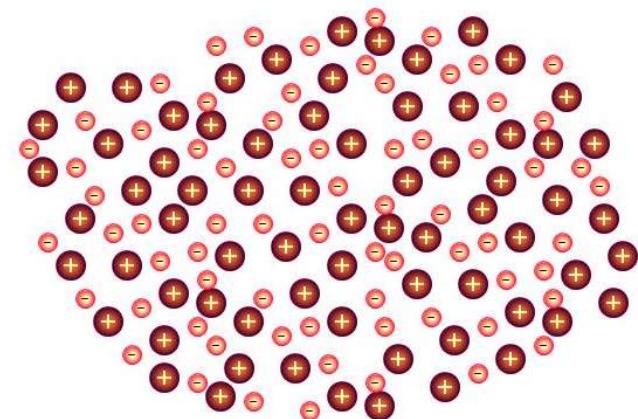
Debye shielding

Plasma is quasi-neutral

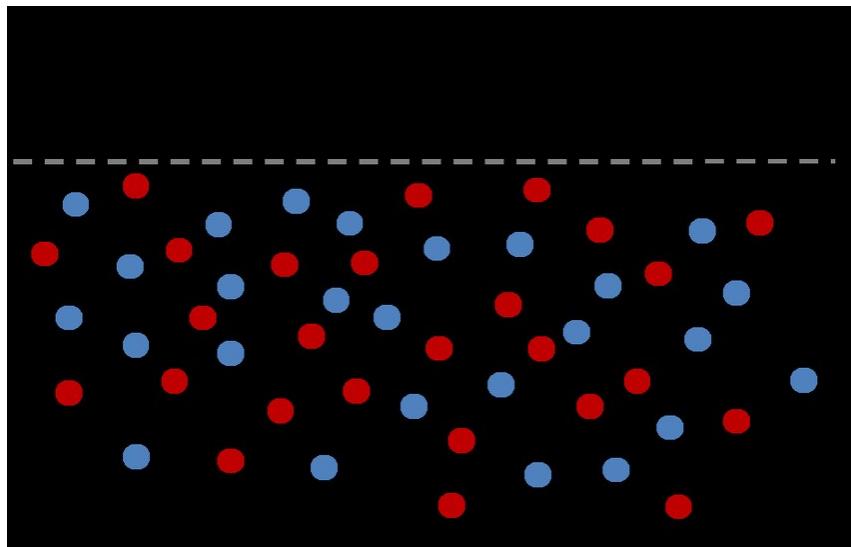
How long the plasma is quasineutral?



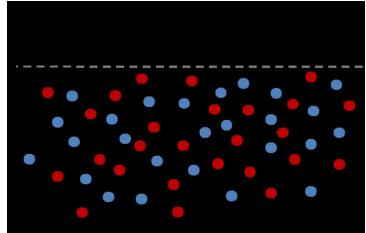
$E=0$



ELEKTRONSKA PLAZMENA FREKVENCIJA

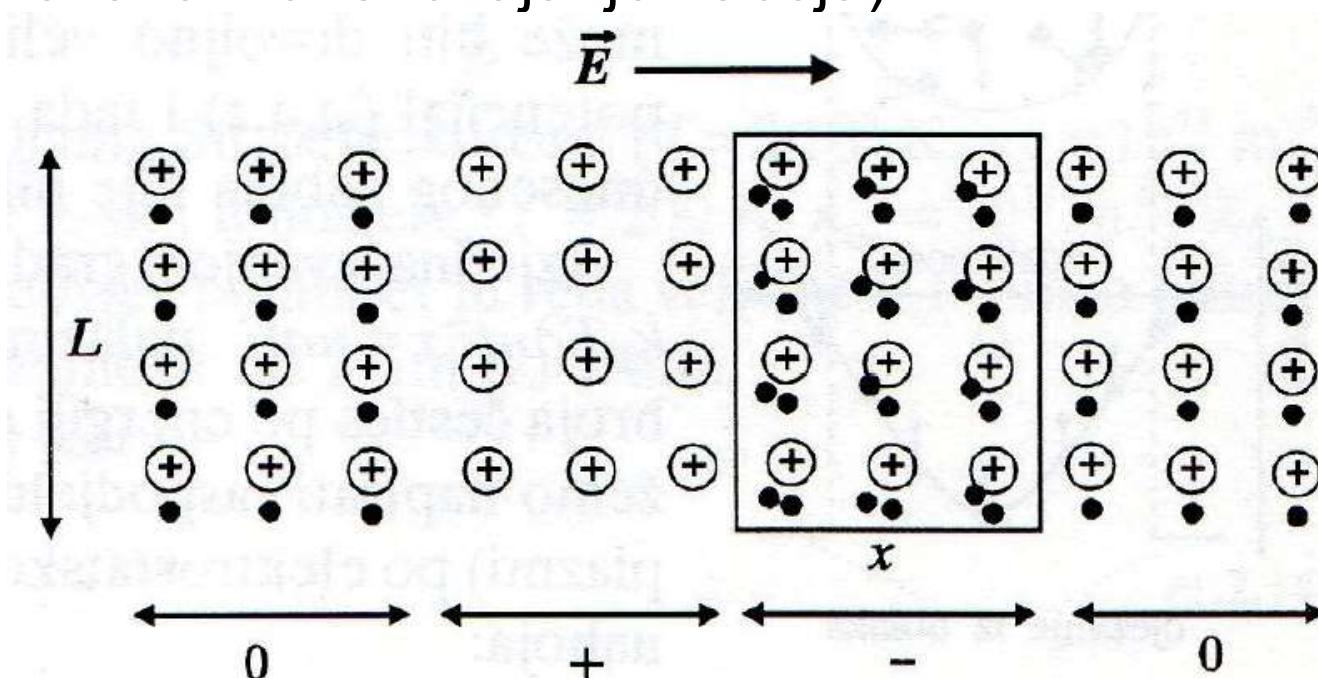


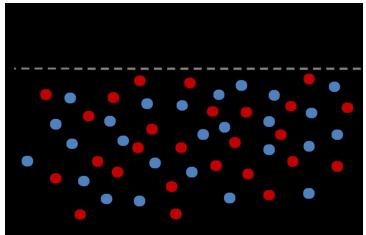
- Razmatrat ćemo sustav u kojem je isti broj elektrona naboja $-e$ i iona naboja $+e$, tj. **plazmu vodikovog tipa**.
- Uzet ćemo da je početna raspodjela elektrona i iona ravnomjerna, tj. plazma je početno svuda **električki neutralna**.
- Isto tako ćemo **zanemariti termičko gibanje** i pretpostaviti da radimo s **hladnom plazmom**.



ELEKTRONSKA PLAZMENA FREKVENCIJA

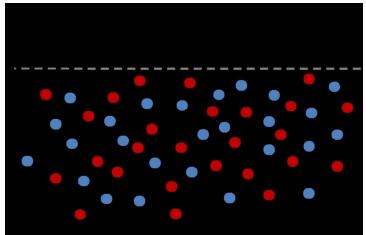
- Ako dio elektrona iz određenog područja premjestimo u neko drugo područje, u tom dijelu plazmenog sustava se uspostavlja **pozitivan naboј**, a **negativan** tamo gdje su premješteni elektroni.
- Uspostavljena raspodjela naboja stvara **električno polje** i ima određenu **električnu potencijalnu energiju** (koja je jednaka radu uloženom u razdvajanje naboja).





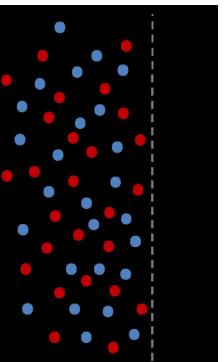
ELEKTRONSKA PLAZMENA FREKVENCIJA

- Elektroni imaju mnogo manju masu od iona - gibanje iona možemo zanemariti.
- Električno polje ubrzava elektrone i time nastoji poništiti uspostavljenu raspodjelu naboja.
- Kako elektroni dobivaju kinetičku energiju, tako sustav gubi početnu potencijalnu energiju i električno polje se smanjuje.
- Kad se elektroni vrate u početni položaj, električno polje je jednako 0.
- Na elektrone više ne djeluje sila, ali oni nastavljaju gibanje stvarajući električno polje u suprotnom smjeru od početnog.



ELEKTRONSKA PLAZMENA FREKVENCIJA

- Kinetička energija elektrona prelazi u potencijalnu, elektroni se usporavaju i dolaze u položaj u kojem je električno polje istog iznosa prvobitnom, ali suprotnog smjera.
- Ovo je **opis polovice ciklusa titranja elektrona oko položaja ravnoteže** u kojem se **energija elektrostatskog polja pretvara u kinetičku energiju elektrona i obrnuto**.
- Učestalost s kojom se takve oscilacije odvijaju naziva se **elektronskom plazmenom frekvencijom**.



ELEKTRONSKA PLAZMENA FREKVENCIJA

Pogledajmo jednodimenzionalno gibanje elektrona u električnom polju.

Uzetićemo da je u smjeru osi x pa pišemo jednadžbu gibanja:

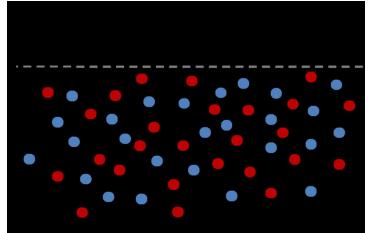
$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = - \frac{e}{m_e} E$$

Ovdje je električno polje u smjeru osi x .

Iz Maxwellovih jednadžbi izvučemo:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{el}}{\epsilon_0}$$

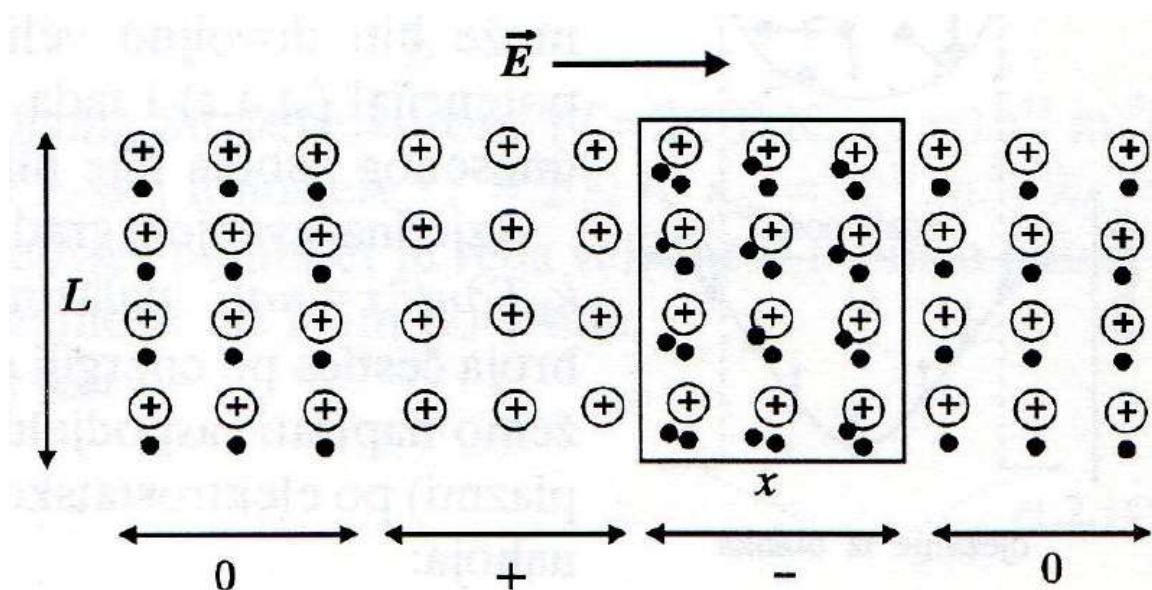
Poissonova jednadžba

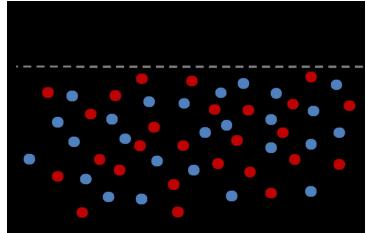


ELEKTRONSKA PLAZMENA FREKVENCIJA

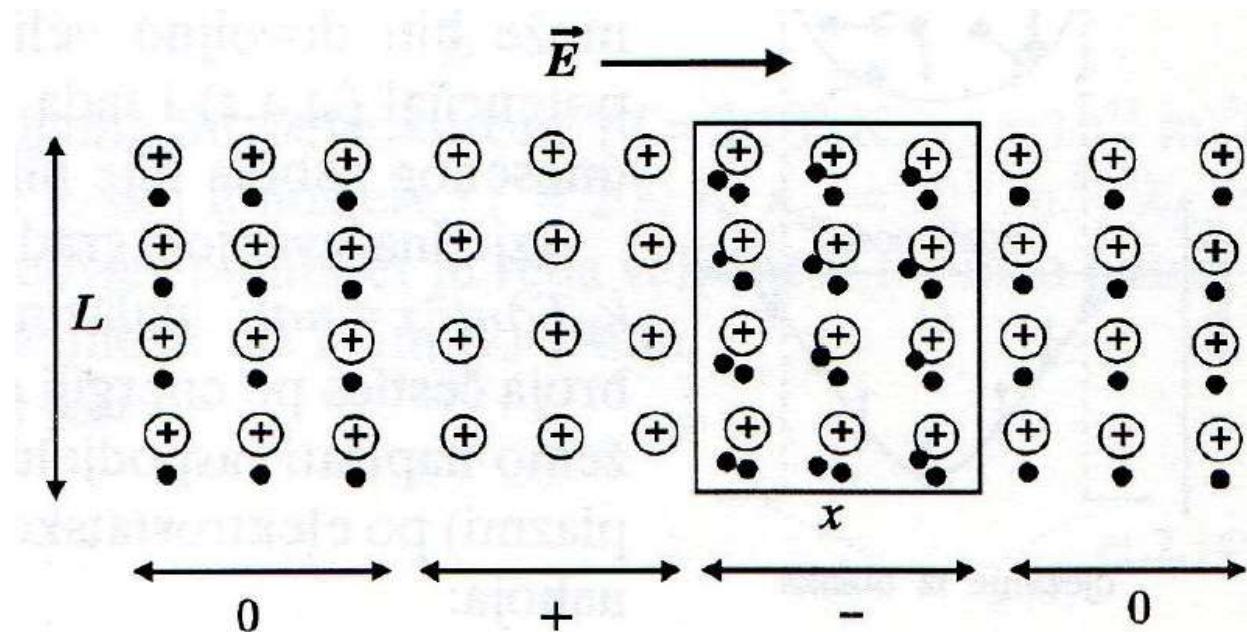
S obzirom da **električno polje** ima samo komponentu u smjeru x -osi, slijedi:

$$LE = -\frac{Q}{\epsilon_0} = \frac{Lx n_e e}{\epsilon_0}$$

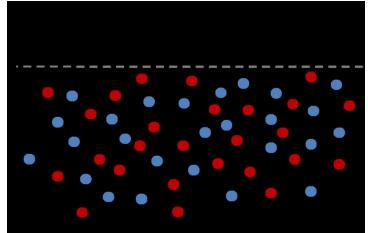




ELEKTRONSKA PLAZMENA FREKVENCIJA



- L duljina stranice zatvorene površine integriranja
- x pomak elektrona iz položaja ravnoteže (vidljivo iz slike)
- Q električni naboj po jedinici duljine okomito na ravninu slike



ELEKTRONSKA PLAZMENA FREKVENCIJA

Jednadžba gibanja u dva oblika:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\omega_{pe}^2 E$$

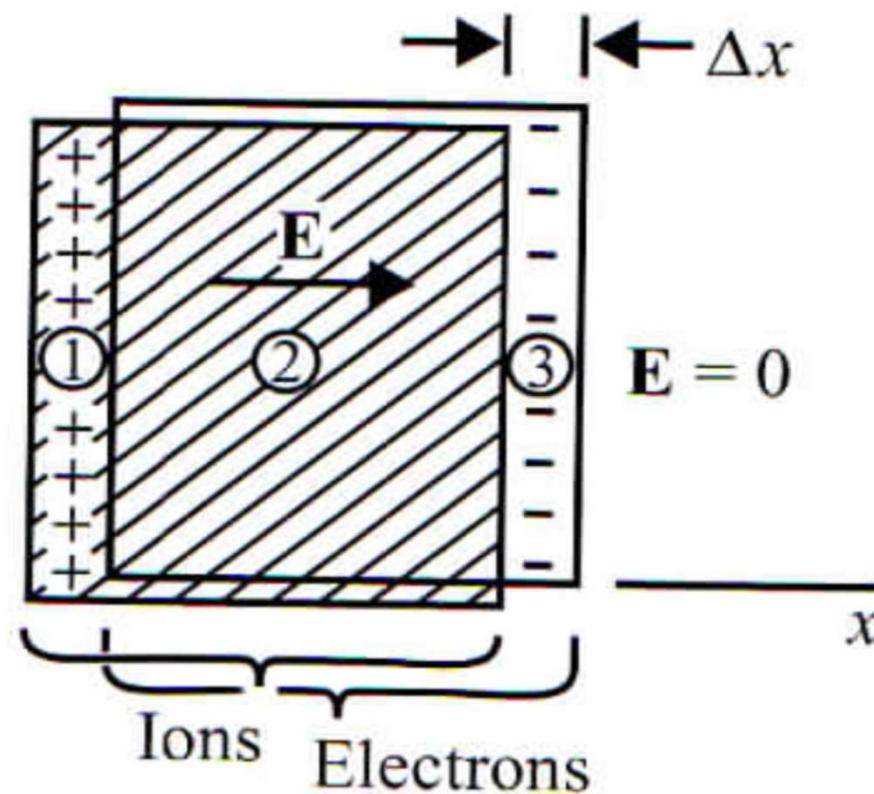
$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -\omega_{pe}^2 x$$

- **Elektronska plazmena frekvencija** ima jedinicu [rad/s], a dana je s:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} = 56,3 \sqrt{n_e}$$

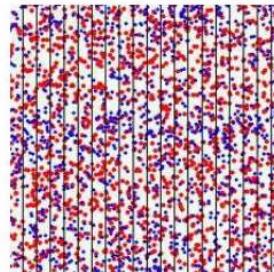
- **Jednostavan model ploče**
- U uniformnoj, homogenoj plazmi elektroni pomaknuti iz svojih položaja ravnoteže, javlja se **električno polje zbog razdvajanja naboja**.
- To električno polje proizvodi **povratnu силу на помакнуте електроне**.

ELEKTRONSKA PLAZMENA FREKVENCIJA



ELEKTRONSKA PLAZMENA FREKVENCIJA

Langmuir oscillation

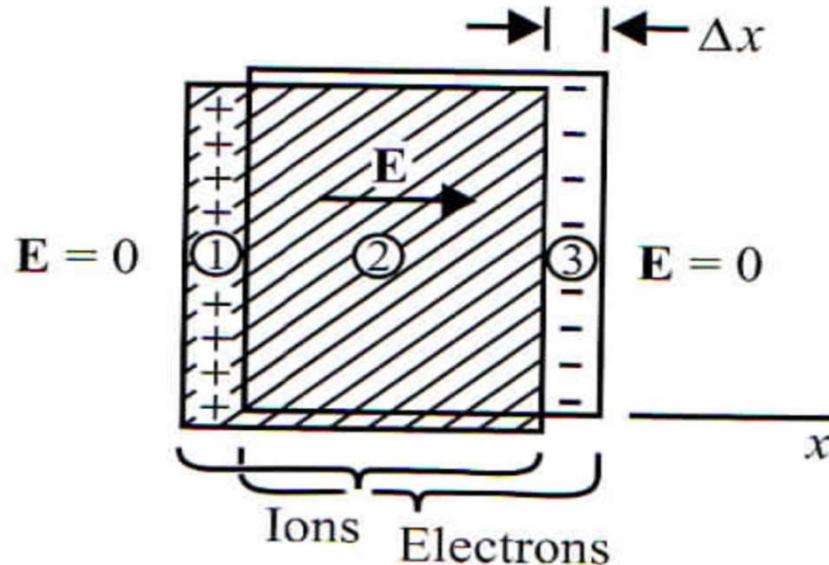


One of the electrostatic waves

The waves are generated by the electric charge separation, which is caused by thermal oscillation.

- Iznos tog disbalansa u naboju je proporcionalan pomaku pa je povratna sila dana **Hookeovim zakonom**
$$F = -k\Delta x$$
- gdje je Δx pomak, a k efektivna „konstanta opruge“.
- Zbog tromosti elektrona sustav se ponaša kao **harmonički oscilator**.
- Rezultirajuće titranje se zove **elektronsko plazmeno titranje ili Langmuirovo titranje** (prema Tonksu i Langmuiru koji su prvi otkrili to titranje 1929.)

ELEKTRONSKA PLAZMENA FREKVENCIJA



- Pretpostavimo da se plazma sastoji od **uniformne ploče elektrona** gustoće n_0 , odn. n_e , i **fiksne pozadine pozitivnih iona** iste gustoće. Pretpostavimo da pomaknemo ploču elektrona na desno za neki mali Δx kao na slici.
- Ploča se može podijeliti u 3 područja:
 - 1) Ima konačni pozitivni naboј.
 - 2) Nema konačnog naboja.
 - 3) Ima konačni negativni naboј.

- **Električno polje** u području 2) se računa preko Gaussovog zakona:

$$E = \frac{en_0\Delta x}{\epsilon_0}$$

- Slijedi gibanje elektrona dano s jednadžbom:

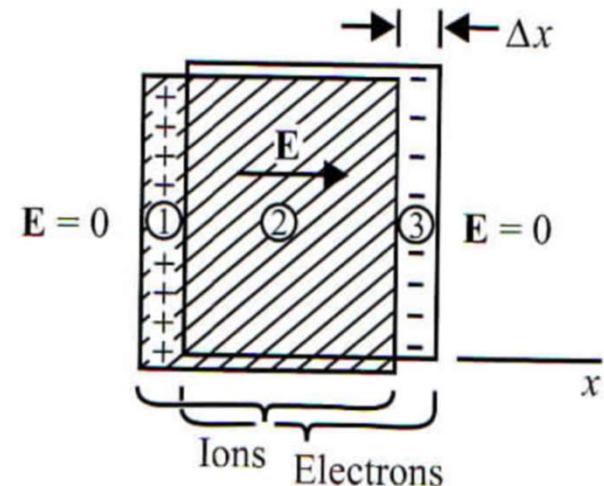
$$m_e \frac{d^2 \Delta x}{dt^2} = -eE = -\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0} \Delta x$$

- Odnosno:

$$\frac{d^2 \Delta x}{dt^2} + \frac{n_0 e^2}{m_e \epsilon_0} \Delta x = 0$$

- To je **jednadžba harmoničkog oscilatora**.
- Frekvencija titranja je **elektronska plazmena frekvencija**:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_0 e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}$$



- U Hz je $f_{pe} = 8980(n_0)^{1/2}$, a n_0 je u cm^{-3} .
- Vidi se ovisnost samo o gustoći broja elektrona.

