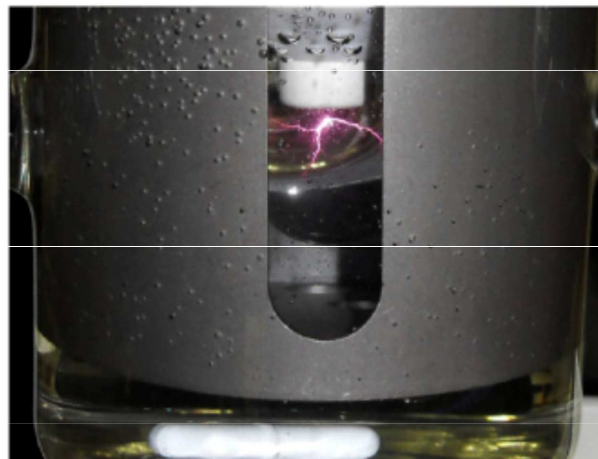


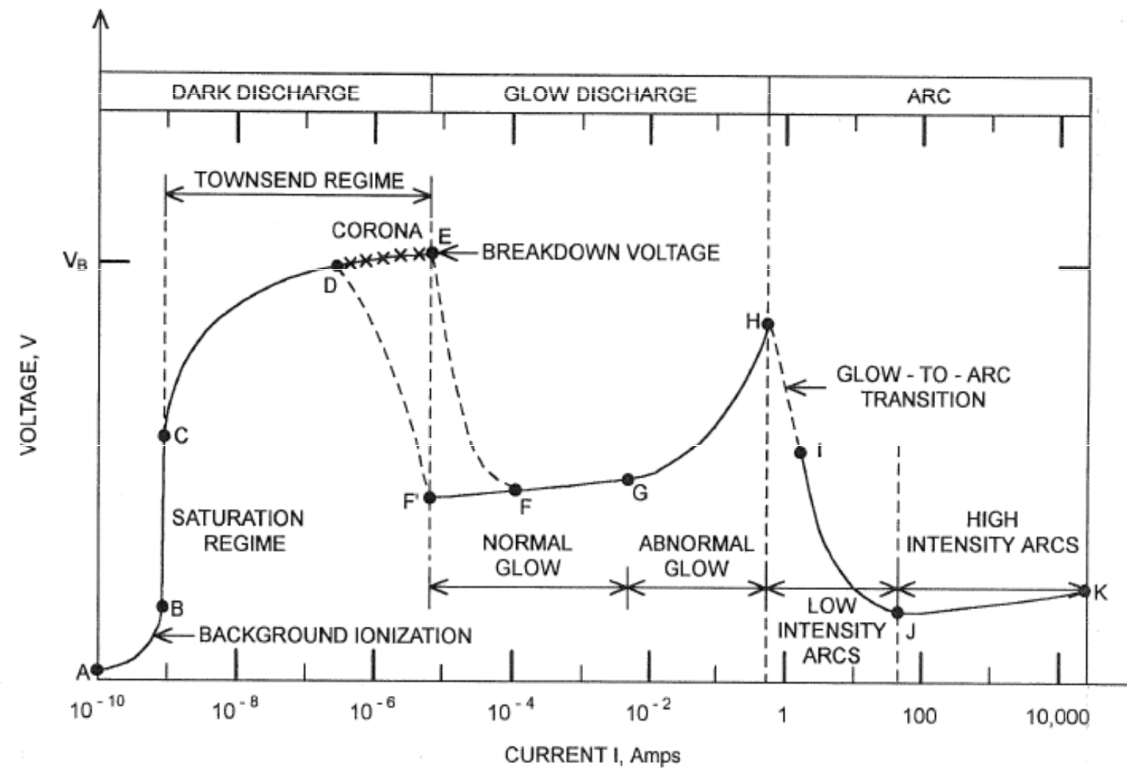
9. Discharges in liquids, complex and quantum plasmas



Šimek et al. AV ČR

1. Townsend breakdown theory, Paschen's law
2. Glow discharge
3. Electric arc at low and high pressures
4. Magnetized low-pressure plasmas and their role in material deposition methods.
5. Brief introduction to high-frequency discharges
6. Streamer breakdown theory, corona discharge, spark discharge
7. Barrier discharges
8. Leader discharge mechanism, ionization and discharges in planetary atmospheres
- 9. Discharges in liquids, complex and quantum plasmas**
10. Thermonuclear fusion, Lawson criterion, magnetic confinement systems, plasma heating and inertial confinement fusion.