PLAZMENA FREKVENCIJA

- Ako plazma sadrži više različitih čestica, onda se na svaku računa **plazmena frekvencija** kao:

$$\omega_{ps} = \left(\frac{n_s e_s^2}{m_s \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

gdje su dani naboј, gustoća broja i masa te vrste čestica s.

- Ako se i ioni mogu gibati u ovako jednostavnom modelu ploče koji smo razmatrali, onda je **frekvencija titranja u plazmi** dana s:

$$\omega_p = (\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2)^{\frac{1}{2}}$$

što je zapravo $\omega_p \approx \omega_{pe}$

jer je **ionska plazmena frekvencija** puno manja od **elektronske plazmene frekvencije**

Zadatak

Izračunajte **elektronsku plazmenu frekvenciju** ω_{pe} za:

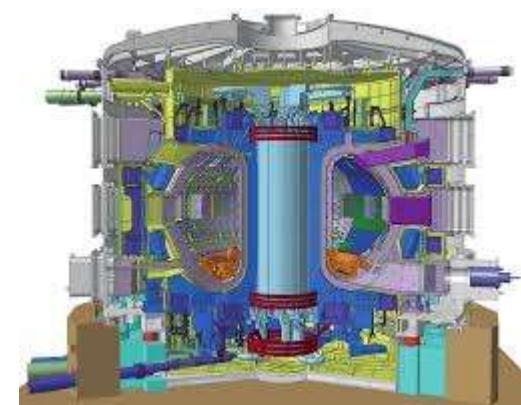
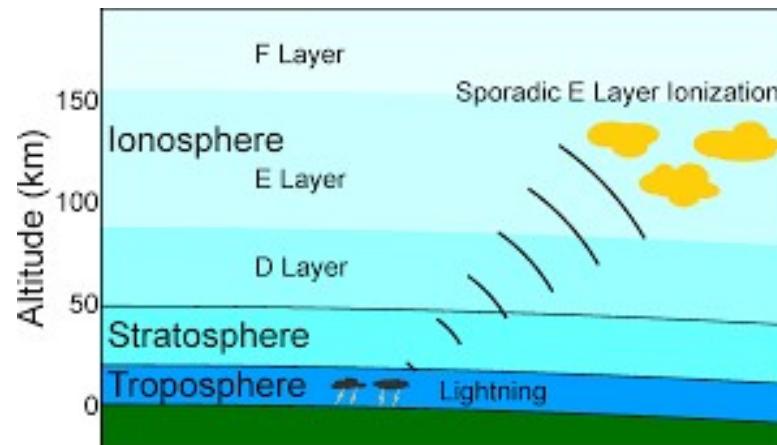
a) Plazmu u magnetskim petljama u Sunčevoj koroni

$$n_e = 10^{15} \text{ m}^{-3}$$

b) E-sloj ionosfere $n_e = 10^{11} \text{ m}^{-3}$

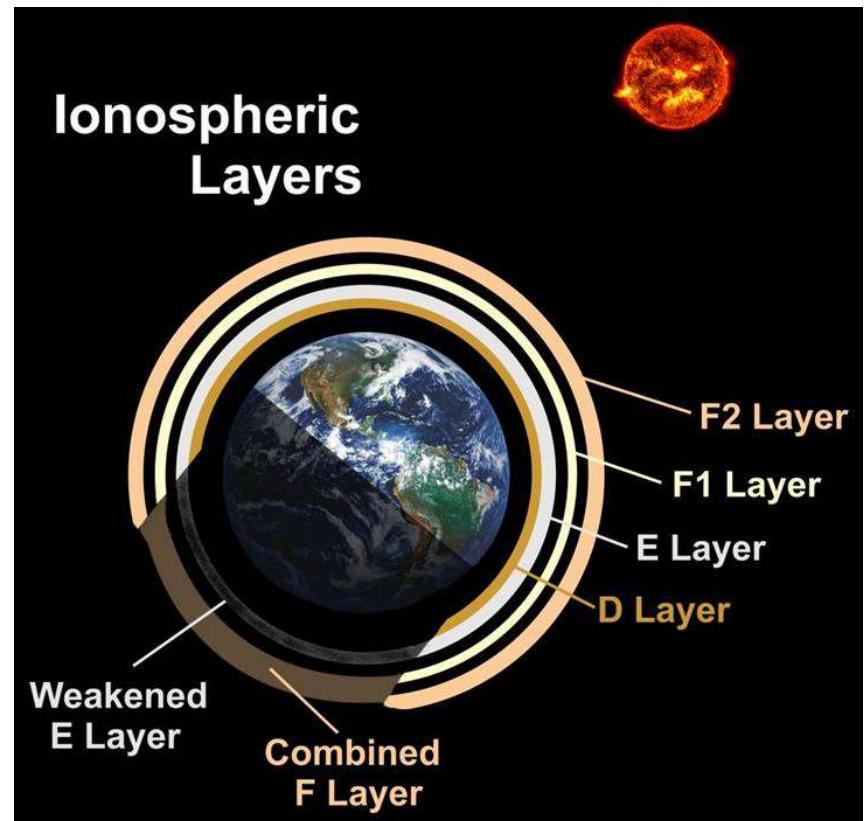
c) Fuzijske eksperimente srednjih veličina $n_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$

Nađite **tipične plazmene frekvencije** f u Hz za ova 3 slučaja.

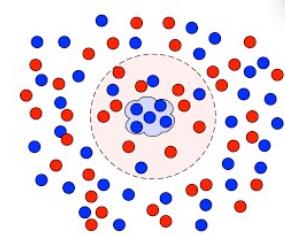


- **Srednji sloj ionosfere**, 90-120 km iznad Zemljine površine
- Ionizacija nastaje zbog **mekih x-zraka** (1-10 nm) i **EUV zračenja** koje ionizira molekule kisika
- Može **odbijati radiovalove** ispod 10 MHz
- Doprinosi **djelomičnoj apsorpciji** radiovalova iznad 10 MHz
- Po noći brzo nestaje jer izvor ionizacije nije više prisutan
- Nakon zalaska Sunca E-sloj na većim visinama tako da se povećava duljina prijenosa radiovalova

E-sloj ionosfere



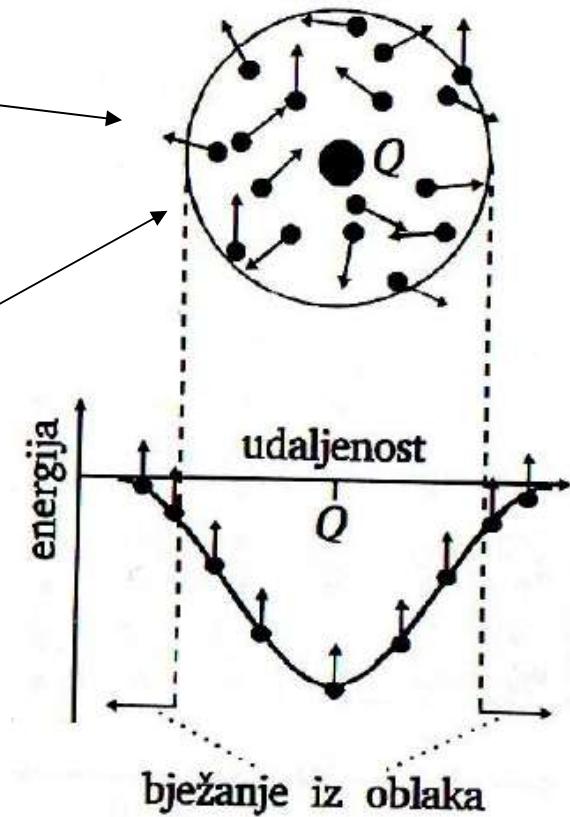
DEBYEVA DULJINA

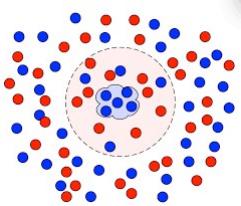


I dalje ćemo razmatrati **hladnu plazmu vodikovog tipa** i u nju uvesti **točkasti pozitivni naboј Q**.

Uneseni pozitivni naboј će privlačiti okolne elektrone i odbijati pozitivne ione tako da će biti **elektrostatski zasjenjen**.

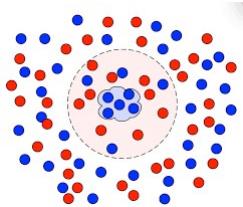
Izvan stvorenog oblaka naboja (**Debyev oblak**) njegovo polje će iščezavati.





DEBYEVA DULJINA

- Ako sad polako **povećamo temperaturu plazme, povećat ćemo prosječnu brzinu čestica.**
- Duboko u oblaku, u blizini unesenog pozitivnog naboja, **nasumično gibanje elektrona neće biti dovoljno da ga odvoji od tog pozitivnog naboja.**
- No **pri rubu oblaka**, gdje je električno polje zbog zasjenjenja mnogo manje, **kinetička energija može biti dovoljno velika da premaši elektrostatski potencijal i elektron bježi iz oblaka** – polje unesenog naboja nije nikada potpuno zasjenjeno.



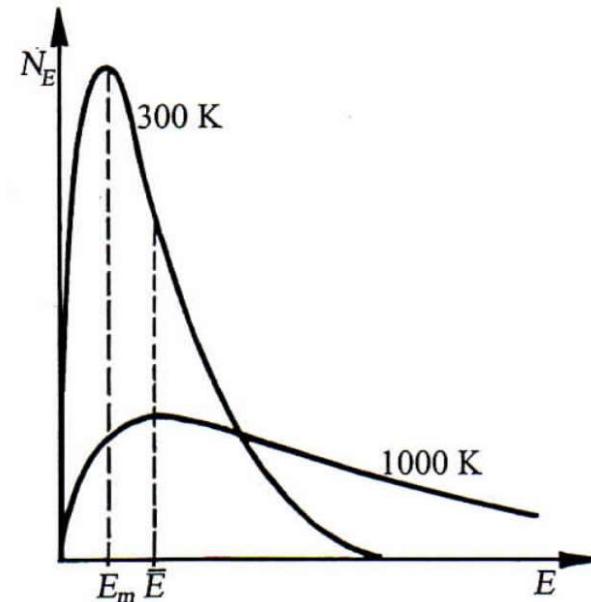
DEBYEVA DULJINA

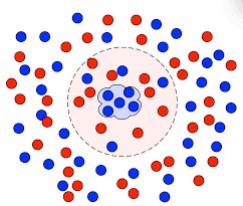
Izjednačavanjem gradijenta tlaka s električnom silom:

$$k_B T \frac{\partial n}{\partial x} = n q E$$

nalazimo Boltzmannovu raspodjelu broja čestica po **energiji**:

$$n(W) = n_0 \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right)$$





DEBYEVA DULJINA

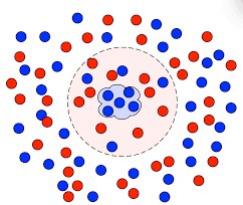
Odatle možemo napisati izraze za raspodjelu iona, odnosno elektrona u plazmi vodikovog tipa po elektrostatskom potencijalu oko unesenog naboja (vodimo brigu o naboju iona, odnosno elektrona):

$$n_i(\phi) = n_{0e} \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T}\right)$$

Raspodjela iona

$$n_e(\phi) = n_{0e} \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T}\right)$$

Raspodjela elektrona



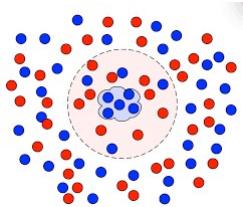
DEBYEVA DULJINA

Raspodjela naboja po potencijalu je:

$$\rho_{el} = e(n_i - n_e) = -2n_{0e}e \sinh\left(\frac{e\phi}{k_B T}\right)$$

Ovdje vrijedi da je: $\sinh(x) = \frac{1}{2}(e^x - e^{-x})$

Raspodjela naboja u gornjoj jednadžbi je posljedica potencijala, a potencijal možemo izraziti kao posljedicu naboja.



DEBYEVA DULJINA

Kako je

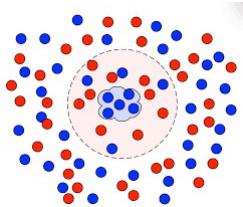
$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$$

Poissonovu jednadžbu možemo napisati u obliku:

$$\nabla^2\phi = -\frac{\rho_{el}}{\epsilon_0}$$

Uvrštavanjem dobijemo:

$$\nabla^2\phi = \frac{2n_{0e}e}{\epsilon_0} \sinh\left(\frac{e\phi}{k_B T}\right)$$



DEBYEVA DULJINA

Pri rubu oblaka **elektrostatska energija** je mnogo manja od **termičke energije**

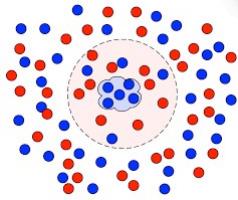
$$e\phi \quad k_B T$$

pa približno vrijedi:

$$\sinh\left(\frac{e\phi}{k_B T}\right) \approx \frac{e\phi}{k_B T}$$

Jednadžba prelazi u:

$$\nabla^2 \phi = \frac{2}{\lambda_D^2} \phi$$



DEBYEVA DULJINA

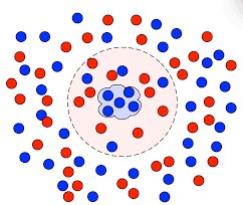
$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_{0e} e^2}} = \sqrt{\frac{k_B T}{m_e \omega_{pe}}} \frac{1}{\omega_{pe}} \approx \frac{\nu_T}{\omega_{pe}}$$

Debyeva duljina ili Debyev polumjer

Debyeva duljina opisuje **doseg električnog polja nekog naboja u plazmi.**

Nakon uvrštavanja poznatih konstanti, za vodikovu plazmu imamo:

$$\lambda_D = 69,1 \sqrt{\frac{T}{n_{0e}}}$$



DEBYEVA DULJINA

Rješenje jednadžbe

$$\nabla^2 \phi = \frac{2}{\lambda_D^2} \phi$$

je

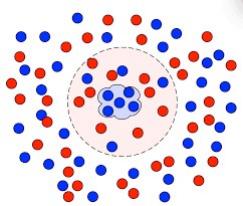
$$\phi = \frac{Q}{r} \exp\left(-\frac{\sqrt{2}r}{\lambda_D}\right)$$

Rješenje oblika

$$\phi \propto \exp\left(+\frac{\sqrt{2}r}{\lambda_D}\right)$$

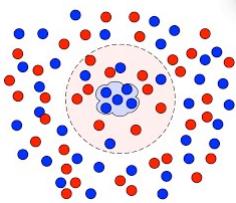
otpada zbog rubnog uvjeta $\phi = 0$ za $r \rightarrow \infty$

Iz samog rješenja vidimo da je time iskazan **doseg djelovanja unesenog naboja**.



DEBYEVA DULJINA

- **Doseg je manji od dosega kulonske sile**, te je veći u vrućoj i rijetkoj plazmi nego u hladnoj i gustoj plazmi.
- Ako imamo **visokotemperaturnu plazmu**, na nekoj udaljenosti od unesenog naboja više će elektrona pobjeći iz oblaka nego u niskotemperaturnoj plazmi i zasjenjenje će biti manje izraženo.
- Kod rijetke **plazme** elektroni moraju biti prikupljeni s veće udaljenosti da bi zasjenili promatrani naboј.



DEBYEVA DULJINA

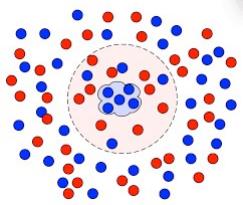
Pojam **elektrostatskog zasjenjenja** ima fizikalni smisao samo ako se u oblaku oko nekog naboja nalazi velik broj čestica.

Ako u zasjenjenju sudjeluje malo čestica, većinu vremena će uneseni naboј biti nezasjenjen u mnogim smjerovima.

Znajući temperaturu i početnu gustoću broja elektrona, možemo odrediti **broj čestica koje se nalaze u Debyevom oblaku.**

$$N_D = \frac{4\pi}{3} \lambda_D^3 n_{0e} = 10^6 \sqrt{\frac{T^3}{n_{0e}}}$$

To su čestice unutar sfere Debyevog polumjera koje sudjeluju u zasjenjenju.



DEBYEVA DULJINA

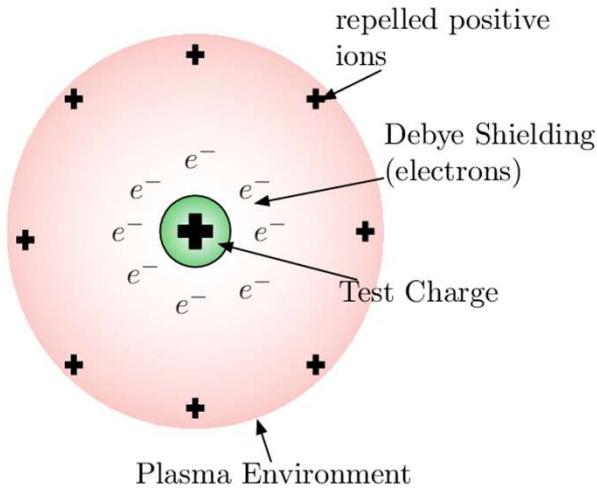
Oko svakog naboja u plazmi se stvara **zasjenjenje** i potencijal oko svake čestice je približno oblika:

$$\phi = \frac{Q}{r} \exp\left(-\frac{\sqrt{2}r}{\lambda_D}\right)$$

(ako je N_D mnogo, mnogo veći od 1)

Još jednom moramo ponoviti da **plazmeni sustav gledan u cjelini nema naboja**.

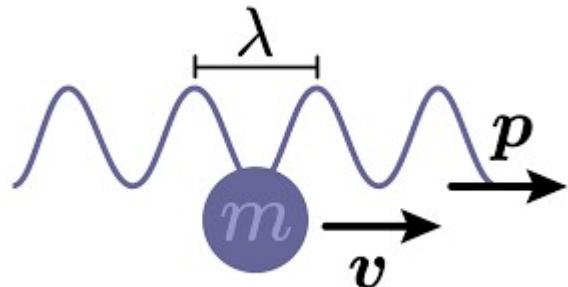
A ako stavimo plazmu u vanjsko polje, čestice se razmještaju tako da, stvarajući vlastito polje, nastoje poništiti vanjsko polje.



Zadatak

- Izračunajte Debyevu duljinu ili Debyev polumjer za:
 - plazmu u magnetskim petljama Sunčeve korone $T = 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ $n_e = 10^{15} \text{ m}^{-3}$
 - E-sloj ionosfere $T = 200 \text{ K}$, $n_e = 10^{11} \text{ m}^{-3}$

Pogledati vrijednosti Debyeve duljine za tinjavi izboj i fuzijski reaktor.



De Broglieva valna duljina i kvantni efekti

- **Kvantni efekti** postaju važni ako je tipična udaljenost između dvije čestice u plazmi približno jednaka ili manja od **de Broglieve valne duljine čestica**

$$mv = \frac{h}{\lambda}$$

- Budući je **de Broglieva valna duljina elektrona mnogo veća od iste za ione**, prije se javljaju kvantni efekti za elektrone nego za ione.
- Stoga, da bi se odredila **granica između klasičnog i kvantnog režima**, dovoljno je razmatrati samo elektrone.

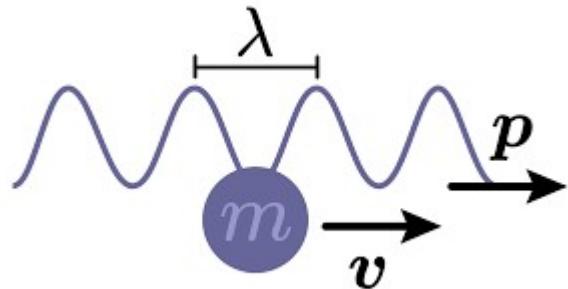
Heisenbergov princip neodređenosti

- Heisenbergov princip neodređenosti:

$$\langle \Delta p \rangle \langle \Delta x \rangle \geq \frac{\hbar}{2}$$

- $\langle \Delta p \rangle$ neodređenost količine gibanja
- $\langle \Delta x \rangle$ neodređenost položaja
- $\hbar = \frac{h}{2}$ reducirana Planckova konstanta





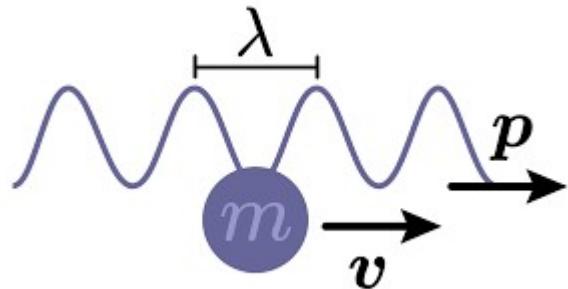
De Broglieva valna duljina i kvantni efekti

- **Za klasičan opis** najveći mogući $\langle \Delta p \rangle$ se javlja kad je neodređenost količine gibanja = (srednji kvadrat količine gibanja) $^{1/2}$:

$$\langle \Delta p \rangle = (\langle (m_e v)^2 \rangle)^{1/2} = (3m_e k T_e)^{1/2}$$

- **Kvantni efekti** prvo postaju važni kad je neodređenost u položaju $\langle \Delta x \rangle$ približno jednaka srednjoj udaljenosti do najbližeg elektrona:

$$\langle \Delta x \rangle = \frac{1}{n_e^{1/3}}$$



De Broglieva valna duljina i kvantni efekti

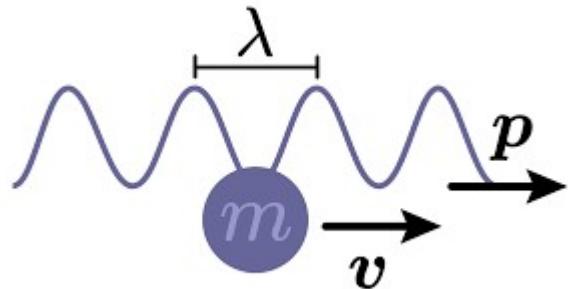
- Kombinirajući ova 2 uvjeta s principom neodređenosti dobijemo:

$$\frac{(3m_e k T_e)^{1/2}}{n_e^{1/3}}$$
 puno veće od reducirane Planckove konstante \hbar

Ovo definira **granicu u n_e - T_e prostoru** koja odvaja klasični od kvantnog režima.

- Jednadžba granice je:

$$\frac{T_e^{3/2}}{n_e} = \frac{(\hbar/2)^3}{(3m_e k)^{3/2}}$$



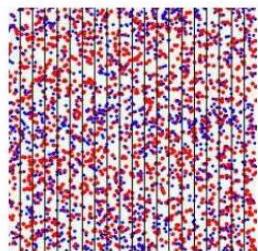
De Broglieva valna duljina i kvantni efekti

- Kvantni efekti postaju važniji kako temperatura pada.
- To se javlja jer de Broglieva valna duljina raste kako brzina elektrona pada:

$$\frac{(\hbar/2)^3}{(3m_e k)^{3/2}} = 6,33 \cdot 10^{-19} \text{ K}^{3/2} \text{cm}^{-3}, \text{ što je vrlo malo.}$$

- **Za klasičan opis** trebamo umjerene vrijednosti temperature.
- **Za kvantni opis** trebamo vrlo visoke gustoće (kao u metalima i u različitim astrofizičkim objektima poput bijelih patuljaka).

Langmuir oscillation



One of the electrostatic waves

The waves are generated by the electric charge separation, which is caused by thermal oscillation.

ELEKTROSTATSKI PLAZMENI VALOVI

Promatrajmo grupu elektrona u nekoj točki prostora i zatitrajmo ih.

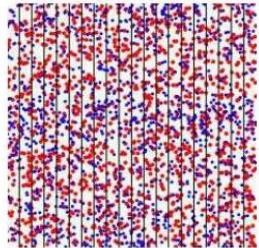
Titranje elektrona oko položaja ravnoteže stvara promjenjivo električno polje i tako dolazi do poremećaja okolne raspodjele naboja.

Titranje se prenosi u okoliš i nastaje **elektrostatski val** koji titra **plazmenom frekvencijom**.

Takav val zovemo **Langmuirovim valom**.

Da bi elektroni sudjelovali u titranju elektrostatskog vala, tj. da bi se osigurao opstanak vala, **elektroni moraju titrati koherentno s lokalnim električnim poljem**.

Time smo odredili donju granicu mogućih valnih duljina.



ELEKTROSTATSKI PLAZMENI VALOVI

Lokalno električno polje se znatnije mijenja u vremenu reda veličine

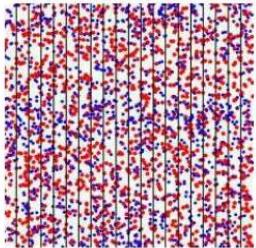
$$1/\omega$$

Za to vrijeme se elektron zbog termičkog gibanja prosječno pomakne za

$$v_T / \omega$$

Pomakne se za λ_D

Samim time smo našli uvjet za valne duljine –
koherentno titranje je moguće samo ako je Debyeov polumjer mnogo manji od valne duljine.



ELEKTROSTATSKI PLAZMENI VALOVI

Dinamika elektrostatskih valova se može predočiti jednostavnom **mehaničkom analogijom**.

Za **sustav vezanih njihala**, kad je valna duljina mnogo veća od razmaka njihala d , jednadžba koja povezuje frekvenciju i valnu duljinu vala (disperzijska jednadžba) je:

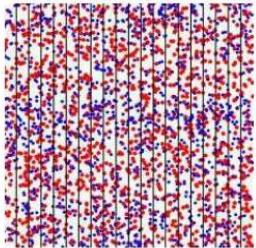
$$\omega^2 = \frac{g}{l} + \frac{k}{m} \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \right)^2$$

g – akceleracija sile teže,

k – koeficijent elastičnosti opruga koje povezuju njihala,

l – duljina niti njihala,

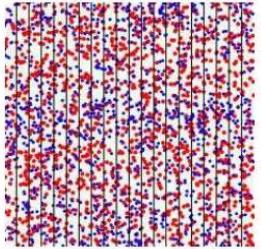
m – masa utega.



ELEKTROSTATSKI PLAZMENI VALOVI

- **Prvi član** je posljedica djelovanja vanjske elastične sile koja uzrokuje titranje svakog njihala neovisno.
- **Drugi član** se pojavljuje zbog međudjelovanja susjednih njihala i ne ovisi o vanjskoj sili.

$$\omega^2 = \frac{g}{l} + \frac{k}{m} \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \right)^2$$



ELEKTROSTATSKI PLAZMENI VALOVI

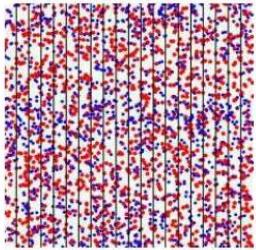
Disperzijska jednadžba za Langmuirove valove za plazmu u kojoj nema magnetskog polja ima identičan oblik:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 \left(1 + 3 \frac{\lambda_D^2}{\lambda^2}\right)$$

Elektronska plazmena frekvencija je prirodna frekvencija elektrostatskog titranja plazme.

Fazna brzina širenja vala je dana s:

$$\lambda\omega/2\pi$$



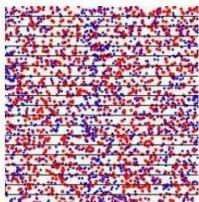
ELEKTROSTATSKI PLAZMENI VALOVI

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 \left(1 + 3 \frac{\lambda_D^2}{\lambda^2}\right)$$

- U gornjoj jednadžbi **prvi član** predstavlja prirodnu frekvenciju titranja plazme zbog pojave elastične sile (električnog polja).
- **Drugi član** ne ovisi o električnom naboju, ali ovisi o temperaturi elektrona, dakle o elektronskom tlaku, tj. o sudarnom međudjelovanju elektrona.

Titranje naboja obično dovodi do stvaranja elektromagnetskog zračenja, ali kad radimo s Langmuirovim valovima to nije tako.

ELEKTROSTATSKI PLAZMENI VALOVI



Pogledajmo Maxwellovu jednadžbu za rotaciju magnetskog polja:

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

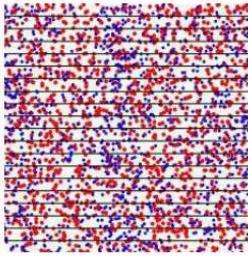
Član koji dovodi do stvaranja elekromagnetskog zračenja je **struja pomaka** - drugi član.

U aproksimaciji možemo uzeti da su ioni nepokretni pa el. struja dolazi samo od elektronskog doprinos-a:

$$\vec{j} = -n_e e \vec{u}$$

→ → **brzina titrajućih elektrona**

ELEKTROSTATSKI PLAZMENI VALOVI

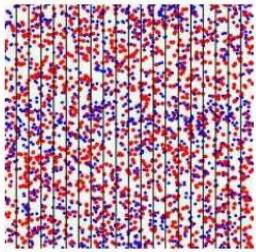


Ako je $m_e \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -e \vec{E}$

$$\text{dobijemo } \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \frac{n_e e^2 \vec{E}}{m_e}$$

Deriviramo jednadžbu po vremenu:

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \frac{\partial}{\partial t} \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{n_e e^2 \vec{E}}{m_e} - \epsilon_0 \omega_{pe}^2 \vec{E} = 0$$

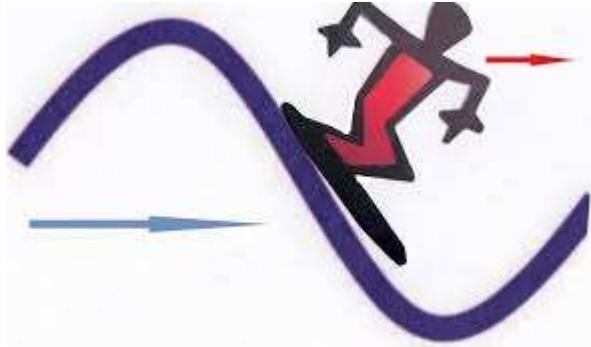


ELEKTROSTATSKI PLAZMENI VALOVI

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$$

Ako se podsjetimo izraza za **elektronsku plazmenu frekvenciju**, vidimo da su prvi i drugi član istog iznosa, ali suprotnih predznaka i pokazuje se da nema izvora promjenjivog magnetskog polja – promjena u vremenu električnog polja je takva da **struju pomaka poništava efekt struje vezane za titranje elektrona**.

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \frac{\partial}{\partial t} \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{n_e e^2 \vec{E}}{m_e} - \epsilon_0 \omega_{pe}^2 \vec{E} = 0$$



LANDAUVO PRIGUŠENJE

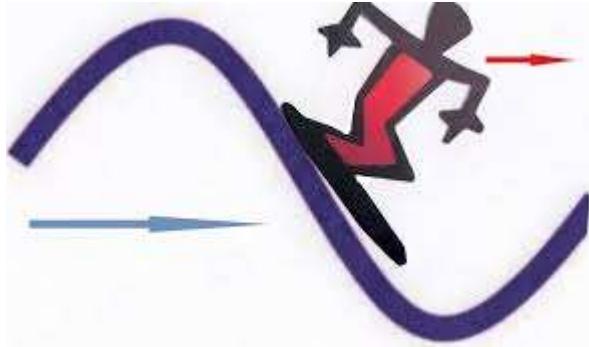
Promotrimo sad česticu koja se giba brzinom bliskom brzini gibanja Langmuirova elektrostatskog vala.

To je slučaj **rezonancije**.

U slučaju rezonancije kako je izraženo **međudjelovanje vala i čestice**.

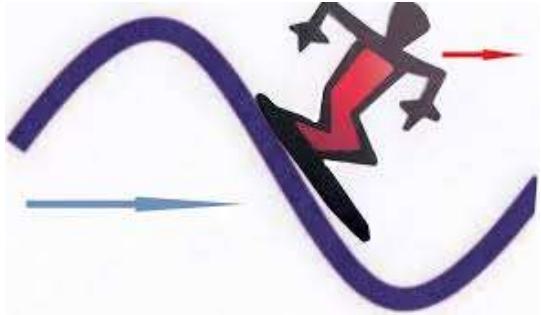
Pogledajmo na trenutak neke poznate činjenice:

- postoji reverzibilnost mikroskopskih procesa u kojima je dinamika čestica opisana Newtonovim aksiomima
- postoji nereverzibilnost makroskopskih procesa opisanih 2. zakonom termodinamike
- postoji razlika između prvih i drugih procesa



LANDAUOV PRIGUŠENJE

- Svaki termodinamički sustav se sastoji od mnoštva čestica pri čemu se svaka ponaša u skladu s Newtonovim aksiomima.
- Da bismo mogli razumjeti pojavu Landauova prigušenja, trebali bismo povezati ta dva fizikalna opisa.
- **Landauovo prigušenje** se javlja u slučaju **rezonancije nabijene čestice i elektromagnetskog vala** pri čemu dolazi do razmjene energije jedne čestice i kolektivnog poremećaja koji predstavlja val.



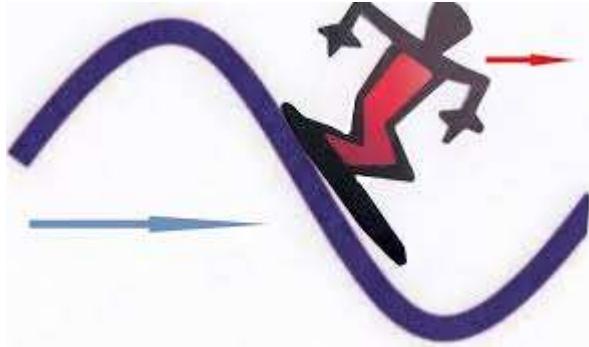
LANDAUOVO PRIGUŠENJE

Razmatrat ćemo radi jednostavnosti **1D plazmeni sustav: titrajući niz elektrona i niz jednoliko raspoređenih mirujućih protona.**

Elektrostatski val elektrona opisan je kružnom frekvencijom, valnim vektorom k i faznom brzinom

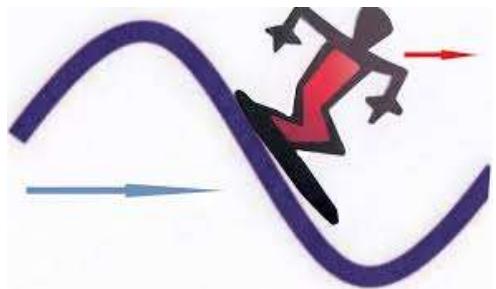
$$\nu_f = \frac{\omega}{k}$$

Ubačeni elektron ima brzinu: $u = \nu_f$

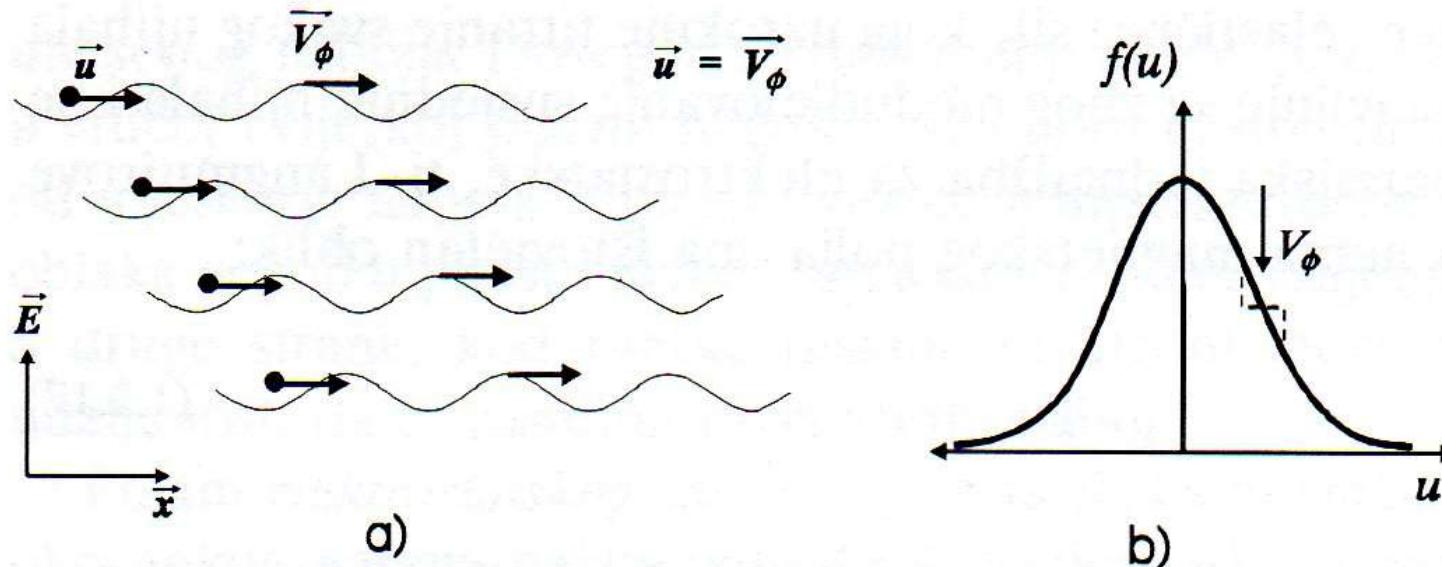


LANDAUOV PRIGUŠENJE

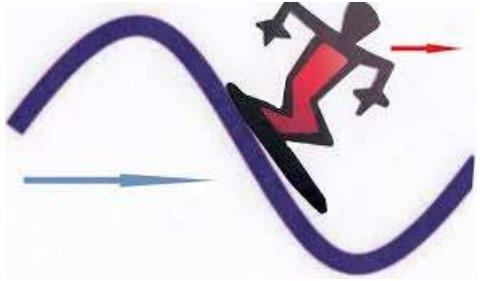
- Kako se ubačeni elektron giba brzinom koja je jednaka brzini vala, on osjeća konstantno električno polje prouzročeno valom.
- Elektron će se ubrzavati ili usporavati već ovisno o tome koji je predznak polja – **energija prelazi iz vala na česticu ili obrnuto.**
- Čestice koje imaju nešto manju brzinu od fazne brzine, budu ubrzane, a čestice s nešto većom brzinom usporene.
- Do prestanka međudjelovanja čestice i vala dolazi **spontano** kad zbog procesa prijenosa energije brzina čestica postane ili znatno veća, ili znatno manja od fazne brzine vala – time **prestaje stanje rezonancije.**



LANDAUOVO PRIGUŠENJE



Slika 1. 3. a) Međudjelovanje nabijene čestice i elektrostatskog vala: čestica brzine podjednake brzini vala osjeća približno konstantno električno polje; **b)** Poremećaj Maxwellove raspodjele čestica po brzinama u smjeru valnog vektora: za bilo koju faznu brzinu uvijek je više čestica sporijih od vala negoli bržih od vala, pa Landauovo prigušenje dovodi do prelaska energije vala u termičko gibanje čestica; Landauovo prigušenje poremećuje raspodjelu (isprekidana crta: val predaje energiju česticama).



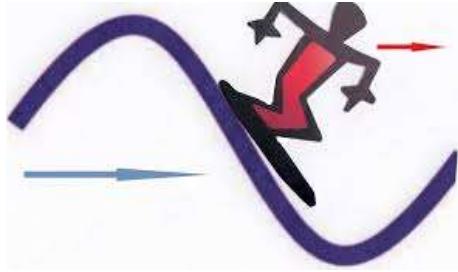
LANDAUOV PRIGUŠENJE

U procesu vrijedi **zakon očuvanja energije** – energija se samo preraspodjeljuje između čestice i vala.

Opisani proces predstavlja jednu vrstu **kolektivnog kulonskog raspršenja** – električno polje koje djeluje na ubaćenu česticu, posljedica je kolektivnog električnog polja mnoštva elektrona i iona.

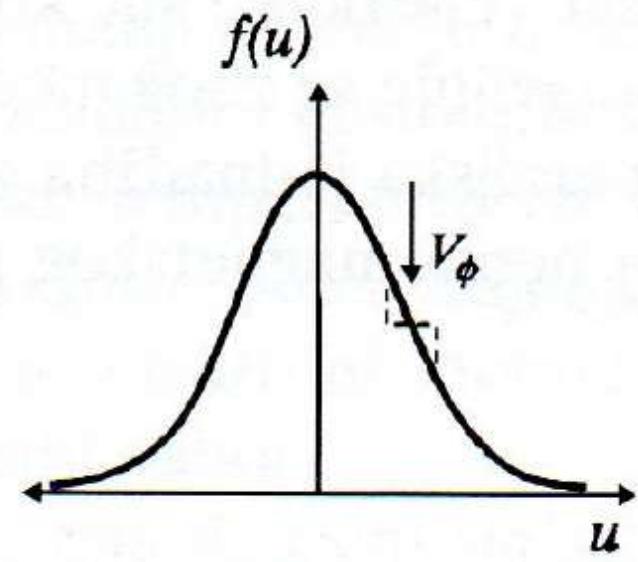
Plazmena oscilacija na kojoj se čestica raspršuje je kao treće tijelo u plazmi i ono je uzrokom raspršivanja čestica.

Zato se elektrostatski plazmeni val često naziva **plazmonom** (točnije, **longitudinalnim plazmonom** zbog longitudinalne prirode vala - **titranje u smjeru širenja vala**, a ne okomito na smjer širenja).



LANDAUOVO PRIGUŠENJE

U slučaju **plazme s Maxwellovom raspodjelom elektrona** koja je okarakterizirana termičkom brzinom, **broj elektrona** s komponentom brzine u smjeru vala nekoliko puta većom od termičke brzine, **eksponencijalno opada** s kinetičkom energijom.

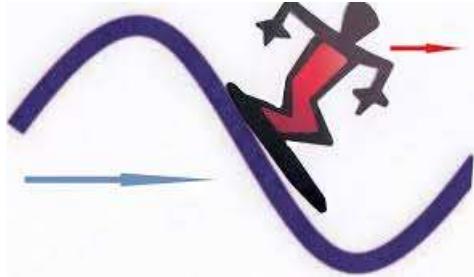


$$v_{Te}$$

Termička brzina

$$v_f$$

Fazna brzina



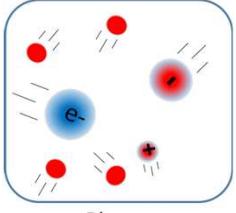
LANDAUOVO PRIGUŠENJE

- **Elektrostatski val fazne brzine** v_f koja je nekoliko puta veća od **termalne brzine elektrona** v_{Te} , susreće vrlo mali broj rezonantnih elektrona s kojima može izmijeniti energiju pa se može širiti plazmom.
- Kad je fazna brzina usporediva ili manja od termičke brzine, val predaje energiju značajnom broju elektrona pa je val vrlo brzo prigušen.
- Taj proces nazivamo Landauovim prigušenjem.

Osnove fizike plazme

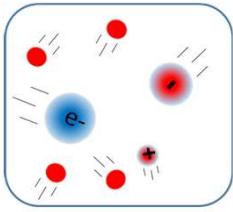
PONAŠANJE JEDNE ČESTICE



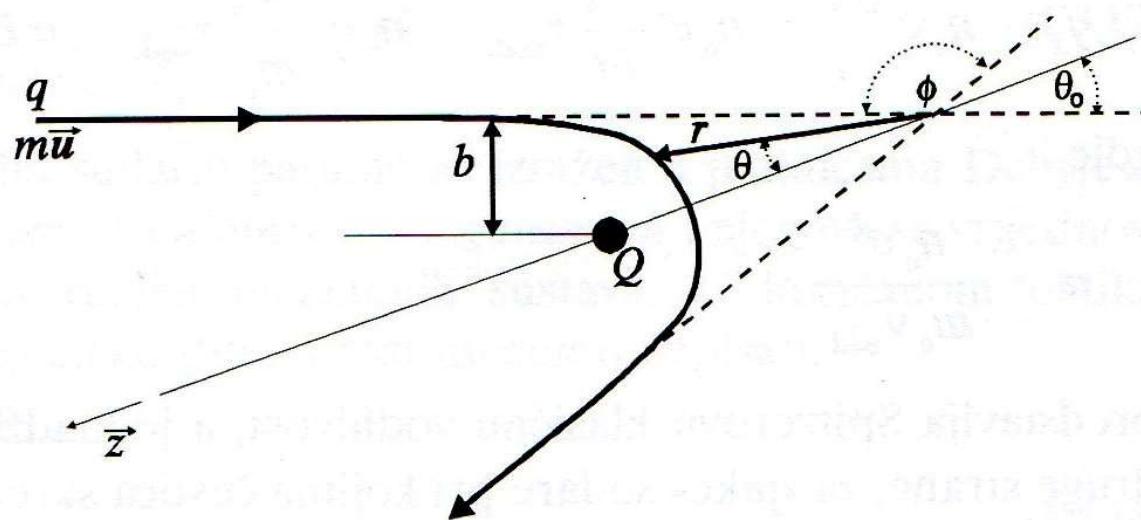


DVOČESTIČNI SUDARI

- U prethodnim razmatranjima smo gledali **kolektivna svojstva plazme** i pri tom opisivali samo **kolektivnu dinamiku elektrona**.
- **Uloga iona** u tom opisu je svedena na to **da postoje** i da se pomoću njih ostvaruje **makroskopska elektroneutralnost plazme**.
- Međutim, u stvarnosti, elektroni ipak s vremena na vrijeme dolaze u blizak kontakt s ionima i tada međudjelovanje 2 čestice postaje važno.
- Razmatrat ćemo **ulogu kulonskog međudjelovanja u dvojnim sudarima elektrona i iona**.