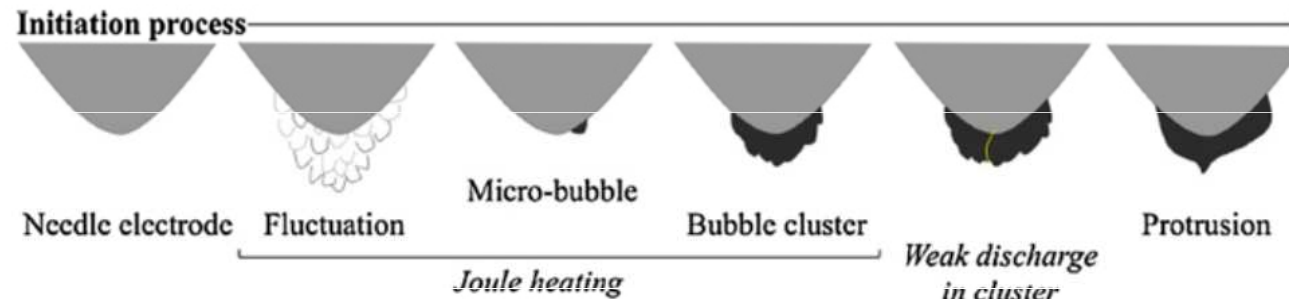
- We know that E-field deformations lead to different ignition mechanisms / structures
- We talked about filaments, streamers, etc...



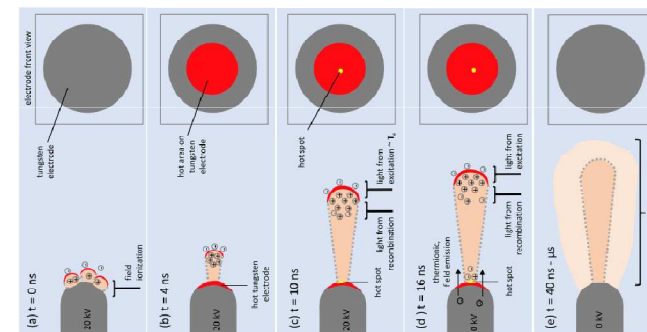
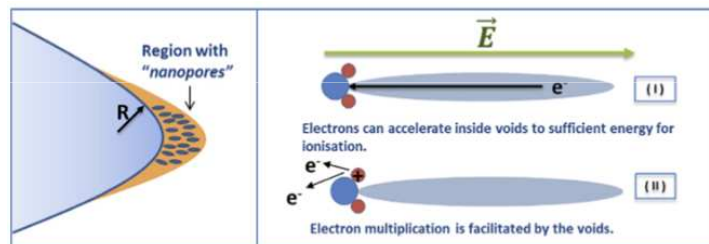
What happens at temperatures and pressures which are significantly higher?

Electric breakdown in a dielectric liquid

- We distinguish two mechanisms that occur with varying dominance for differently steep leading edges of the applied voltage:
- MICROSECOND BREAKDOWN:** A slowly changing (microseconds and longer) electric field mobilizes ions, polarizes polar molecules, or causes oscillatory motion (like heating food in a microwave), and through interaction with the surroundings, it leads to collisions with nearby molecules and the transfer of kinetic energy into vibrational and thus thermal energy...



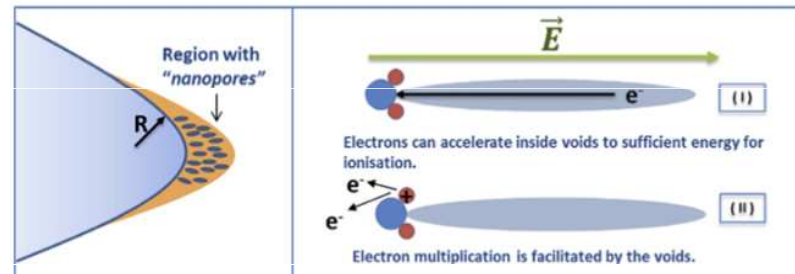
- NANOSECOND BREAKDOWN:** A rapidly changing (nanoseconds) electric field generates negative pressure through the nonlinear response of a polar/dielectric liquid, creating nanoscopic "cracks" in the liquid—a phenomenon known as electrostriction. Alternatively, strong heating at the contact between plasma and electrode is associated with the Zener model of ionization.