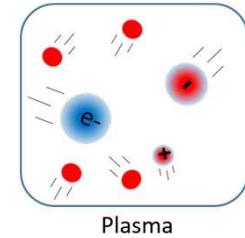
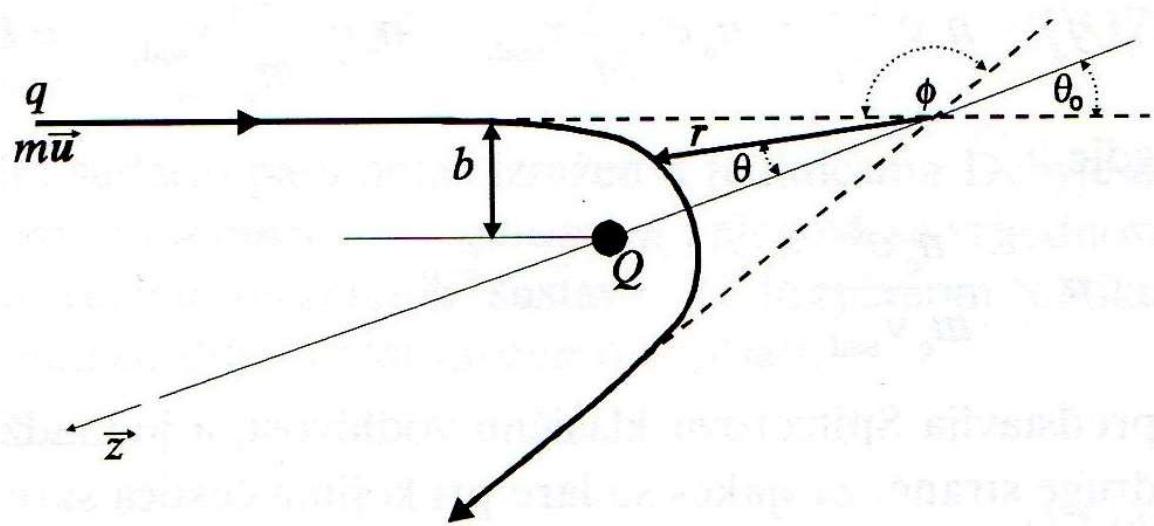
2-ČESTIČNI SUDARI



Slika 1.4. Elastični sudar čestice male mase s česticom velike mase

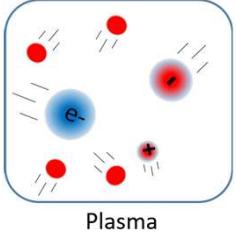
Razmatrat ćemo elastični sudar nabijene čestice naboja q i mase m s mnogo masivnijom česticom naboja Q koja tijekom sudara ostaje na mjestu.

Putanja naboja q određena je početnom brzinom u_0 , a to je brzina na velikoj udaljenosti od naboja Q .



2-ČESTIČNI SUDARI

- Svojstva putanje se iskazuju preko dva parametra:
 - **parametra sudara b** (normalna ili okomita (najkraća) udaljenost od centra nabijene čestice Q do pravca početnog kretanja nabijene čestice q)
 - **iznosa brzine na velikoj udaljenosti u_0**
- Neka je z -os os simetrije s obzirom na putanju naboja q .
- Kut pod kojim naboј q nalijeće na naboј Q je označen s θ_0 - to je polukut kuta suplementa kuta raspršenja Φ .
- **Polarna koordinata** čestice q s obzirom na naboј Q je θ , a **radijalna koordinata** r .



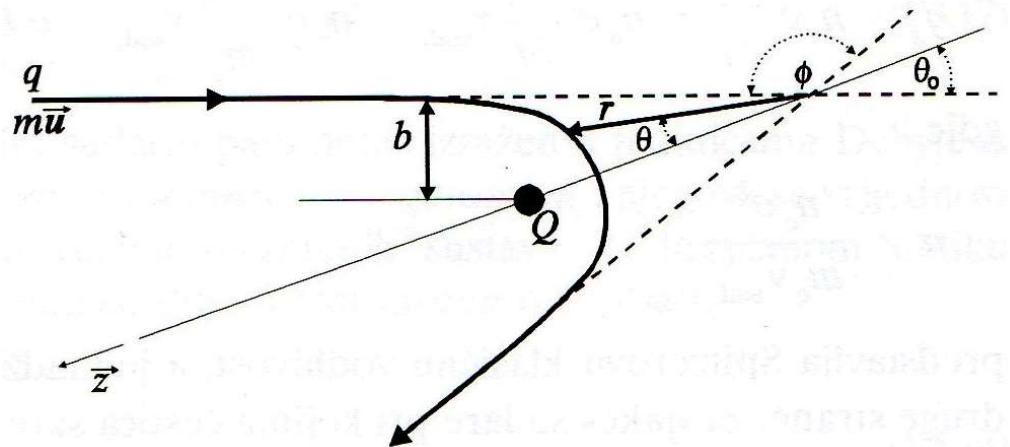
2-ČESTIČNI SUDARI

Coulombova sila u određenom smjeru z-osi u danom trenutku iznosi:

$$F_z = \frac{qQ \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Za vrijeme sudara čestica q promijeni količinu gibanja za:

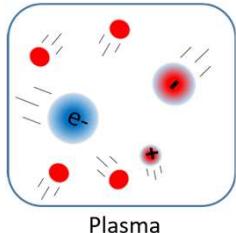
$$\Delta p_z = 2mu_0 \cos \theta_0 = \int_{-\infty}^{\infty} F_z dt$$



Nakon uvrštanja i integriranja dobijemo:

$$\Delta p_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \frac{qQ}{r^2} \frac{\cos \theta}{\theta} d\theta = \frac{qQ \sin \theta_0}{2\pi\epsilon_0 bu_0}$$

$$\tan \theta_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 mu_0^2 b}{qQ}$$



2-ČESTIČNI SUDARI

Također smo prepostavili da je kutna količina gibanja konstantna u polju centralne sile i jednaka početnoj vrijednosti

$$mr^2 d\theta / dt$$

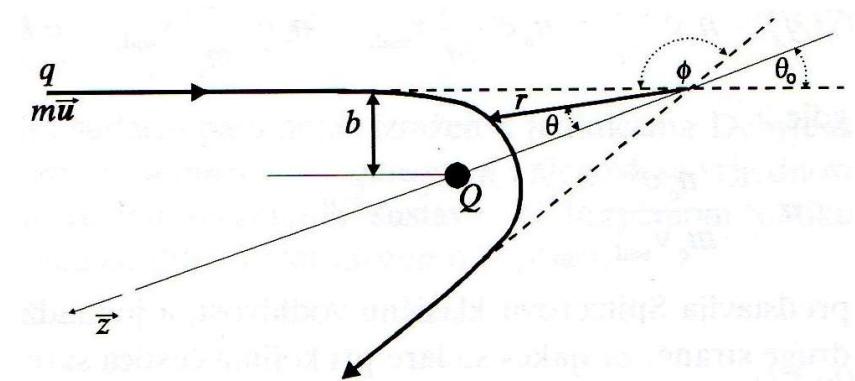
$$mbu_0$$

Tijekom sudara čestica je skrenula za kut raspršenja što znači da vrijedi:

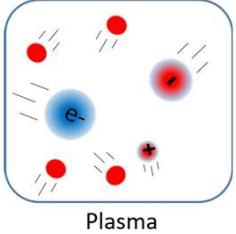
$$\phi = \pi - 2\theta$$

$$\sin(\phi/2) = \cos \theta_0 \quad \cos(\phi/2) = \sin \theta_0 \quad \cot(\phi/2) = \tan \theta_0$$

**RUTHERFORDOVA
FORMULA RASPRŠENJA**



$$\cot(\phi/2) = \frac{4\pi\epsilon_0 mbu_0^2}{qQ}$$



2-ČESTIČNI SUDARI

Za vodikovu plazmu
(elektron+ion, oba naboja e):

Za male kutove raspršenja $\phi \rightarrow 0$

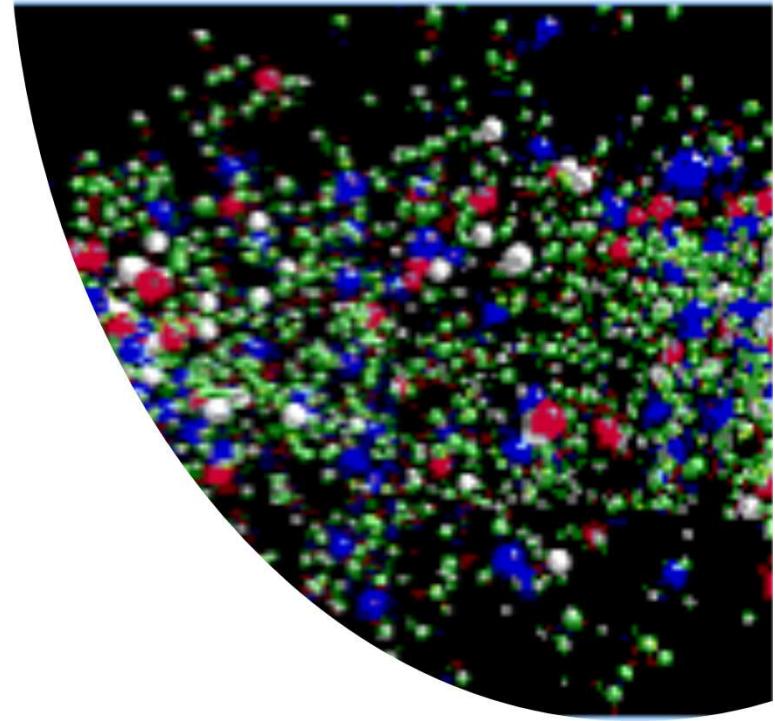
nalazimo da $\cot(\phi/2) \rightarrow \infty$

pa jednadžba pokazuje da parametar sudara b postaje velik pri raspršenju pod malim kutom:

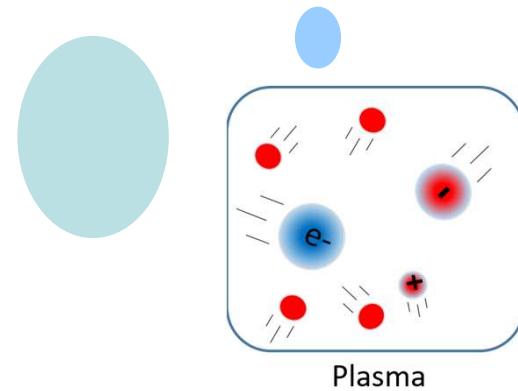
$$b \propto \cot(\phi/2)$$

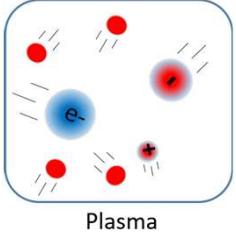
To znači da postoji neki kut raspršenja pri kojem je b tako velik da naboj q ima manji parametar za sudar s nekom drugom česticom nego za sudar s česticom naboja Q .

- Svaka nabijena čestica u plazmi istodobno doživljava sudar s mnoštvom čestica podjednakim intenzitetom.
- Tek **vrlo rijetko doživljava dvočestični sudar** i to kad se nađe izrazito blizu samo jedne čestice za što je mala vjerojatnost.
- Ovo svojstvo potječe **od dugog dosega Coulombove sile** i pokazuje da je za opis plazmenog sustava pogodniji **kolektivni pristup**.



2-ČESTIČNI SUDARI





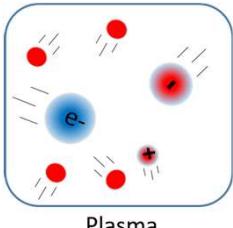
SPITZEROVA VODLJIVOST

Izračunajmo sada **klasičnu električnu vodljivost potpuno ionizirane vodikove plazme** (uzima se točnost na red veličine).

Za vodikovu plazmu vrijedi:

$$|Q| = |q| = e$$

Takva vodljivost, koja se temelji samo na razmatranju dvojnih sudara se zove **SPITZEROVA ELEKTRIČNA VODLJIVOST**.



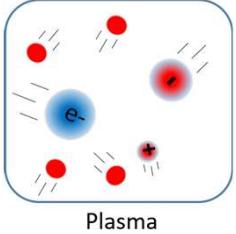
SPITZEROVA VODLJIVOST

- Kad su u plazmi pobuđeni elektrostatski valovi te dolazi do raspršenja elektrona i na električnom polju vala, povećava se efektivna učestalost sudara pa je električna vodljivost manja od Spitzerove vodljivosti.
- Takvu električnu vodljivost nazivamo **ANOMALNOM ELEKTRIČNOM VODLJIVOŠĆU**.

τ_{sud} tipično vrijeme koje protekne između dva sudara

$$\nu_{sud} = 1 / \tau_{sud}$$

SUDARNA UČESTALOST



SPITZEROVA VODLJIVOST

Radi jednostavnosti uzmemo da je električno polje u smjeru osi x pa slijedi:

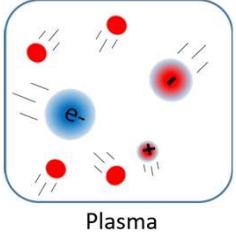
$$j_x = n_e e \frac{\partial x}{\partial t} = n_e e \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \tau_{sud} = n_e e \frac{e E_x}{m_e} \tau_{sud} = \sigma E_x$$

$$\sigma = n_e \frac{e^2}{m_e v_{sud}}$$

Spitzerova klasična vodljivost

$$j_x = \sigma E_x$$

Ohmov zakon



SPITZEROVA VODLJIVOST

Za „jake“ sudare pri kojima čestica skrene za kut reda veličine $\pi/2$ i više (tzv. sudari koji „zaustavljaju“ česticu), možemo reći da je red veličine promjene količine gibanja jednak samom iznosu količine gibanja:

$$\Delta p_x \approx p_x$$

$$\Delta p_x \approx m_e v_x \approx F \tau_0$$

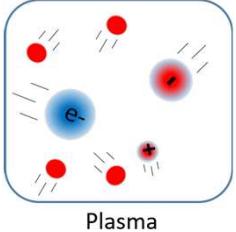
$$\tau_0 = b/u$$

procjena trajanja sudara

b je **sudarni parametar**

$$F = e^2 / 4\pi\epsilon_0 b^2$$

procjena iznosa Coulombove sile



SPITZEROVA VODLJIVOST

Iznos količine gibanja je:

$$\Delta p_x \approx m_e u_x \approx F \tau_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 b u_x}$$

Odatle je **sudarni parametar**:

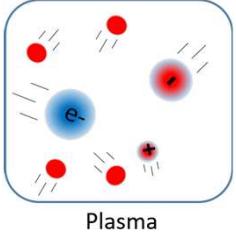
$$b = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e u_x^2}$$

Udarni presjek možemo približno procijeniti na:

$$A_{sud} = \pi b^2 = \frac{e^4}{16\pi\epsilon_0^2 m_e^2 u_x^4}$$

Za **sudarnu učestalost** možemo pisati:

$$\nu_{sud} = n_e A u_x$$



SPITZEROVA VODLJIVOST

Nalazimo:

$$\nu_{sud} \propto \frac{1}{u_x^3}$$

$$\nu_{sud} = \frac{n_e u_x e^4}{16\pi\epsilon_0^2 m_e^2 u_x^4}$$

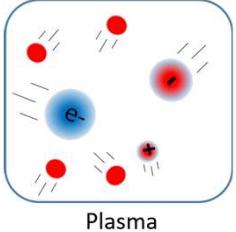
Jednadžba koja definira električnu vodljivost postaje:

$$\sigma = \frac{16\pi m_e \epsilon_0^2 u_x^3}{e^2}$$

$$u = \nu_T = (k_B T / m_e)^{1/2}$$

Približni oblik za Spitzerovu električnu vodljivost

$$\sigma = \frac{16\pi m_e \epsilon_0^2 k_B^{3/2}}{m_e^{1/2} e^2} T^{3/2}$$



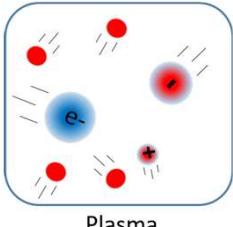
SPITZEROVA VODLJIVOST

Detaljnijim razmatranjem (koje mi nismo provodili) nalazi se **točan oblik izraza za sudarnu učestalost:**

$$\nu_{sud} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{m_e} \right)^{1/2} \frac{n_e e^4}{16\pi\varepsilon_0^2 (k_B T)^{3/2}} \ln \Lambda$$

$$\Lambda = r_D / b$$

maksimalni sudarni parametar izražen u jedinicama Debyeva polumjera



SPITZEROVA VODLJIVOST

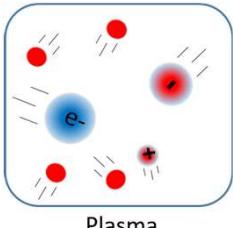
$$\ln \Lambda$$

COULOMBOV LOGARITAM - njegova se vrijednost kreće u intervalu od 10 do 20 za većinu plazmenih sustava.

U brojčanom obliku **električnu vodljivost i magnetsku difuzivnost** možemo napisati kao:

$$\sigma \approx 10^{-3} T^{3/2}$$

$$\eta = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \approx 10^9 T^{-3/2}$$



SPITZEROVA VODLJIVOST

Pogledajmo važne posljedice jednadžbi:

$$A_{sud} = \pi b^2 = \frac{e^4}{16\pi\varepsilon_0^2 m_e^2 u_x^4}$$

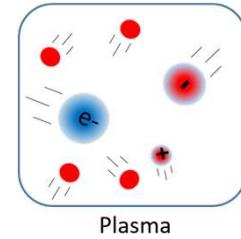
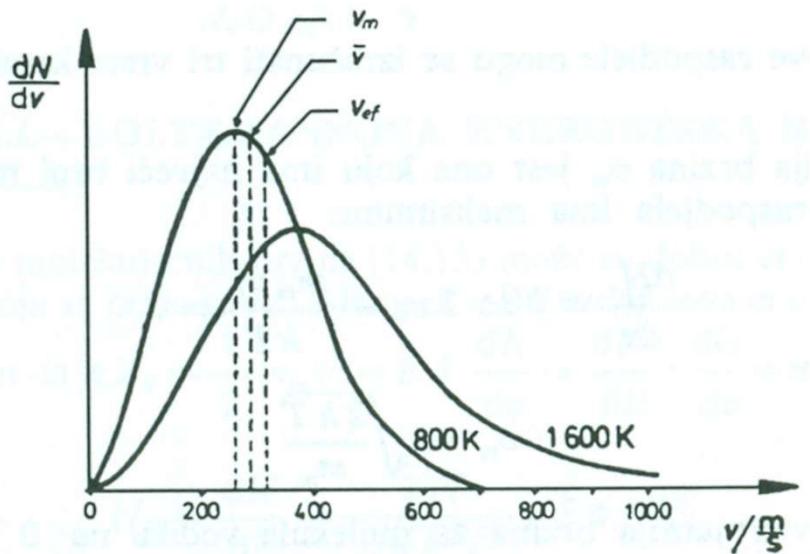
$$\nu_{sud} = \frac{n_e u_x e^4}{16\pi\varepsilon_0^2 m_e^2 u_x^4}$$

Udarni presjek je proporcionalan s u^4 što znači da je vjerojatnost sudara znatno manja za brže elektrone. Srednji slobodni put je znatno veći za brže elektrone.

$$l_{sud} = \nu \tau_{sud} \propto u^4$$

Ako srednji slobodni put za elektron dane brzine postane veći od razmjera sustava, taj elektron „**bježi**“ iz sustava.

Pri Maxwelllovoj raspodjeli elektrona dio elektrona koji mogu pobjeći iz sustava je zanemariv.

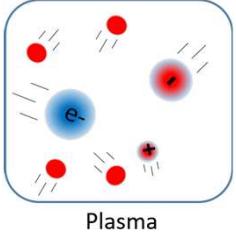


SPITZEROVA VODLJIVOST

No pojavi li se dovoljno jako vanjsko električno polje te je veći broj elektrona znatno ubrzan između dva sudara, **PROCES BJEŽANJA ELEKTRONA** može zahvatiti značajni dio elektronske populacije.

Dio elektrona **u repu Maxwellove raspodjele** (elektroni s brzinom većom od neke kritične vrijednosti za dano polje) uopće ne doživljavaju sudare i snop brzih elektrona napušta plazmeni sustav u smjeru suprotnom od smjera električnog polja.

Elektroneutralnost se uspostavlja tzv. **POVRATNOM STRUJOM** u ostatku plazme za koju nije uspostavljen režim „bježanja“ – tzv. **POZADINSKA PLAZMA**.



SPITZEROVA VODLJIVOST

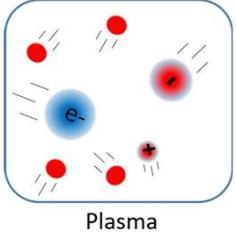
Efekt **MASOVNOG BJEŽANJA** počinje ako elektroni između dva uzastopna sudara dobije energiju veću od termičke energije:

$$eE\lambda_{sud} \geq eE_D\lambda_{sud} = k_B T_e$$

E_D predstavlja kritično električno polje pri kojem nastaje pojava masovnog bježanja elektrona.

$$\lambda_{sud} = u \tau_{sud}$$

$$E \geq \frac{n_e e^3}{16\pi \epsilon_0^2 k_B T_e}$$



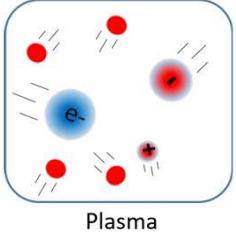
SPITZEROVA VODLJIVOST

Točnije razmatranje temeljeno na kinetičkoj teoriji daje **procjenu vrijednosti kritičnog električnog polja**:

$$E_D = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_D^2}$$

$$r_D = \lambda_D$$

→ **Debyeov polumjer**



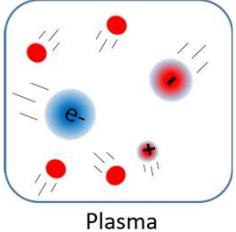
GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

Plazma se sastoji od nabijenih čestica pa magnetsko polje znatno utječe kako na ponašanje pojedinih čestica tako i na ponašanje cijelog plazmenog sustava.

Na česticu naboja q , koja se u magnetskom polju giba nekom brzinom djeluje **LORENTZOVA SILA**:

$$\vec{F}_L = q\vec{u} \times \vec{B}$$

Kako je Lorentzova sila uvijek okomita na smjer brzine, ona ne može mijenjati iznos brzine već samo smjer.



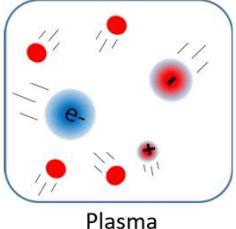
GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

Prethodnu jednadžbu smatramo zapravo jednadžbom gibanja i možemo je pisati u sljedećem obliku:

$$\frac{\vec{du}}{dt} = \frac{q}{m} \vec{u} \times \vec{B}$$

Energija čestica koja se giba u stacionarnom magnetskom polju je konstantna.

Da bi se promijenila energija čestice, potrebna je neka **druga vanjska sila ili nestacionarno polje** (promjena magnetskog polja dovodi do pojave indukcije električnog polja koje može ubrzati česticu).

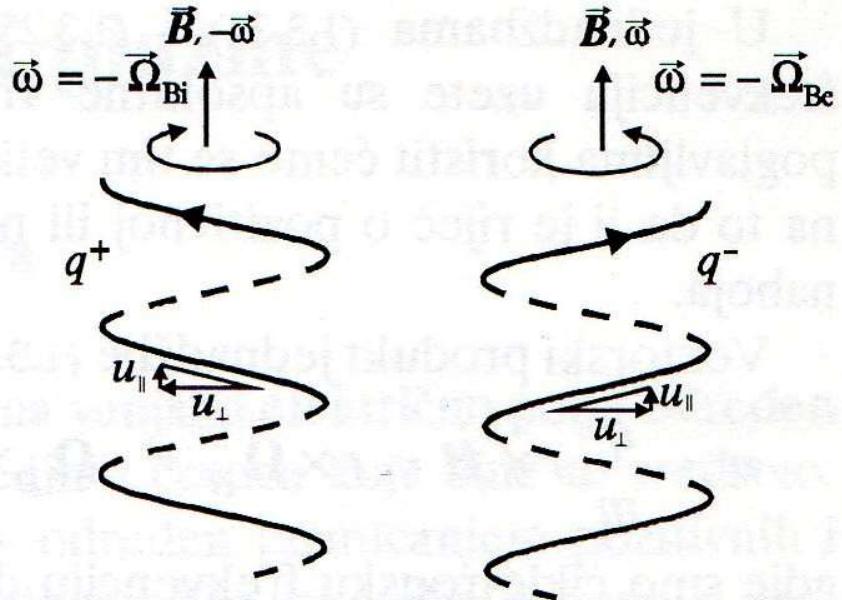


GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

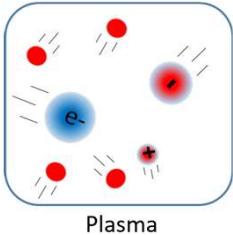
Jednadžba pokazuje da je pri konstantnom iznosu komponente brzine, okomite na homogeno i stacionarno polje, projekcija gibanja čestice u ravnini okomitoj na magnetsko polje kružnica.

Pozitivno nabijene čestice kruže u smjeru kazaljke na satu, a negativne u suprotnom smjeru.

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \frac{q}{m} \vec{u} \times \vec{B}$$



Slika 1.5. Kruženje nabijenih čestica pri $u_{||}=\text{konst.}$ u homogenom magnetskom polju
a) pozitivno nabijena čestica; **b)** negativno nabijena čestica

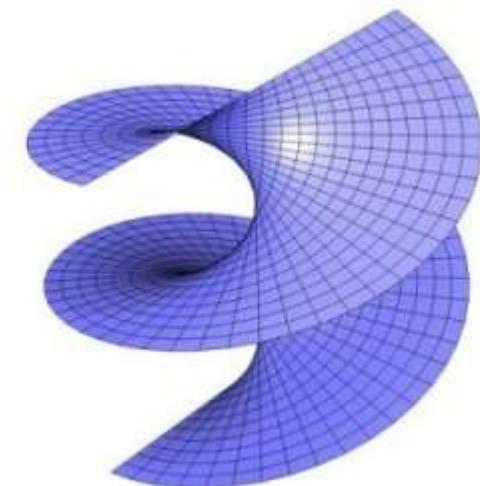


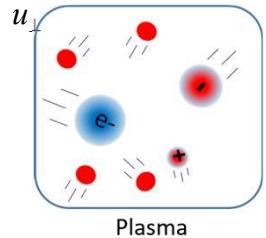
GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

$$\vec{F}_L = q\vec{u} \times \vec{B}$$

Iz jednadžbe vidimo da u smjeru magnetskog polja ne djeluje sila pa se **u smjeru silnica čestica giba konstantnom brzinom.**

Superpozicija tih dvaju gibanja opisana je **HELIKOIDOM.**



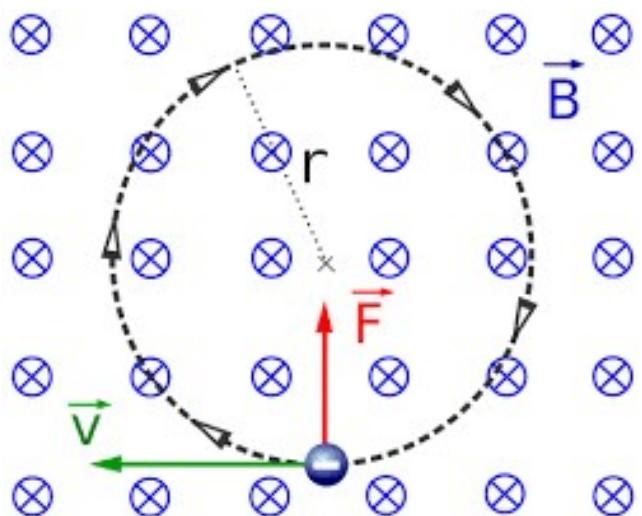


GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

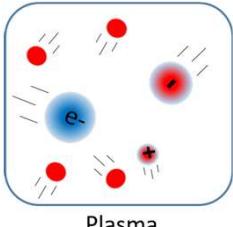
Lorentzova sila uzrokuje **centripetalno ubrzanje**

$$a = u^2 / r = \omega^2 r$$

r - polumjer zakrivljenosti putanje
 ω - kutna brzina ili kružna frekvencija
 m - masa čestice

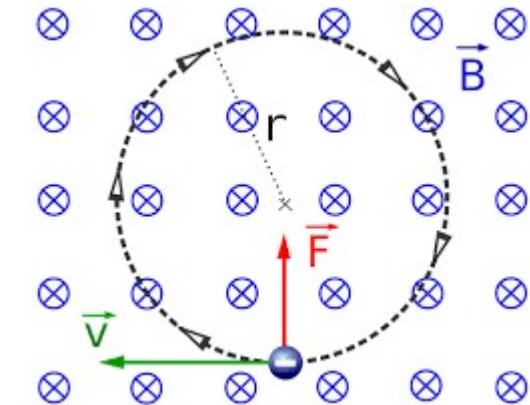


$$-\frac{u^2 \vec{r}}{r^2} = \frac{q}{m} \vec{u} \times \vec{B}$$



GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

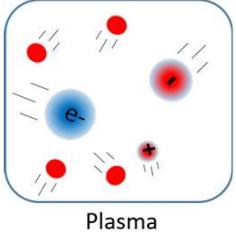
$$\frac{u_{\perp}^2}{r} = \frac{q}{m} u_{\perp} B$$



u_{\perp} → komponenta brzine okomita na smjer magnetskog polja

Iz ovih jednadžbi možemo naći polumjer kružnog gibanja naboja u ravnini okomitoj na magnetsko polje (**LARMOROV POLUMJER**)

$$r_L = \frac{m}{qB} u_{\perp}$$



GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

Uzevši u obzir relaciju za brzinu nalazimo iznos kružne frekvencije, koju zovemo **CIKLOTRONSKA FRKVENCija**:

$$u_{\perp} = \omega r = \Omega_B r_L$$

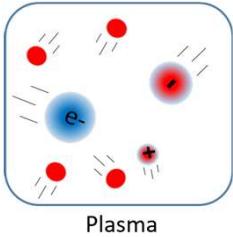
$$\Omega_B = \frac{qB}{m}$$

Elektronska ciklotronska frekvencija i ionska ciklotronska frekvencija

$$|\Omega_{Be}| = \frac{eB}{m_e}$$

$$|\Omega_{Bi}| = \frac{eB}{m_i}$$

U jednadžbama za Larmorov polumjer i ciklotronsku frekvenciju uzete su absolutne vrijednosti, ali u detaljnim razmatranjima treba uzeti u obzir da li se radi o pozitivnoj ili negativnoj čestici.



GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

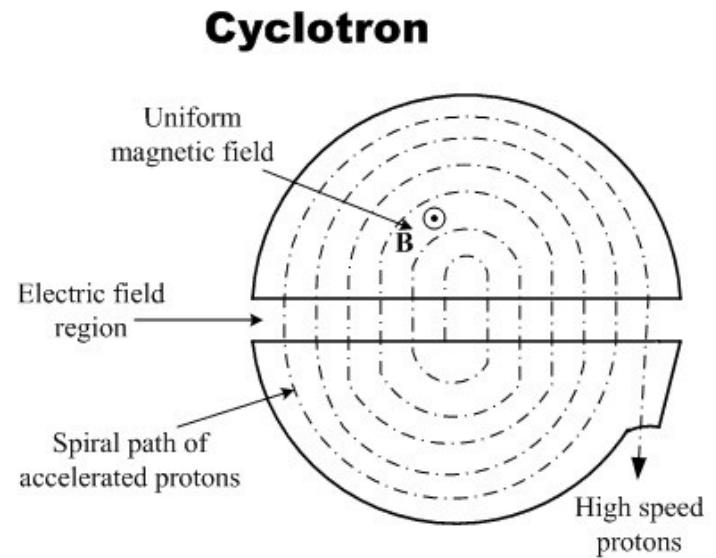
$$\vec{u} = \frac{q}{m} \vec{r} \times \vec{B} = \vec{r} \times \overrightarrow{\Omega}_B = -\overrightarrow{\Omega}_B \times \vec{r}$$

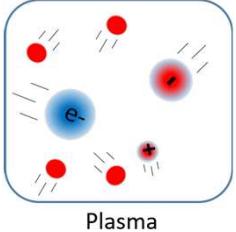
Ciklotronsku frekvenciju smo definirali kao vektor

$$\overrightarrow{\Omega}_B = \vec{B}q / m$$

Za elektrone i ione onda imamo:

$$\overrightarrow{\Omega}_{Be} = -\vec{B}q / m_e \quad \overrightarrow{\Omega}_{Bi} = \vec{B}q / m_i$$





GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

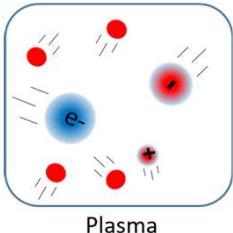
Uspoređivanjem jednadžbi dobijemo:

$$\vec{u} = \frac{q}{m} \vec{r} \times \vec{B} = \vec{r} \times \overrightarrow{\Omega}_B = -\overrightarrow{\Omega}_B \times \vec{r}$$
$$\vec{u} = \vec{\omega} \times \vec{r}$$

$\overrightarrow{\Omega}_B = -\vec{\omega}$

Ciklotronsku frekvenciju možemo shvatiti kao **pseudovektor** u smjeru magnetskog polja za pozitivnu česticu i obrnuto smjeru magnetskog polja za negativnu česticu.

Uvezši u obzir smjer rotacije pozitivne i negativne čestice, nalazimo da je taj pseudovektor usmjeren suprotno smjeru pseudovektora kutne količine gibanja.



Podsjetnik: Aksijalni vektori

Vektor kutne brzine je aksijalni vektor, to jest vektor koji se pri rotaciji koordinatnog sustava transformira kao vektor, ali se pri zrcaljenju ne mijenja.

Općenito, uzmimo neki vektor u pravokutnom koordinatnom sustavu.

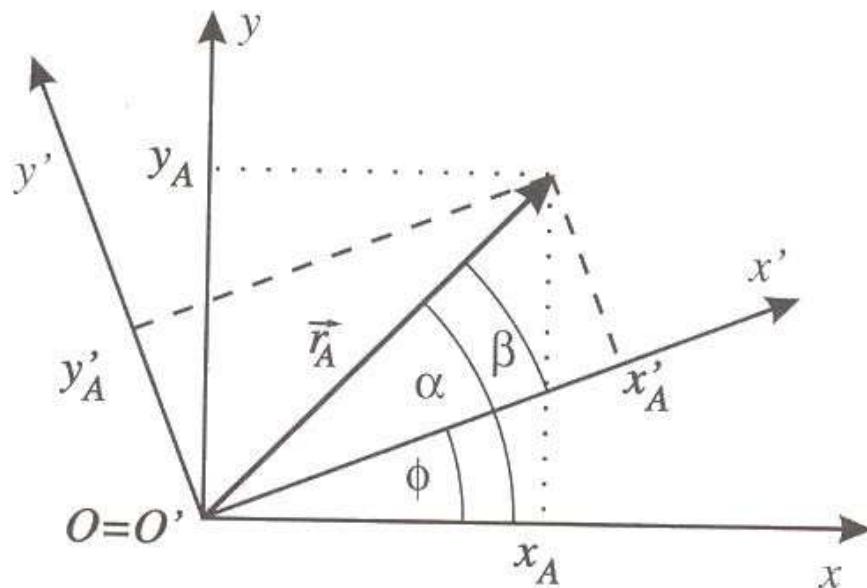
U zarotiranom koordinatnom sustavu (rotacija je oko osi z , koja gleda „iz papira“, izvedena za neki kut u pozitivnom smjeru) komponente istog vektora su takve da vidimo da je iznos vektora nepromjenjiv (invarijantan s obzirom na rotaciju koordinatnog sustava).

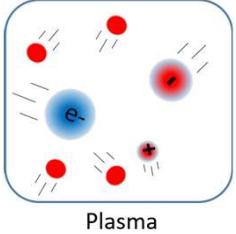
$$\vec{r} = \vec{i}x + \vec{j}y = \vec{i}r \cos \alpha + \vec{j}r \sin \alpha$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

$$\vec{r} = \vec{i}'x' + \vec{j}'y' = \vec{i}'r \cos \beta + \vec{j}'r \sin \beta$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{x'^2 + y'^2}$$





Podsjetnik: Aksijalni vektori

Pri **zrcaljenju osi**, za zrcalo postavljeno okomito na x-y ravninu, koordinate x i y promijene predznak pa imamo

$$\vec{r} \xrightarrow{\text{zrcaljenje}} (-\vec{r})$$

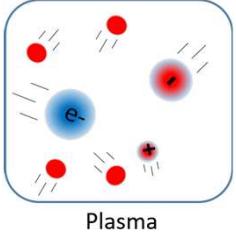
$$\vec{v} \xrightarrow{\text{zrcaljenje}} (-\vec{v})$$

$$\vec{F} \xrightarrow{\text{zrcaljenje}} (-\vec{F})$$

$$\vec{a} \xrightarrow{\text{zrcaljenje}} (-\vec{a})$$

$$\vec{\omega} \xrightarrow{\text{zrcaljenje}} (\vec{\omega})$$

Vektori koji se pri zrcaljenju ne mijenjaju zovu se **aksijalni vektori** (ili, ponekad, **pseudovektori**)

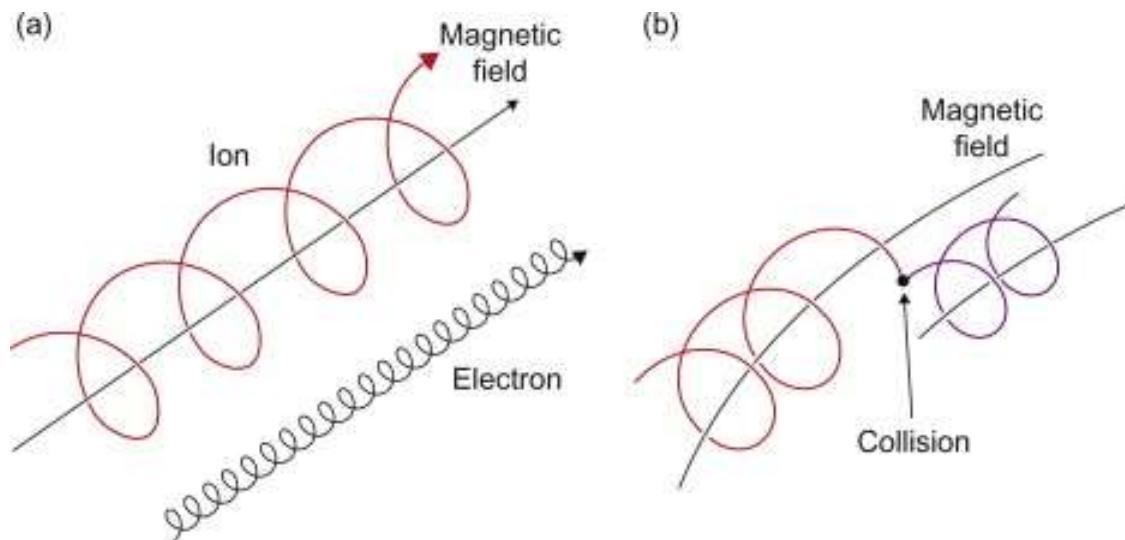


GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

Za vrijeme jednog okreta (T) čestica u smjeru magnetskog polja prevali put λ (duljina uspona helikoide) u kojem je komponenta brzine u smjeru silnica, a T **ciklotronski period**.

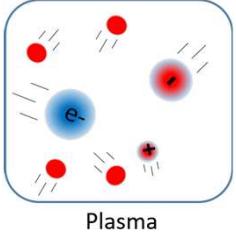
$$\lambda = u_{II} T$$

$$T = 2\pi / |\Omega_B|$$



GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

- Ako je **frekvencija sudara mnogo manja od ciklotronske frekvencije**, čestica će učiniti mnogo okreta prije nego li je neki sudar odbaci do neke druge vodeće silnice (silnica u središtu ciklotronskog okretanja).
- Ako je **frekvencija sudara mnogo veća od ciklotronske frekvencije**, ciklotronsko gibanje je od manje važnosti i čestica vrlo često preskače na razne vodeće silnice pa nasumično gibanje dominira nad uređenim ciklotronskim gibanjem pa je učinak magnetskog polja zanemariv.

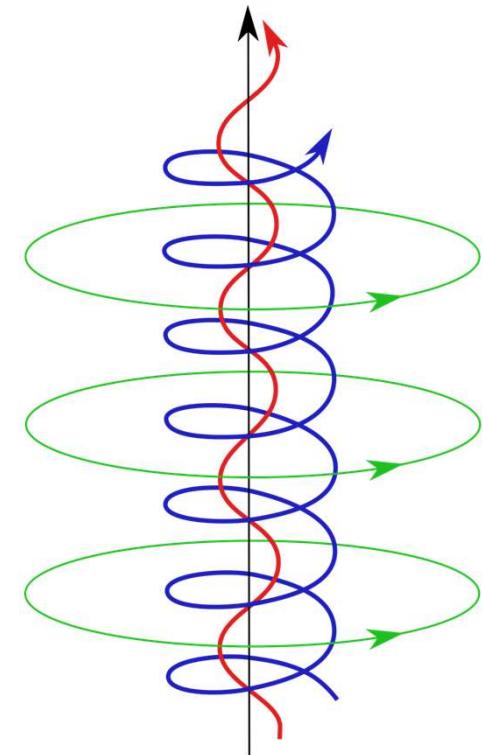


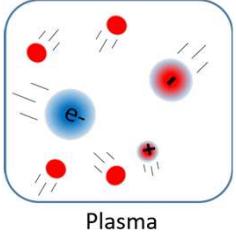
GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

Kružno gibanje naboja predstavlja električnu struju – gibanje naboja u ravnini okomitoj na magnetsko polje odgovara struji

$$I = q / T = qu_{\perp} / 2\pi r$$

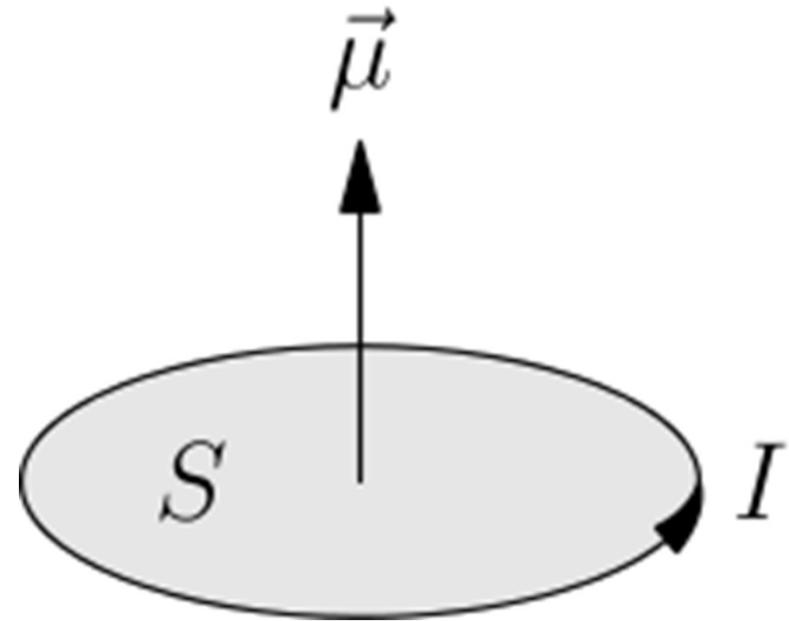
Kružna struja / stvara magnetsko polje u smjeru suprotnom od vanjskog polja bez obzira na naboj čestice.