Nanosecond electric breakdown in a dielectric liquid

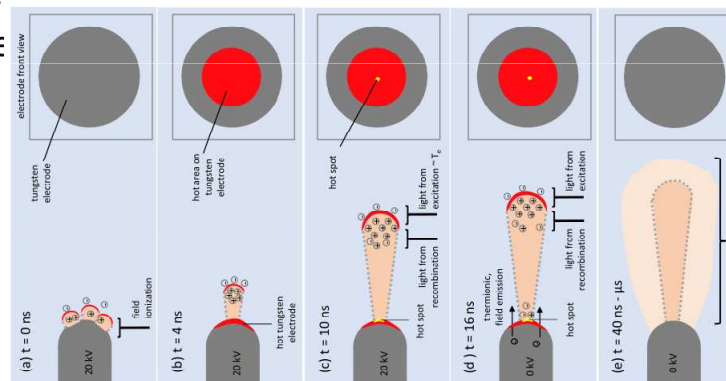
1) A rapidly changing (nanoseconds) electric field generates negative pressure through the nonlinear response of a polar/dielectric liquid, resulting in nanoscopic "cracks" in the liquid—a phenomenon known as electrostriction.

- I. A rapidly changing high electric field at the electrode =>
- II. Creation of negative pressure =>
- III. Generation of nanoscopic vacancies (literally nano-cracks in water) =>
- IV. Multiplication of electrons in the nanovacancy similar to a photomultiplier =>
- V. Generation and accumulation of free charge =>
- VI. Strengthening of the electric field, etc.



2) Alternatively, the Zener model of ionization involves strong heating at the contact between the plasma and the electrode.

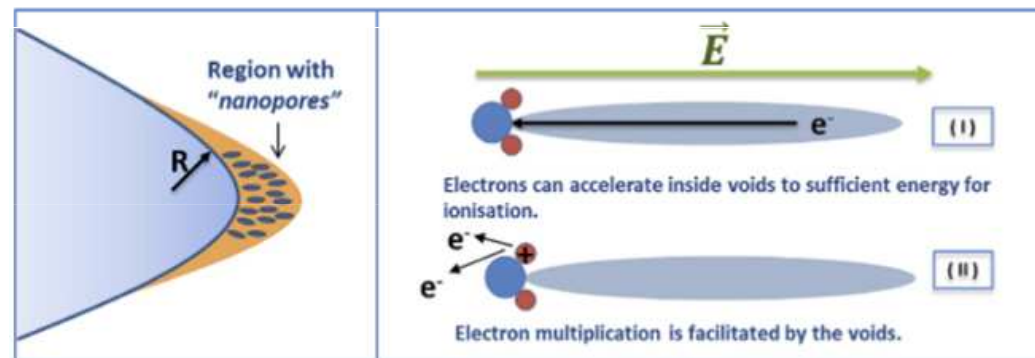
- I. A rapidly changing high electric field at the electrode =>
- II. Ionization of molecules via the Zener mechanism =>
- III. Multiplication of electrons =>
- IV. Generation of high current =>
- V. Rapid heating of the electrode



Nanosecond electric breakdown in a dielectric liquid – scheme 1

1) A rapidly changing (nanoseconds) electric field generates negative pressure through the nonlinear response of a polar/dielectric liquid, resulting in nanoscopic "cracks" in the liquid—a phenomenon known as electrostriction.

- I. A rapidly changing high electric field at the electrode =>
- II. Creation of negative pressure =>
- III. Generation of nanoscopic vacancies (literally nano-cracks in water) =>
- IV. Multiplication of electrons in the nanovacancy similar to a photomultiplier =>
- V. Generation and accumulation of free charge =>
- VI. Strengthening of the electric field, etc.