GIBANJE NABIJENE ČESTICE U HOMOGENOM MAGNETSKOM POLJU

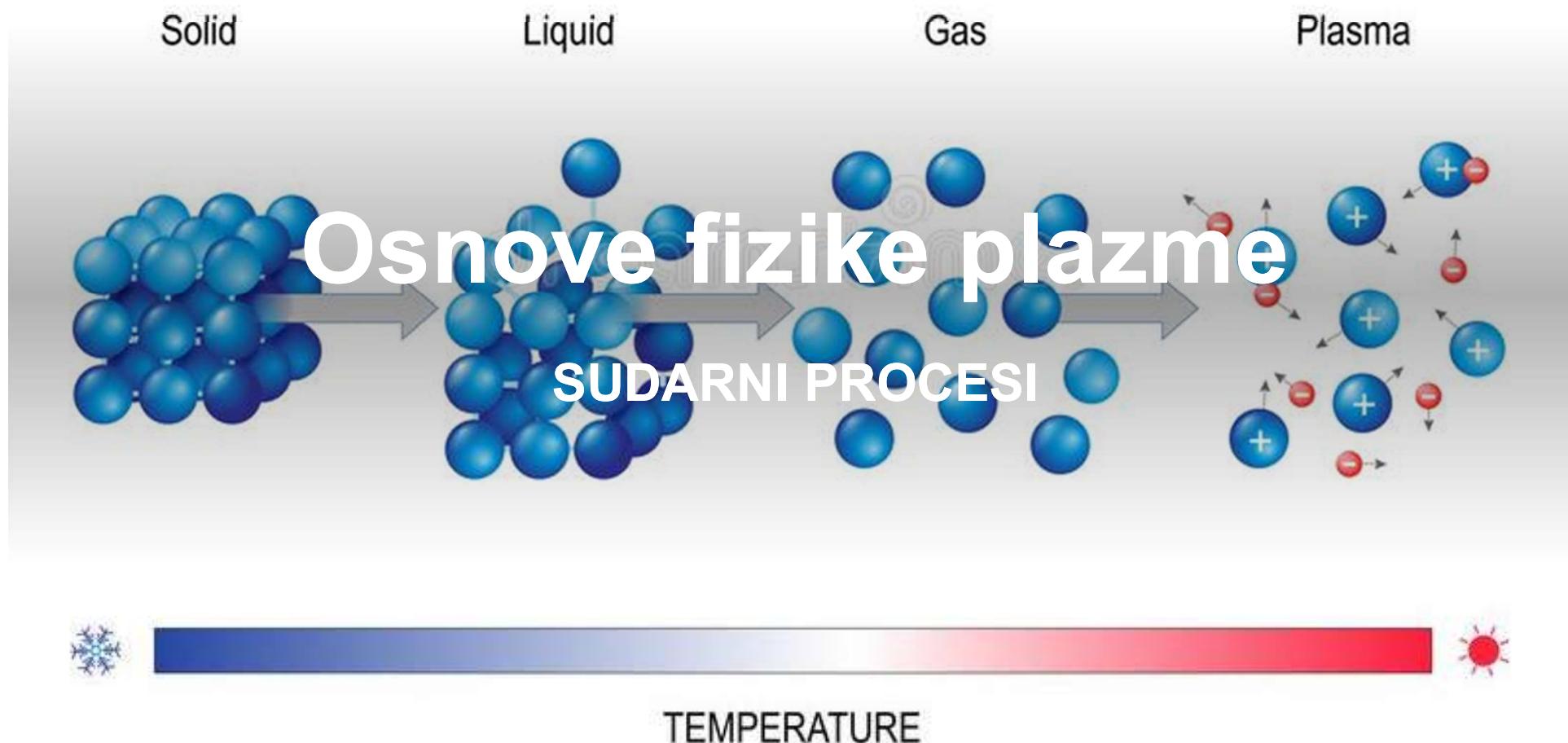
$$r^2 \pi I = \frac{m u_{\perp}^2}{2B}$$

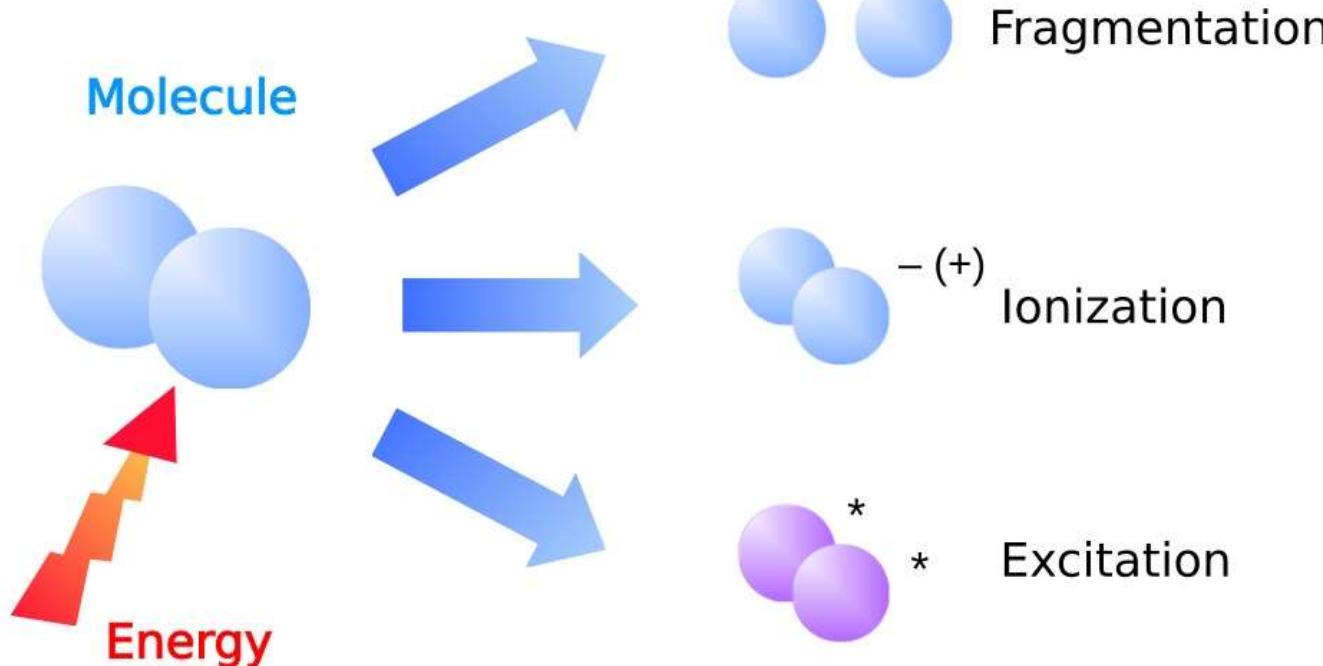


Taj efekt možemo opisati **MAGNETSKIM MOMENTOM** naboja koji kruži.

Vidimo da je **magnetski moment** proporcionalan **kinetičkoj energiji gibanja čestice okomito na magnetsko polje**.

STATES OF MATTER





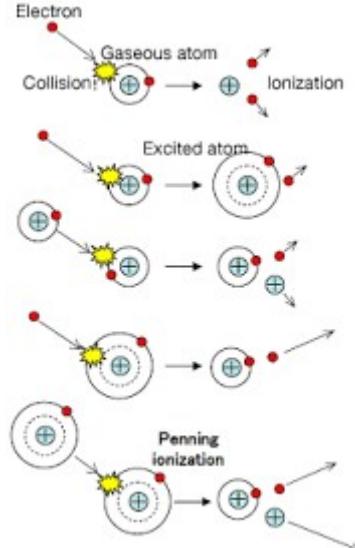
SUDARNA FREKVENCIJA

Da bi se objasnili učinci sudara čestica u plazmi, uobičajeno je definirati **sudarnu frekvenciju** kao prosječnu učestalost kojom se čestice tipa r sudaraju s česticama tipa s.

Možemo definirati **2 tipa sudara**:

- **sudari između nabijenih i neutralnih čestica**
- **sudari između nabijenih čestica**

Fizika kojom se objašnjavaju ta dva tipa sudara je različita pa se onda moraju diskutirati odvojeno.



SUDARI IZMEĐU NABIJENIH I NEUTRALNIH ČESTICA

- Za sudare između nabijenih čestica tipa s i neutralnih čestica tipa n sila međudjelovanja ima vrlo kratki domet i proces raspršenja je sličan raspršenju od teške sfere.
- Ako prepostavimo da su neutralne čestice u teške sfere mirovanju, lako možemo pokazati da je srednja sudarna frekvencija dana s:

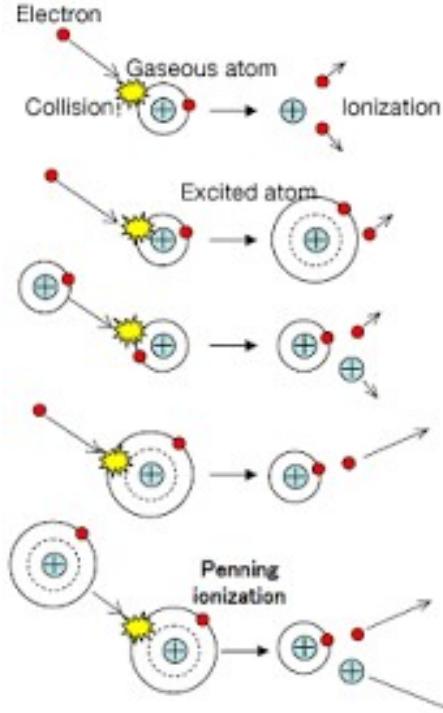
gustoća broja
čestica
neutralnog plina

$$V_{ns} = n_n C_s \sigma_n$$

sudarni udarni presjek s
neutralnim atomima

termalna brzina
nabijenih čestica tipa s

$$C_s = \sqrt{\frac{kT_s}{m_s}}$$



SUDARI IZMEĐU NABIJENIH I NEUTRALNIH ČESTICA

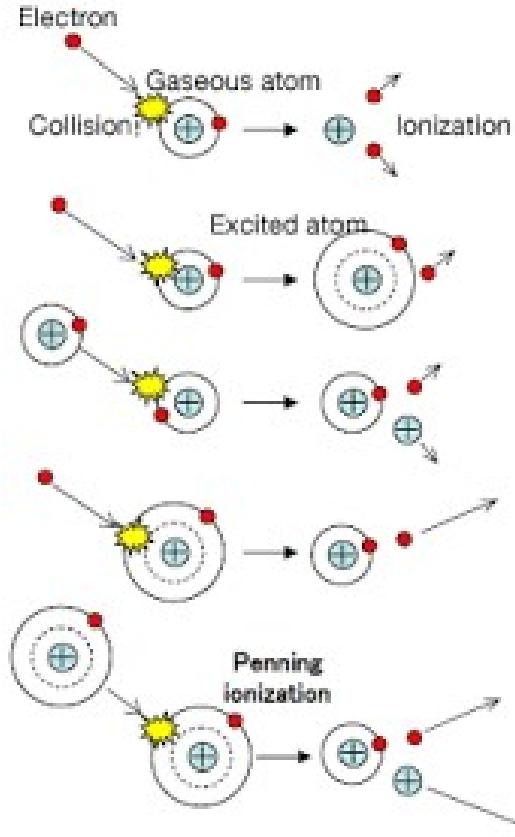
Utjecaj neutralnih sudara na plazmu je određen sudarnom frekvencijom i vremenskom skalom razmatranog procesa u plazmi.

$V\tau$ mnogo manji od 1 →

utjecaj neutralnih sudara na plazmu je mali

U tom slabom sudarnom režimu **glavni utjecaj je slabo prigušenje poremećaja (disturbancija) i valova**, sa slabim prijenosom energije neutralnim česticama.

Da bi se postigao taj režim, gustoća broja neutralnih atoma (a time i tlak neutralnog plina) mora biti reducirana na niži nivo.

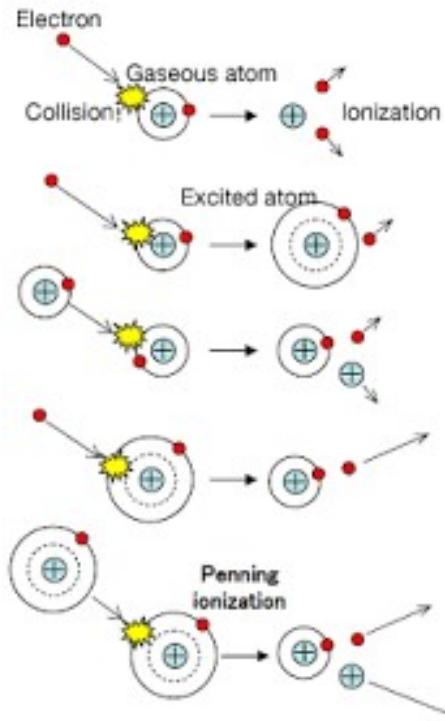


SUDARI IZMEĐU NABIJENIH I NEUTRALNIH ČESTICA

$v\tau$ mnogo veći od 1

plazmom dominiraju
sudarni procesi

- U tom slučaju gibanje ionizirane komponente je gotovo u potpunosti vođeno gibanjem neutralnog plina, te su sami procesi u plazmi od sekundarne važnosti.



SUDARI IZMEĐU NABIJENIH ČESTICA

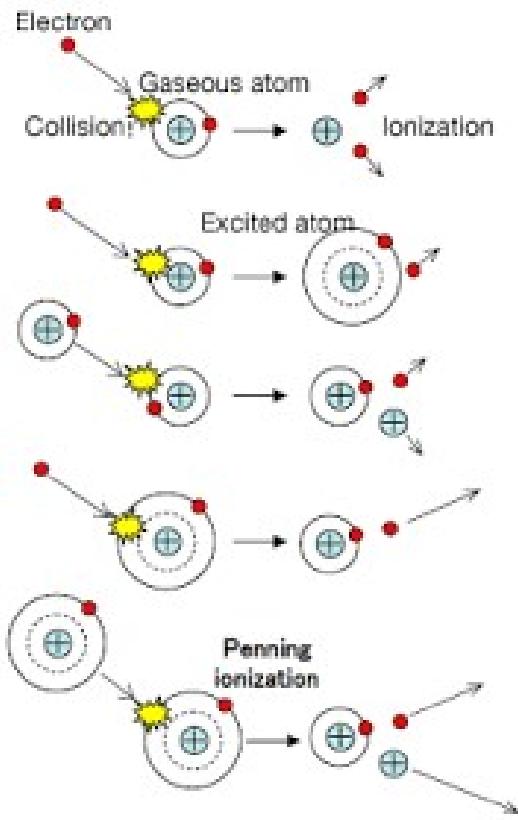
- S obzirom da je **Coulombova sila dugog dosega**, sudari između nabijenih čestica se kvantitativno razlikuju od sudara između nabijenih i neutralnih čestica.
- Za takve sudare je korisno definirati **diferencijalni udarni presjek za raspršenje**:

$$\sigma_c(\chi)d\Omega = (\text{broj čestica raspršenih u } d\Omega) / (\text{intenzitet upadnog snopa})$$

kut raspršenja u odnosu
na upadni snop

$$d\Omega = 2\pi \sin \chi d\chi$$

diferencijal
prostornog kuta



SUDARI IZMEĐU NABIJENIH ČESTICA

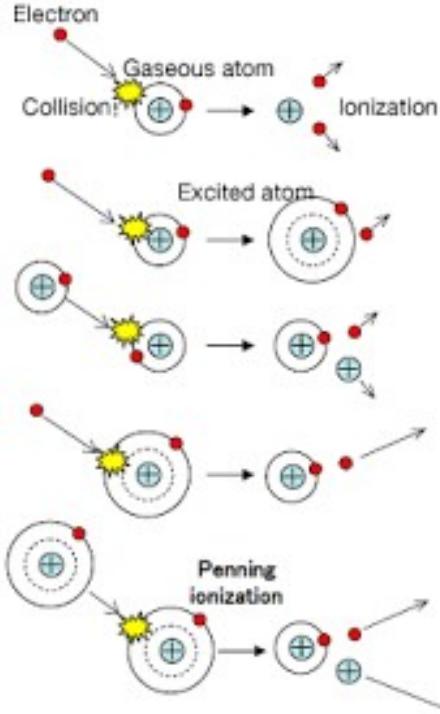
Za elektron mase m_e i naboja $-e$ koji nalijeće na mnogo teži ion naboja $+e$ i mase m_i , koja je mnogo veća od mase elektrona **diferencijalni udarni presjek za raspršenje** je dan **Rutherfordovom formulom**:

$$\sigma_c(\chi) = \frac{1}{4} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\chi/2)}$$

Jednostavni principi klasične mehanike pokazuju da su mali kutovi raspršenja povezani s velikim parametrom b .

Za razliku od raspršenja na neutralnim česticama, Coulombovo raspršenje je **jako anizotropno** i ima jaki vrh za male kute - vidljivo iz ovisnosti

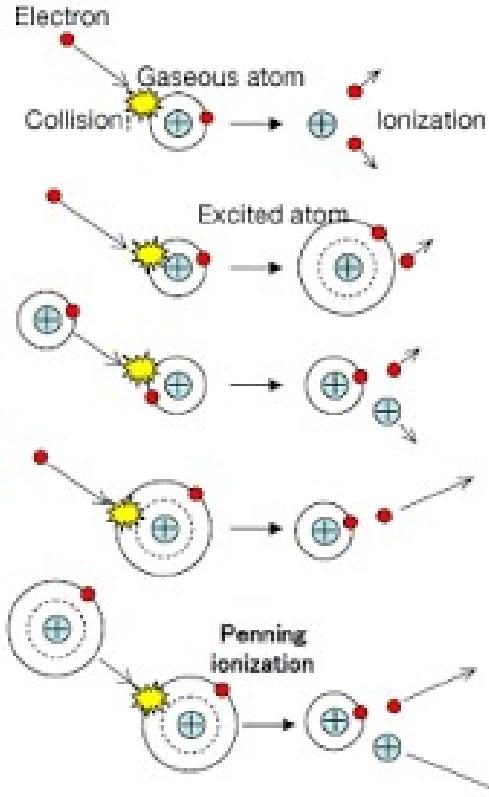
$$\rightarrow \sin^4(\chi/2)$$



SUDARI IZMEĐU NABIJENIH ČESTICA

$$\sigma_T = \int_0^\pi \sigma_C(\chi) 2\pi \sin \chi d\chi$$

- Nadalje, **totalni udarni presjek za raspršenje** se dobije integriranjem preko cijelog prostornog kuta.
- Ovo ide u beskonačno jer integral divergira na nižoj granici što odgovara velikom parametru b .
- U plazmi se ta divergencija ne javlja jer je **Coulombova sila jako reducirana zbog Debyevog zasjenjenja** za parametar b koji je veći od Debyeve duljine.
- Tako nam ta Debyeova duljina određuje donju granicu za kut raspršenja i eliminira divergenciju.



SUDARI IZMEĐU NABIJENIH ČESTICA

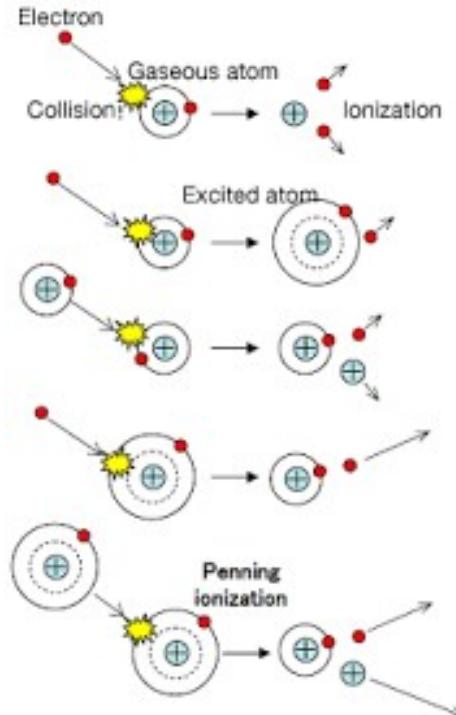
- Konačno, za **frekvenciju sudara između elektrona i iona** možemo pisati:

$$v_{ei} = \frac{n_0 e^4}{32\pi^{1/2} \epsilon_0^2 m_e^{1/2} (2kT_e)^{3/2}} \ln(12\pi N_D)$$

broj elektrona po Debyevoj kocki

$$N_D = n_0 \lambda_D^3$$

Član implicira da numerička vrijednost sudarne frekvencije slabo ovisi o N_D

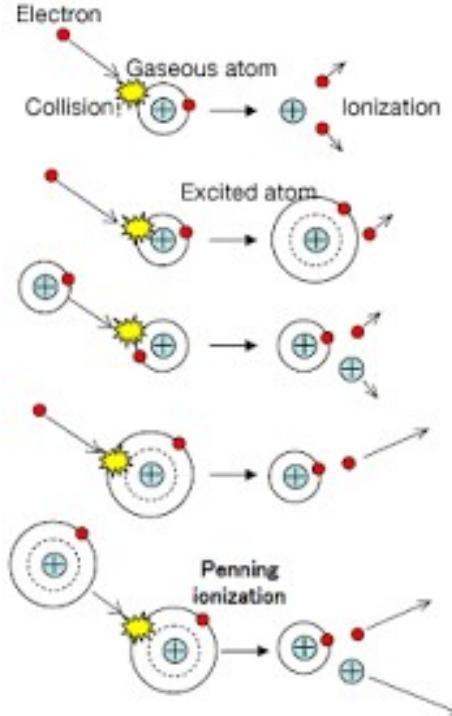


PRIJENOS ENERGIJE U SUDARIMA ELEKTRON-ION

U prethodnim razmatranjima smo gledali **DVOČESTIČNE SUDARE**.

Bez obzira što je uloga iona u razmatranjima plazme svedena samo na osiguravanje makroskopske elektroneutralnosti plazme, ipak povremeno dolazi do međudjelovanja elektrona s ionima.

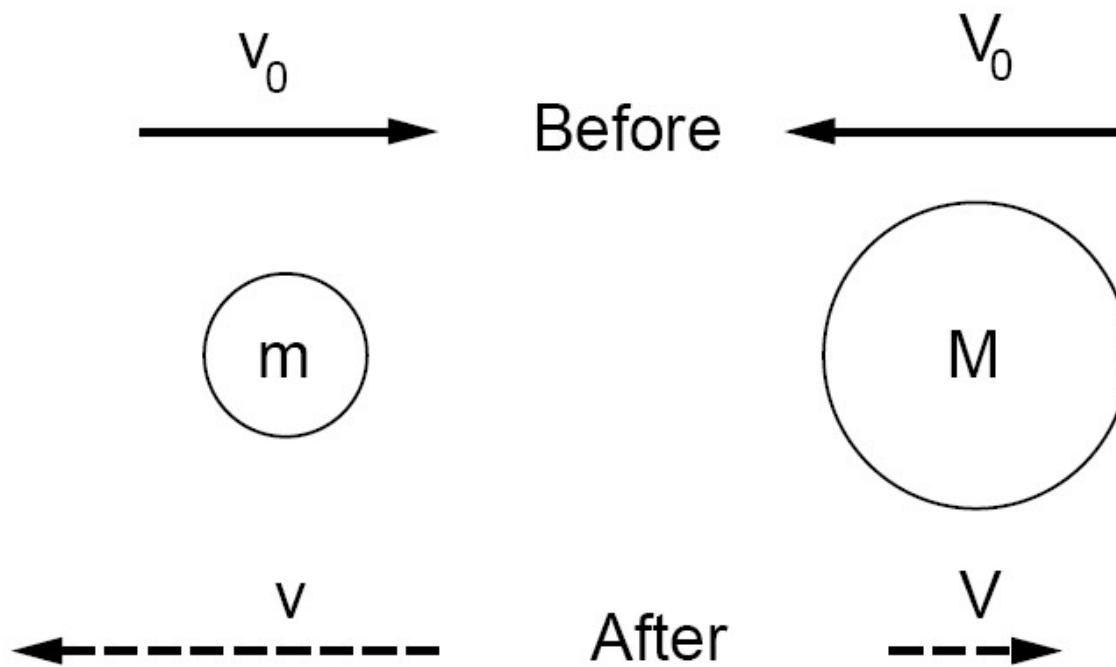
Ovdje se radi o međudjelovanju 2 različito nabijene čestice pa se mora uzeti u obzir **Coulombova sila**.



PRIJENOS ENERGIJE U SUDARIMA ELEKTRON-ION

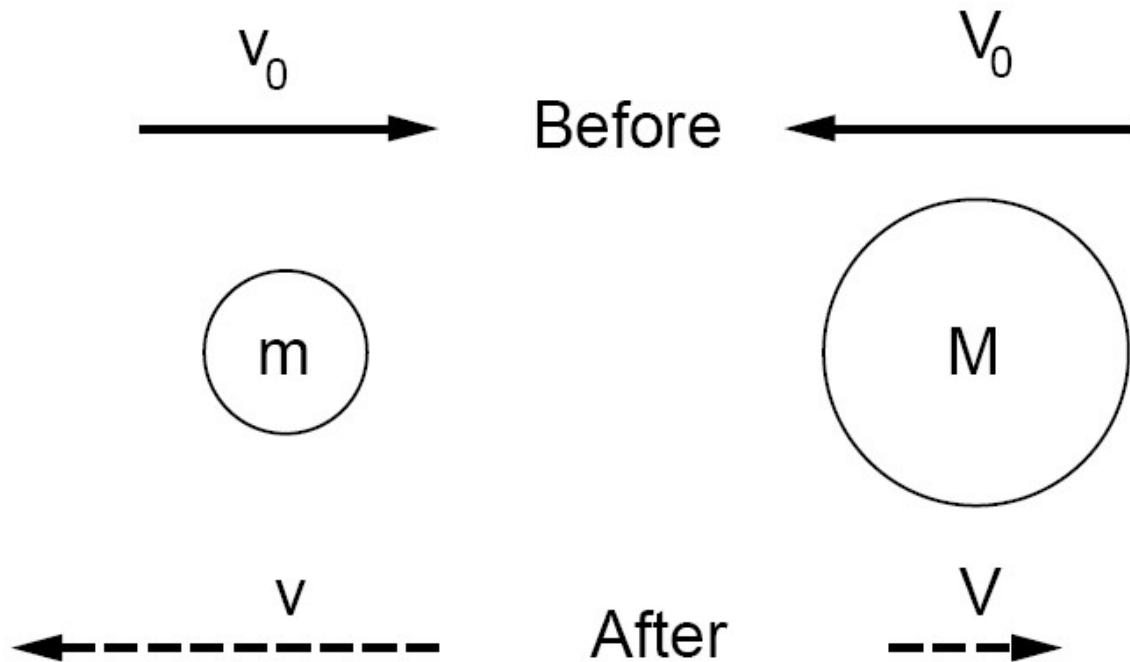
- Gledali smo elastični sudar nabijene čestice naboja q s mnogo masivnijom česticom naboja Q .
- Imali smo na umu da je odnos masa elektrona i iona sljedeći:
$$m_e \ll m_i$$
- Posljedica toga je da imamo **mali prijenos energije** između danih čestica.
- Da bismo to ilustrirali, razmatrat ćemo **direktni centralni sudar u sustavu centra mase**.

PRIJENOS ENERGIJE U SUDARIMA ELEKTRON-ION



S obzirom da se radi o savršeno elastičnom centralnom sudaru, vrijede **zakoni očuvanja**:

- **zakon očuvanja količine gibanja**
- **zakon očuvanja kinetičke energije**



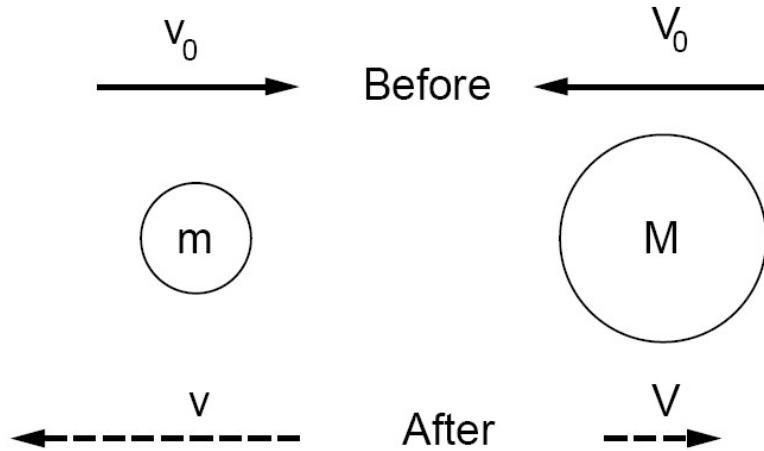
**PRIJENOS
ENERGIJE
 U
SUDARIMA
ELEKTRON
-ION**

$$mv_0 + MV_0 = 0 = mv + MV \quad \text{momentum}$$

$$mv_0^2 + MV_0^2 = mv^2 + MV^2 \quad \text{energy}$$

$$mv_0^2 \left(1 + \frac{m}{M}\right) = mv^2 \left(1 + \frac{m}{M}\right) \quad \text{eliminate } V$$

$$\Rightarrow v = \pm v_0 \quad \text{and} \quad V = \pm V_0.$$



PRIJENOS ENERGIJE U SUDARIMA ELEKTRON-ION

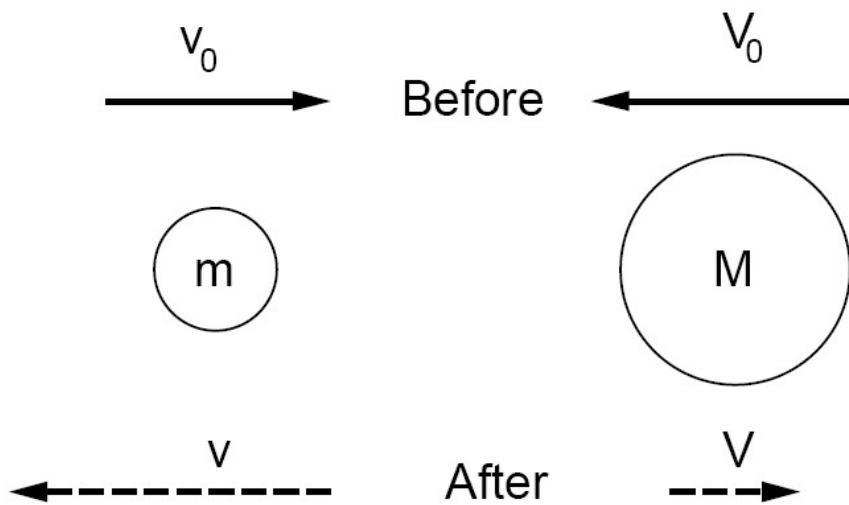
Prebacimo se sad u slučaj u kojem ion mase M početno miruje.

Tada je **početna energija elektrona**:

$$E_{e0} = \frac{1}{2}m(v_0 - V_0)^2 = \frac{1}{2}mv_0^2 \left(1 + \frac{m}{M}\right)^2$$

Konačna energija iona je:

$$E_i = \frac{1}{2}M(2V_0)^2 = 2M \left(\frac{m^2v_0^2}{M^2}\right)$$



PRIJENOS ENERGIJE U SUDARIMA ELEKTRON-ION

Njihov omjer
je dan s:

$$\frac{\text{ion (final)}}{\text{electron (initial)}} = \frac{2m^2v_0^2}{\frac{1}{2}mv_0^2M} \left(1 + \frac{m}{M}\right)^2$$

$$\approx \frac{4m}{M}$$



$$\Delta E \sim \frac{4m_e E_e}{m_i}$$

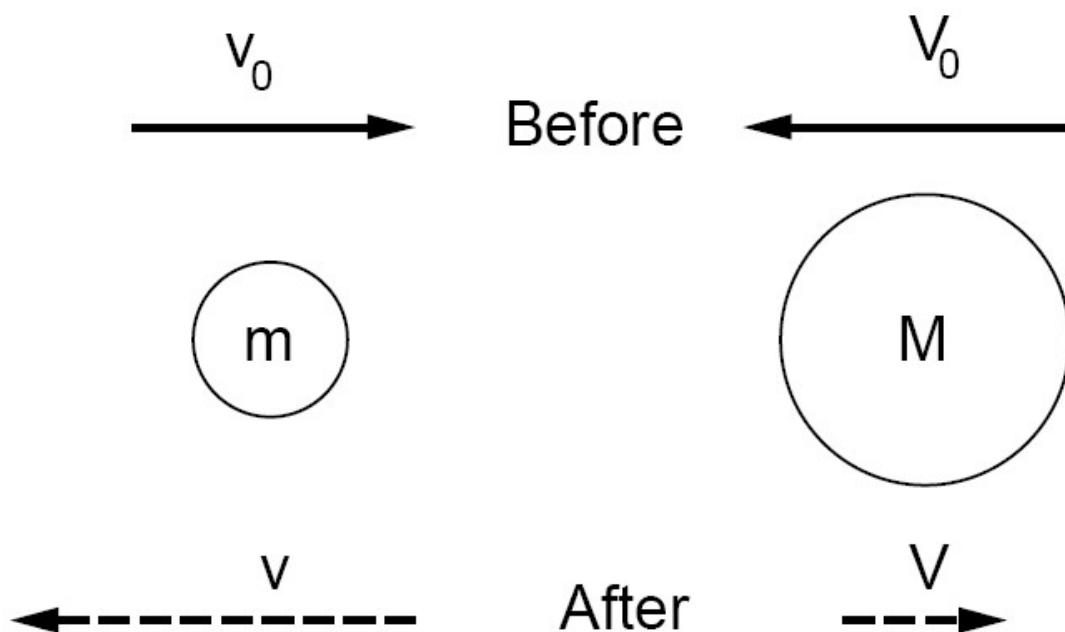
Stoga slijedi:



$$\Delta E \sim E_e$$



$$\Delta E \sim E_i$$



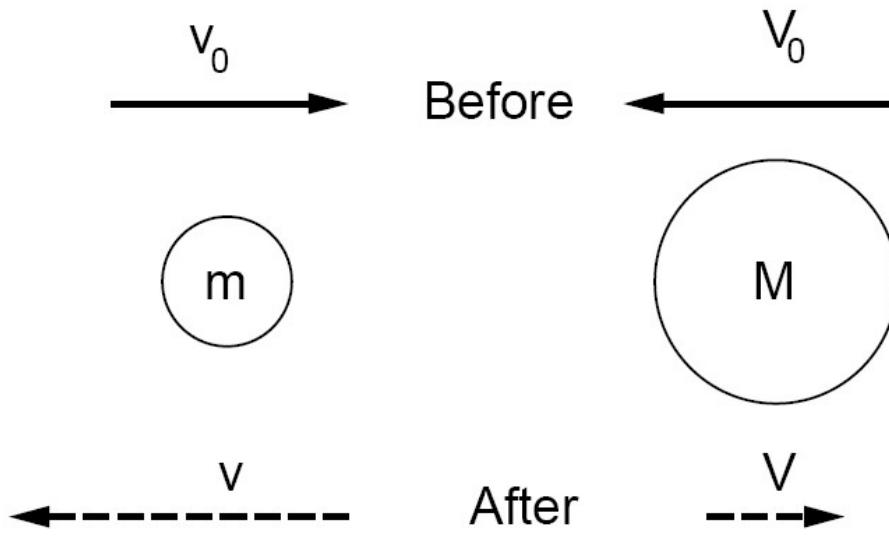
PRIJENOS ENERGIJE U SUDARIMA ELEKTRON- ION

Prijenos energije između iona i elektrona je još manji.

Kulonski sudari rezultiraju slabim prijenosom energije između elektrona i iona.

Prijenos energije je otprilike **za faktor (m_e / m_i) sporiji** nego frekvencija sudara elektron-ion.

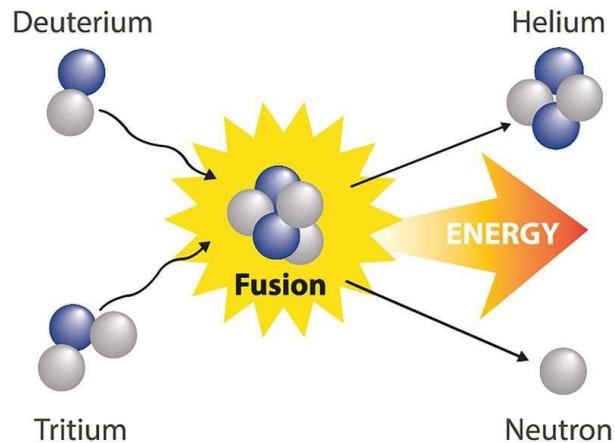
PRIJENOS ENERGIJE U SUDARIMA ELEKTRON- ION



S druge strane, omjer prijenosa energije i sudarna frekvencija su jednaki za sudare između iona:

$$\nu_{ii} \sim \nu_{ei} \sqrt{m_e/m_i}$$

$$\frac{\nu_{ii}}{\nu_{ei}} = \frac{m_e^2 v_e^3}{m_i^2 v_i^3} = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \left(\frac{m_e v_e^2}{m_i v_i^2}\right)^{3/2} = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \quad \text{for } T_e = T_i$$



NUKLEARNA FUZIJA

Ako promatramo neke razumne projekcije vezane za potrošnju energije i procjene raspoloživih izvora energije, jasno je zašto se razmatra nuklearna fuzija.

Ultimativni cilj fuzije je kontrolirati oslobođanje čiste nuklearne energije koja se može efektivno koristiti.

To se postiže **fuzijom nuklearnih izotopa vodika** (deuterija i tricija) u uvjetima visokih temperatura i tlakova.

Nuklearna fuzija je zapravo **neelastični proces** u kojem je konačna kinetička energija sustava mnogo veća od početne kinetičke energije.

Taj višak energije se može iskoristiti za proizvodnju snage.

NUKLEARNA FUZIJA

Shematski prikaz
deuterij-tricij
reakcije (D-T
reakcije) na kojoj
su bazirani
današnji fuzijski
reaktori.

Fuzijski reaktor od 1
GW - malo goriva i
malo otpada u
usporedbi s
elektranama na
ugljen.

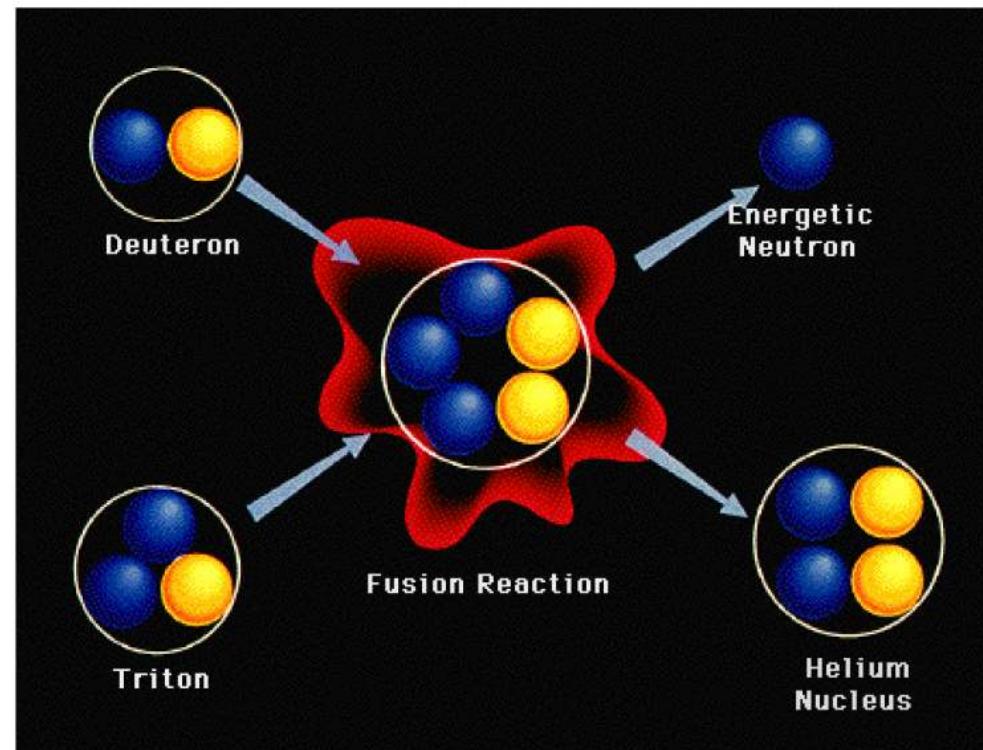
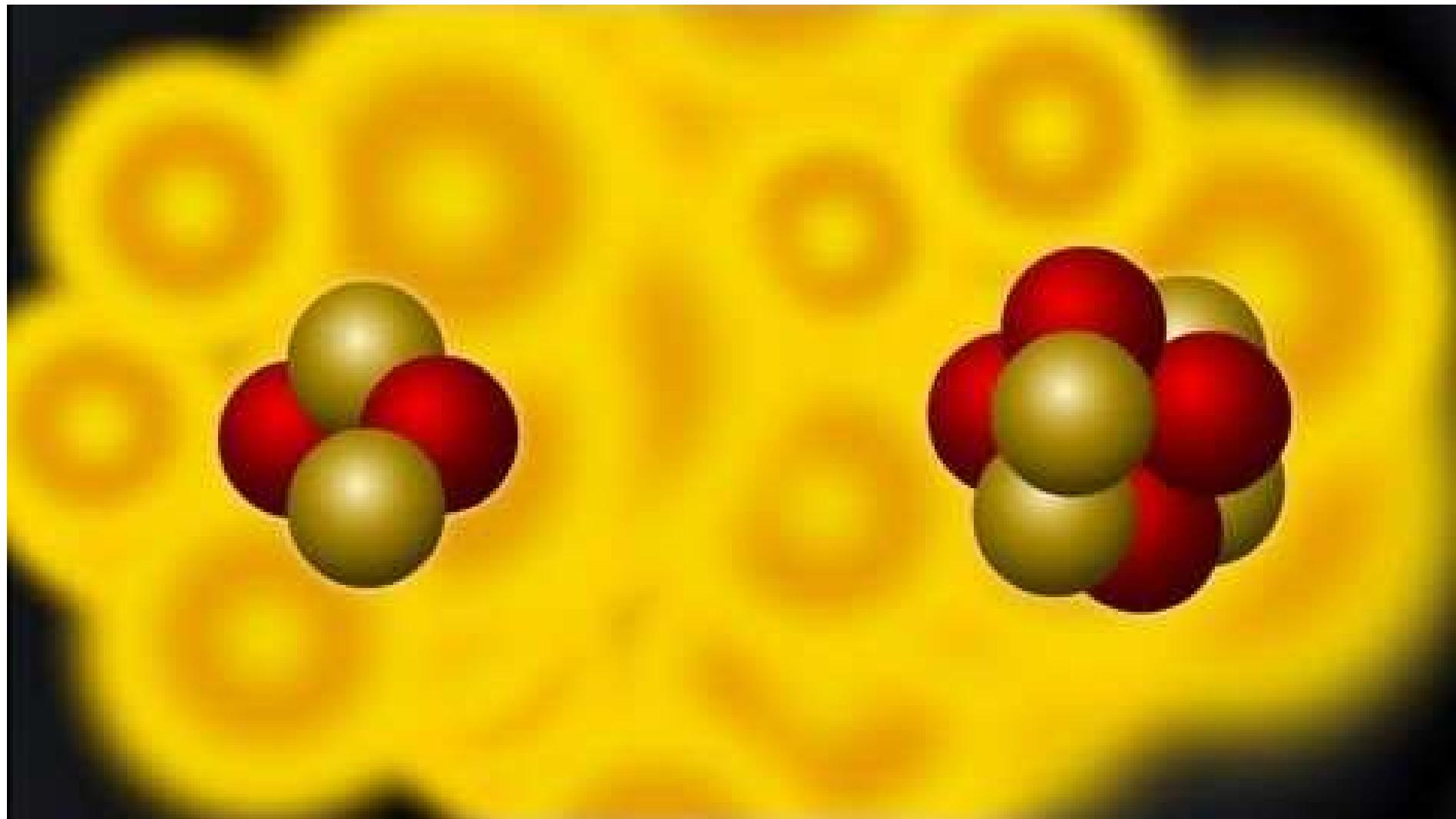
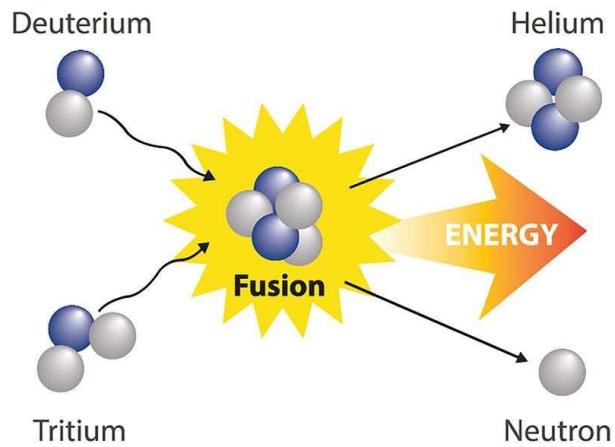


Figure 1.7: The terrestrial fusion reaction is based on the fusion of deuterium and tritium with the release of a fast neutron and an alpha particle. (reproduced from <http://FusEdWeb.pppl.gov/>)

<https://www.youtube.com/watch?v=Cb8NX3HiS4U>





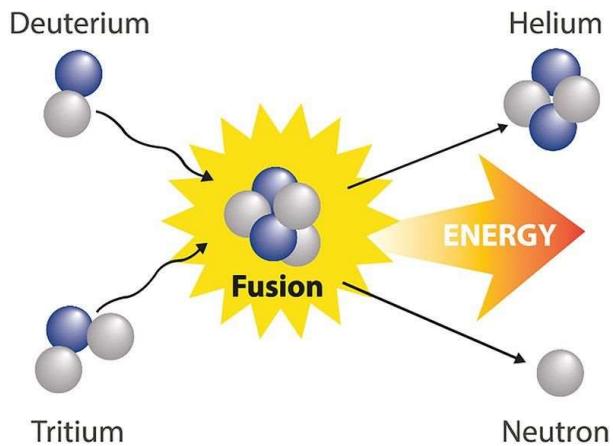
NUKLEARNA FUZIJA

Da bismo nadvladali kulonsko odbijanje, potrebna nam je **kinetička energija od 400 keV**.

Dva izotopa se pretvaraju u brzi neutron i jezgru helija (α -čestica).

Čak i u plazmi čija temperatura je samo 10 keV, dovoljno je čestica u repovima raspodjele da bi održavale fuzijski reaktor.

Razlog leži u tome što se u fuzijskim reakcijama oslobađa ogromnih **17,6 MeV**.