Nanovacancies are not bubbles, but literally nanometer-sized structures in the direction of the E field

Modeling liquid water with electrostriction

- pressure in the liquid created by the electrostrictive force:

$$p_E = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right) \epsilon_0 E^2 = -\frac{1}{2} \alpha \epsilon \epsilon_0 E^2$$

dielectric permittivity

empirical factor for the fluid

- We can describe a compressible liquid using equations for the conservation of momentum and mass:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$

density velocity

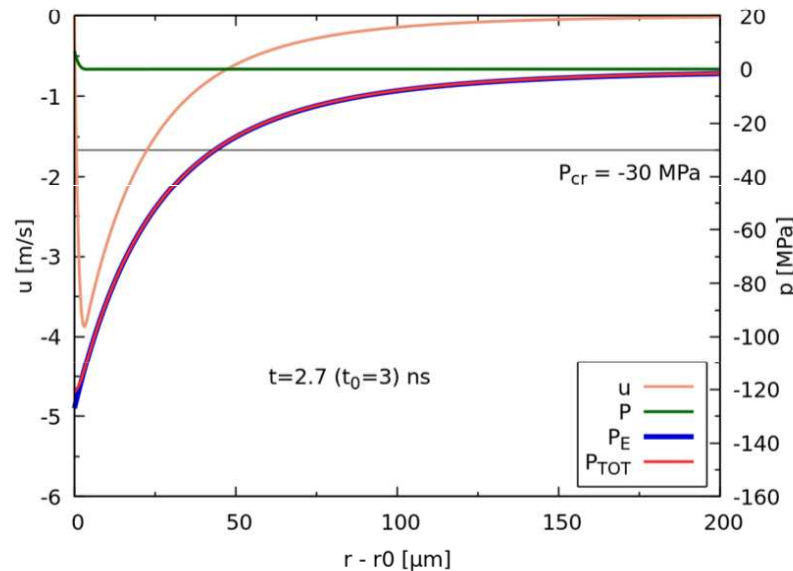
$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla(p - p_E) = -\nabla \left(p - \frac{1}{2} \alpha \epsilon \epsilon_0 E^2 \right)$$

hydrodynamic pressure electrostriction pressure

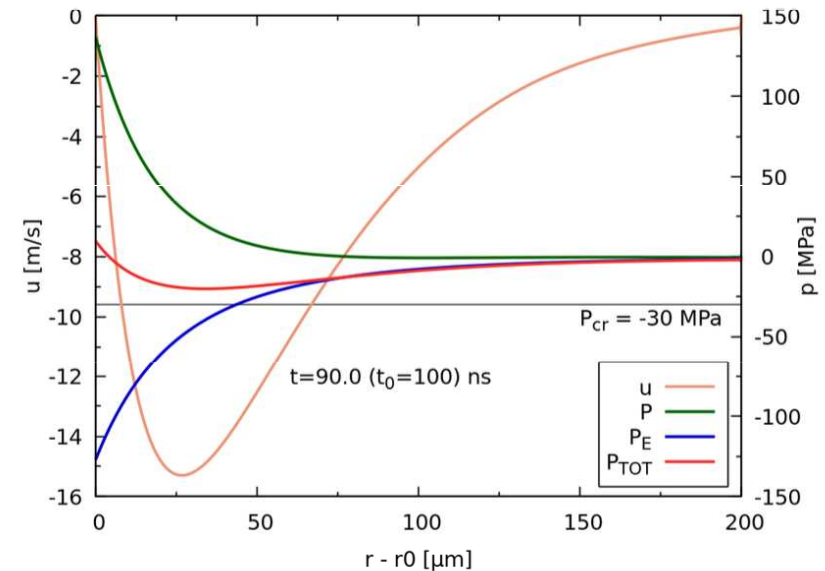
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla(p - p_E) = -\nabla \left(p - \frac{1}{2} \alpha \epsilon \epsilon_0 E^2 \right)$$

Cavitation for a 3ns leading edge of the applied voltage



Without cavitation for a 100ns leading edge of the applied voltage



$$U_0 = 54 \text{ kV}, r_0 = 100 \mu\text{m}, t_0 = 3 \text{ ns}/100 \text{ ns}$$

The resulting total pressure arises from the balance/competition between hydrodynamic and electrostrictive pressure for two differently rapid leading edges of the applied voltage

Growth of nano vacancies and ionization inside

Electrostrictive, surface tension, and hydrodynamic pressure on the surface of a nanovacancy

$$P_{av} = (3/4)(\alpha - 1)\epsilon_0\epsilon E^2 - k_\sigma\sigma/R - p$$

$P_{av} < 0$: nanovacancy collapses

$P_{av} > 0$: nanovacancy expands

Equilibrium of kinetic energy of the expanding liquid and pressure forces

$$\frac{d}{dt} \left(R^3 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right) = \frac{4}{\rho} R \frac{dR}{dt} \left(\frac{3}{8} R (\alpha - 1) \epsilon_0 \epsilon E^2 - \frac{pR}{2} - k_\sigma \sigma \right)$$