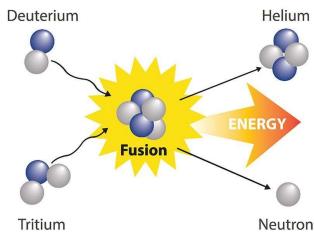


NUKLEARNA FUZIJA

- Koristeći **zakone sačuvanja energije i količine gibanja** možemo procijeniti relativne energije nusprodukata reakcije.
- U sustavu centra mase imamo (Indeksi 1 i 2 se odnose na α -česticu i na neutron):

$$\begin{aligned} m_1 v_1 &= m_2 v_2 \\ \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_1 v_1^2 &= 17.6 \text{ MeV} \end{aligned}$$

$$\frac{1}{2} m_2 v_2^2 \left(1 + \frac{m_2}{m_1} \right) = 17.6 \text{ MeV}$$



NUKLEARNA FUZIJA

$$m_2/m_1 = 1/4$$

Uvrštavanjem toga se pokazuje da je 14,1 MeV nošeno neutronom koji bježi iz ograničavajućeg magnetskog polja da bi predao korisnu energiju negdje drugdje.

Brza α -čestica (3,5 MeV) je ograničena magnetskim poljem gdje oslobađa svoju energiju ionima D i T.

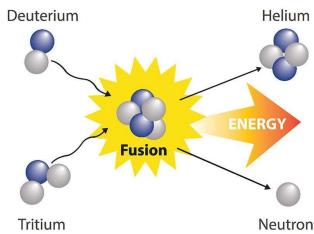
Za D-T reakciju **u visokotemperaturnoj plazmi** s:

$$n \sim 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \quad \sigma \sim 10^{-29} \text{ m}^{-2}$$

na 100 keV gdje je brzina: $v \sim 5 \times 10^6 \text{ m/s}$

Srednji slobodni put za fuzijski sudar:

$$\lambda_{\text{mfp}} = \frac{1}{n\sigma} = 10^9 \text{ m}$$

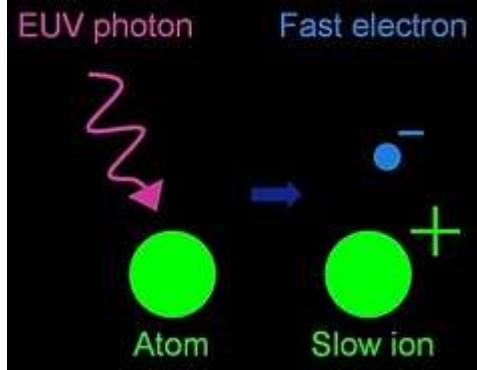


NUKLEARNA FUZIJA

Iz toga je vrijeme:

$$\tau = \lambda_{\text{mfp}} / v \approx 200 \text{ s}$$

- Drugim riječima, D i T moraju biti **ograničeni 200 s i putovati milijun km bez udaranja u zidove kontejnera.**
- Situacija je ublažena činjenicom da je $17,6 \text{ MeV} \gg 10 \text{ keV}$ pa se ne trebaju sve čestice spojiti, ne trebaju sve sudjelovati u fuziji da bismo postigli konačni dobitak u energiji.

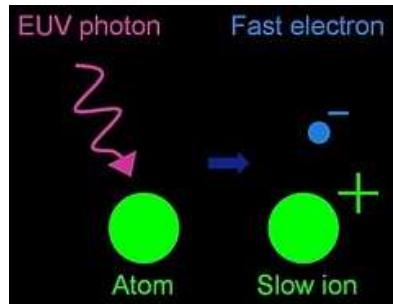


FOTOIONIZACIJA I POBUĐENJE (EKSCITACIJA)

Da bi se razumjeli ovi procesi, prvo se mora pogledati fizika vodikovog atoma koja je vođena Coulombovom silom.

Uzimajući **poluklasični pristup** možemo izjednačiti **centripetalnu silu** s **Coulombovim privlačenjem**:

$$F = \frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$$



FOTOIONIZACIJA I POBUĐENJE

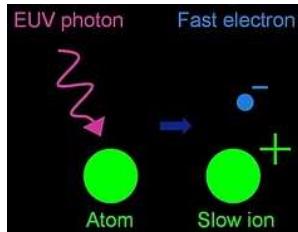
Kinetička energija elektrona i potencijalna energija elektrona su:

$$\frac{1}{2}mv^2 = e^2/(8\pi\varepsilon_0 r)$$

$$-e^2/(4\pi\varepsilon_0 r)$$

Iz toga slijedi da je **ukupna energija** atomskog sustava (vezani sustav) jednaka KE + PE:

$$-e^2/(8\pi\varepsilon_0 r)$$



FOTOIONIZACIJA I POBUĐENJE

Znajući da elektroni u vezanim stanjima imaju de Broglievu valnu duljinu koja zadovoljava relaciju:

$$n\lambda = 2\pi r$$

možemo naći energije tih vezanih stanja:

$$E_n = -13.6 \text{ eV}/n^2 \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Jasno je iz ovoga da je **13,6 eV** potrebno energije da se ionizira atom vodika, a za pobudu iz osnovnog stanja:

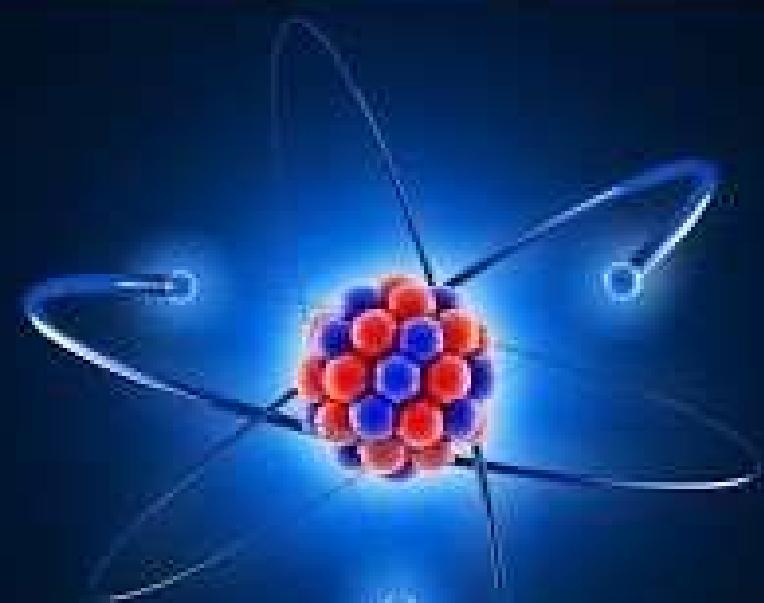
$$E_2 - E_1 = 10.2 \text{ eV}$$

Fotoni tih energija su duboko u UV području spektra. S obzirom da se koristi fotonska energija za poremećaj vezanog sustava, ovo je **neelastični proces**.

<https://www.youtube.com/watch?v=SWfY4NVURfQ>

NEW

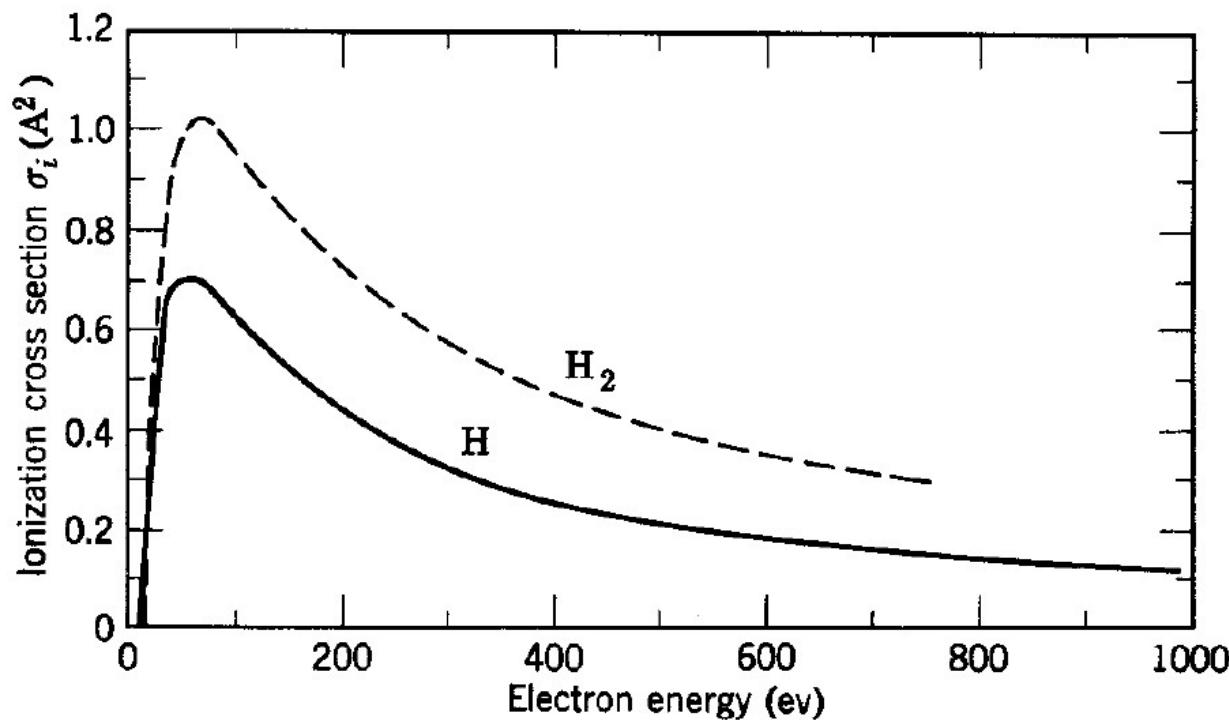
**MATERIAL
SCIENCE**



Ionization of Gas by
PHOTORADIATION



IONIZACIJA ELEKTRONSKIM UHVATOM



Površina H-atoma je:

$$\pi a_0^2 = 0.88 \times 10^{-20} \text{ m}^{-2}$$

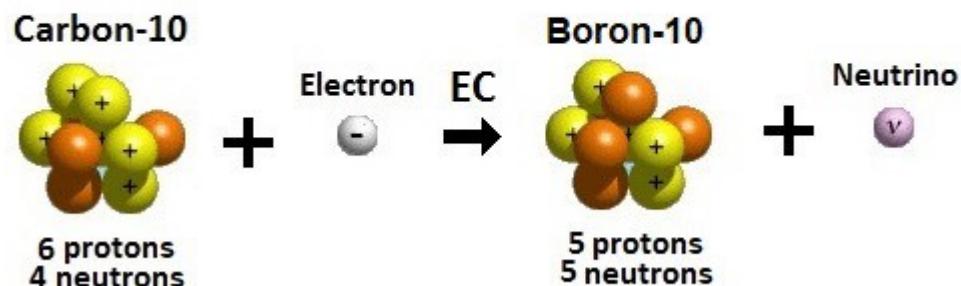
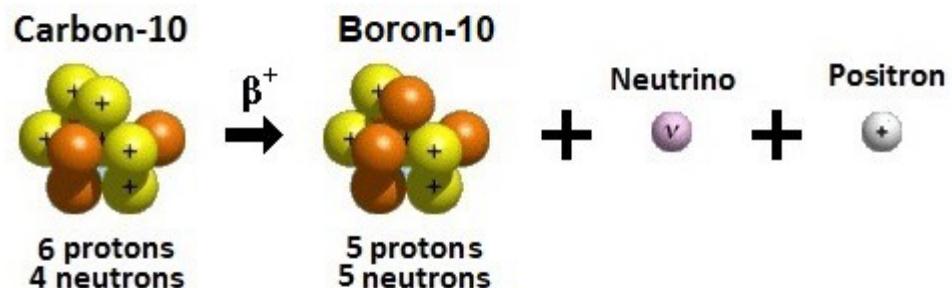
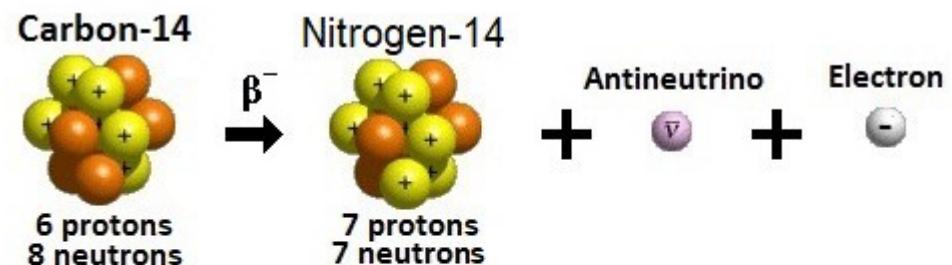
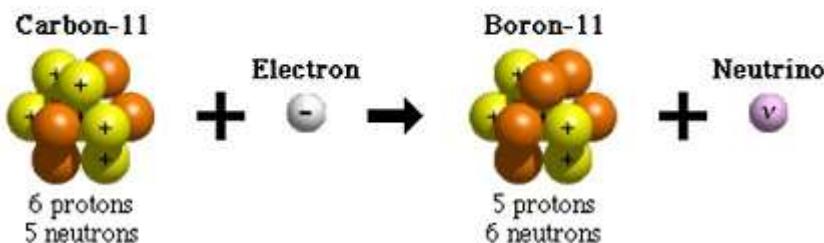
Ako elektron dođe unutar atomskog polumjera a_0 i ima energiju od 13,6 eV, vjerojatno će doći do ionizacije.



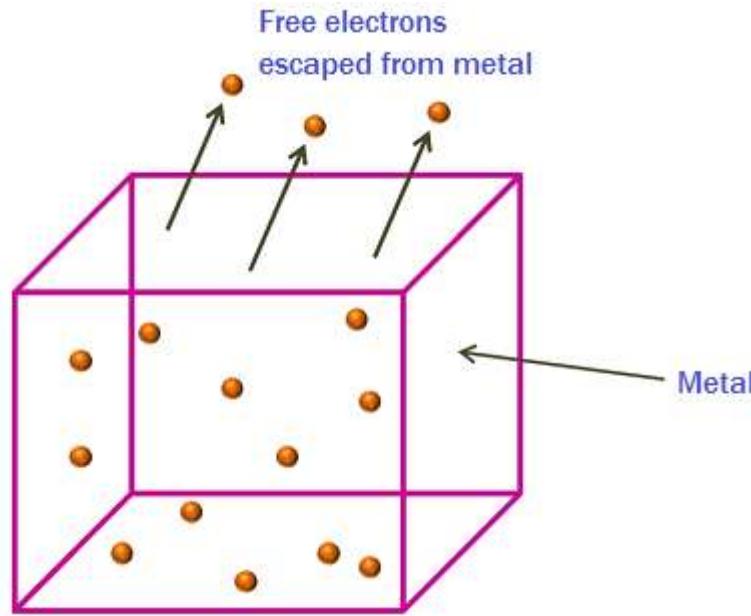
IONIZACIJA ELEKTRONSKIM UHVATOM

- Ovisnost udarnog presjeka u ionizaciji elektronskim uhvatom o energiji elektrona dana je na slici, a potrebno je uočiti **skok na 13,6 eV.**
- Udarni presjek pada za energije veće od 100 eV jer elektron ne provede puno vremena u blizini atoma.
- Udarni presjek, usrednjen preko raspodjele elektronskih brzina, može se koristiti za procjenu elektronskog srednjeg slobodnog puta za danu gustoću.
- Ovdje se ponovo radi o **neelastičnom procesu.**

Electron Capture



Uhvat elektrona



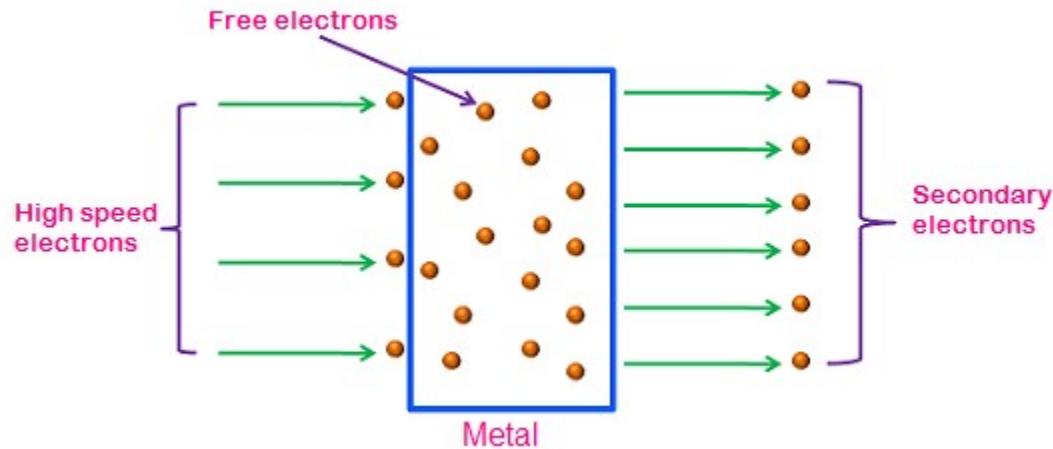
SUDARI S POVRŠINAMA

Reakcije s površinama su kompleksne.

Plinovi se adsorbiraju na čistu površinu što znači da se kao zalijepe tvoreći „jednoslojnu“ površinu.

Energija vezanja je jaka funkcija vrste plina i najmanja je za plemenite plinove.

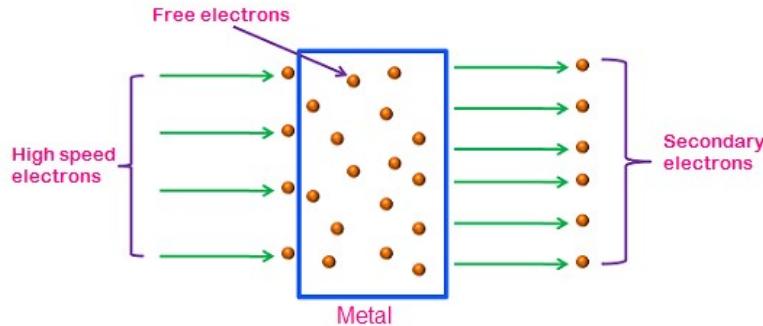
Grijanje na temperature preko 2000°C će obično proizvesti atomski čistu površinu u manje od 1 sekunde.



SUDARI S POVRŠINAMA

SEKUNDARNA EMISIJA ELEKTRONA POBUĐENA ELEKTRONIMA

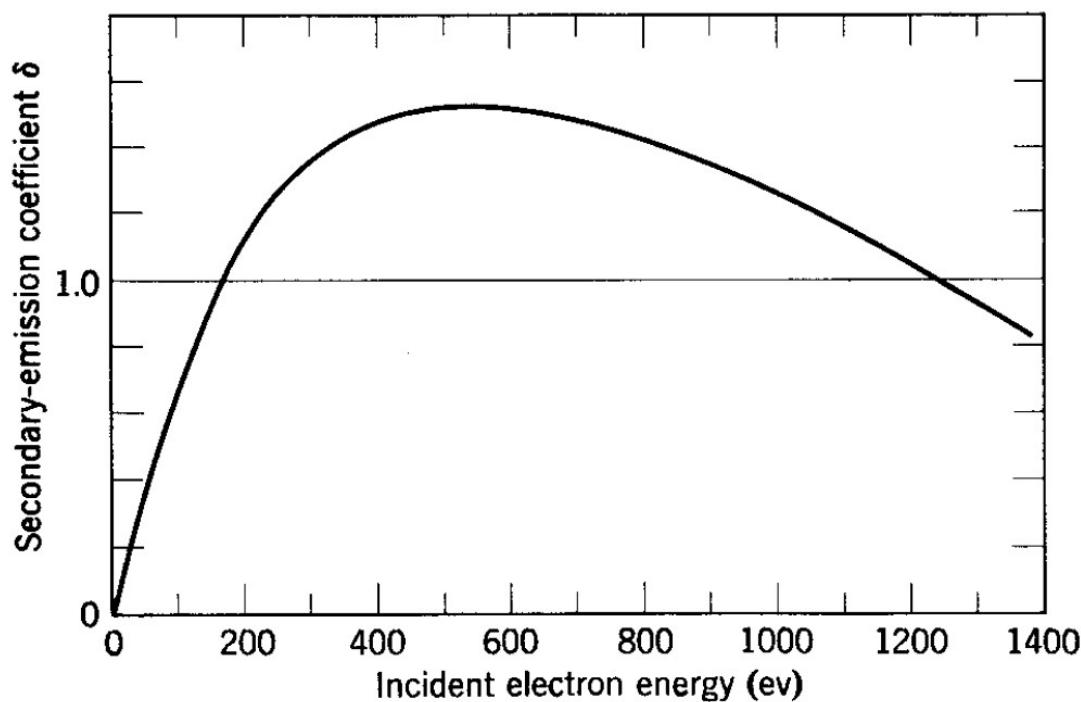
- Elektroni, koji udaraju u površinu, mogu izbaciti druge elektrone ako njihova energija premašuje površinsku radnu funkciju (**izlazni rad**).
- Emisijski koeficijent upada u područje visokih energija jer upadni elektron ulazi preduboko i sekundarni ne mogu pobjeći iz sustava.
- Na nižim energijama energija oslobođenog elektrona je manja od izlaznog rada i on ne može pobjeći.



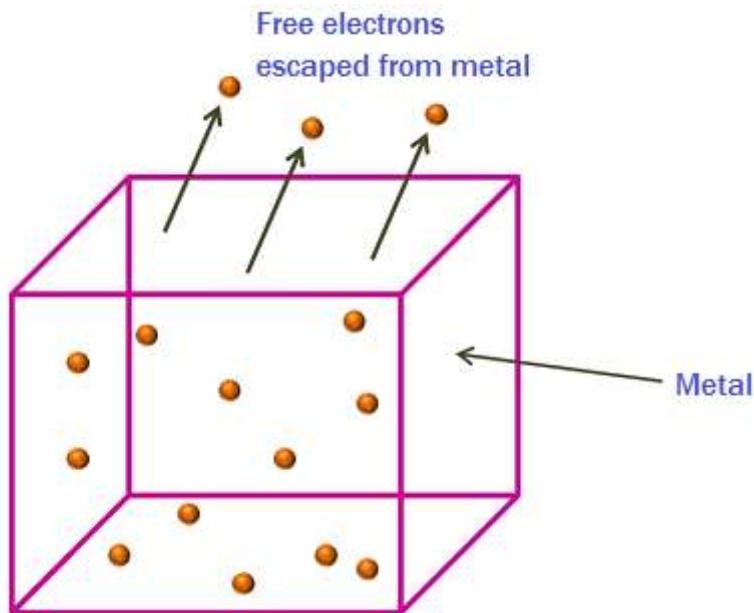
SUDARI S POVRŠINAMA

Na srednjim energijama možemo imati dobitak veći od 1: $\delta > 1$

Koeficijent sekundarne emisije δ je broj elektrona emitiranih po svakom upadnom elektronu.



Njegova ovisnost o upadnoj energiji je ista za sve materijale pa na slici možemo pogledati kako izgleda kod normalnog upada na tipičnu metalnu površinu.



SUDARI S POVRŠINAMA

SEKUNDARNA EMISIJA ELEKTRONA POBUĐENA IONIMA

Broj sekundarnih elektrona emitiranih po pozitivnom ionu je tipično manji od 0,3 i obično je neovisan o brzini iona.