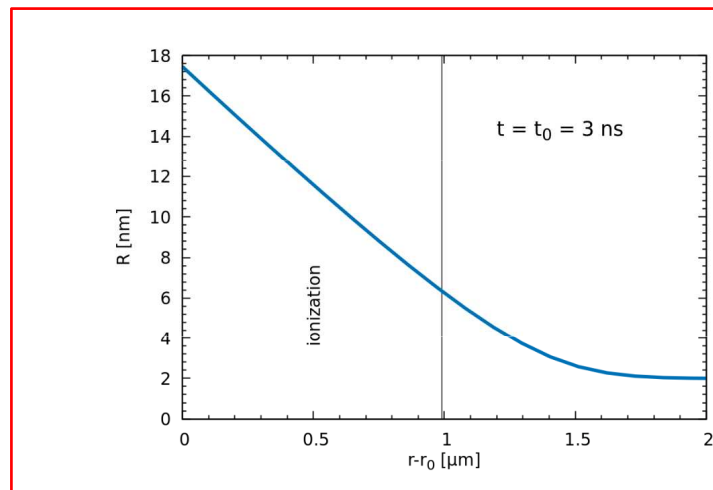
$\delta = 1.8$ nm
experimental Tolman coeff.

$$k_\sigma = 1/(1 + 2\delta/R_{cr})$$

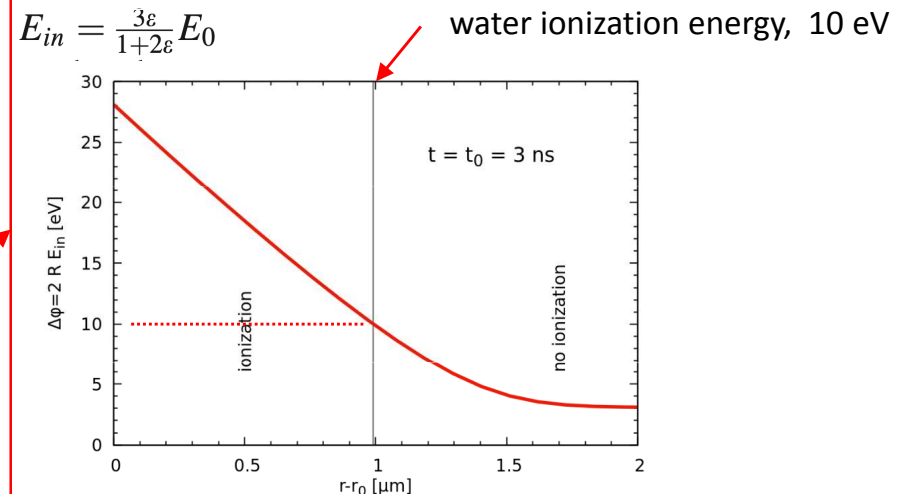
coeff. of equilibrium between tensile forces

$$k_\sigma \approx 0.26, R_{cr} \approx 1.24$$
 nm

nanovacancy radius



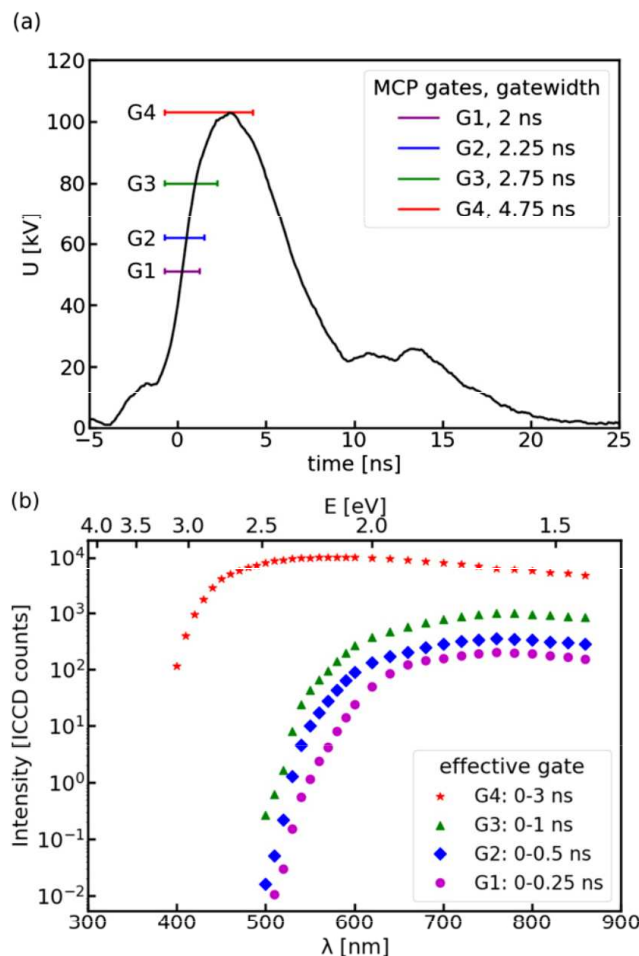
Electron kinetic energy in a nanovacancy



Simulation for $r_0 = 100$ μ m, $\epsilon = 81$, $\alpha = 1.5$, $U_0 = 54$ kV, $t_0 = 3$ ns, $\sigma = 0.072$ N/m, $R_0 = 2$ nm and $k_\sigma = 1$

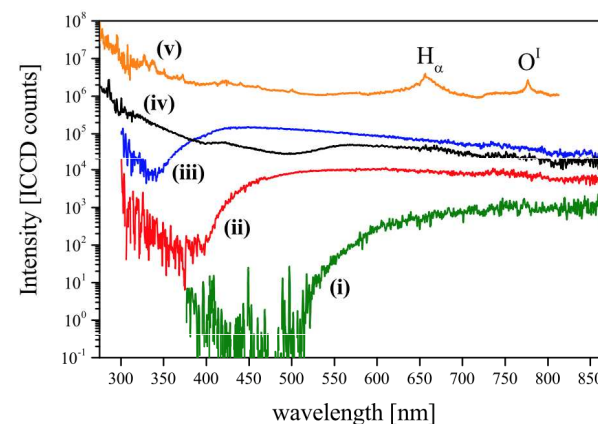
Optical emission spectrum at the start of an ns-pulse of high voltage

Experiment Bilek et al. 2021 PSST

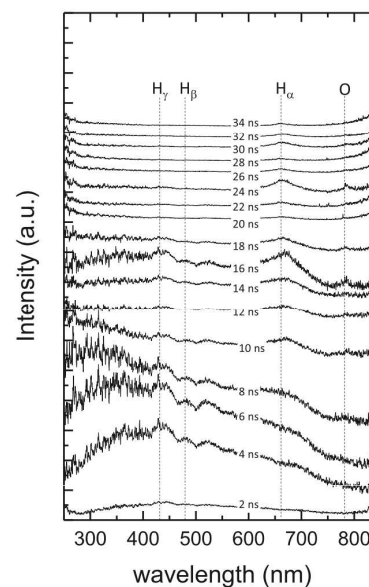


Deionized water, tip-to-plane geometry,
curvature of the anode tip $\sim 50 \mu\text{m}$, high
voltage amplitude $\sim 100 \text{ kV}$, FWHM $\sim 7 \text{ ns}$, $< 1 \text{ Hz}$

Experiment Šimek et al. 2017 PSST



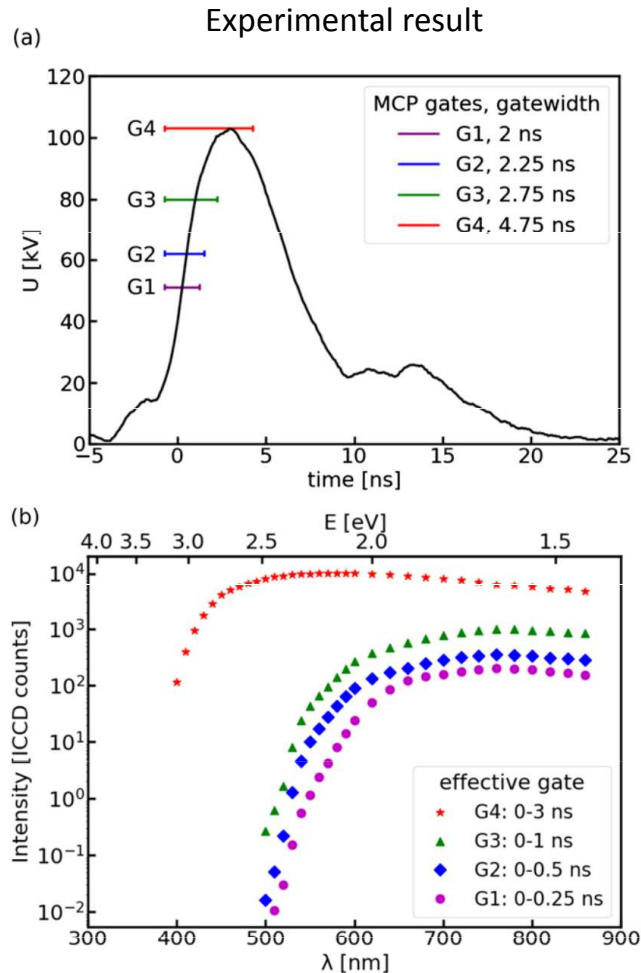
(i) 0–1 ns, (ii) 1–3 ns, (iii) 6–8 ns, (iv) 17–26 ns, and (v) 35–435 ns



Deionized water, tip-to-
plane geometry,
curvature of the anode
tip $\sim 50 \mu\text{m}$, high voltage
amplitude $\sim 20 \text{ kV}$,
FWHM $\sim 15 \text{ ns}$, 15 Hz

von Keudell et al. 2020 PSST

Optical emission spectrum - interpretation by bremsstrahlung radiation

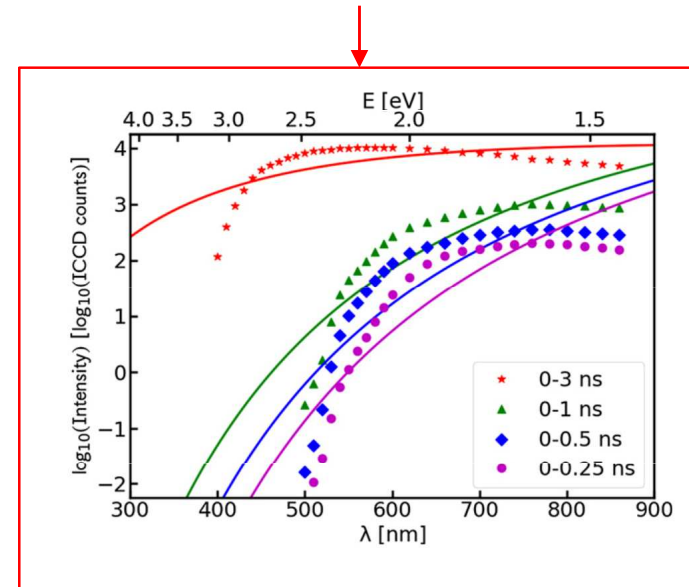


Deionized water, tip-to-plane geometry,
curvature of the anode tip ~50 μm, high
voltage amplitude ~100 kV, FWHM ~7 ns, <
1 Hz

Interaction of electrons with neutral particles and
the generation of bremsstrahlung radiation,
described by a Maxwell-Boltzmann distribution:

$$\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{en}} = C_{\text{en}} \frac{n_e n_n}{\lambda^2} (k_b T_e)^{\frac{3}{2}} \langle Q_{\text{en}}^m(T_e) \rangle$$

$$\times \left[\left(1 + \frac{hc}{\lambda k_b T_e} \right)^2 + 1 \right] \exp \left(\frac{-hc}{\lambda k_b T_e} \right)$$



Bremsstrahlung radiation generated by electrons with a Gaussian distribution function.

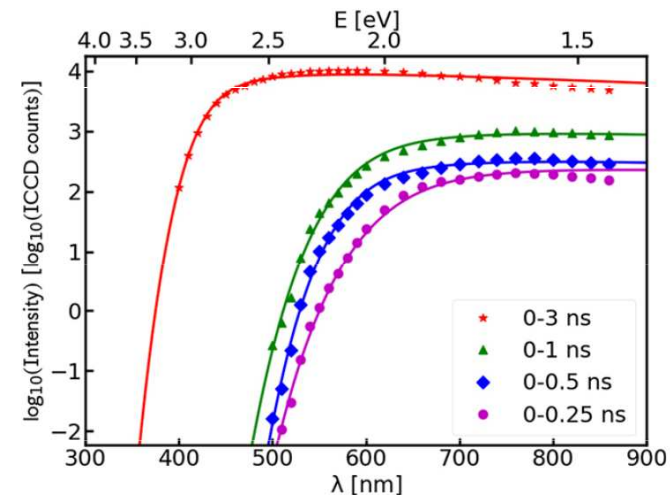
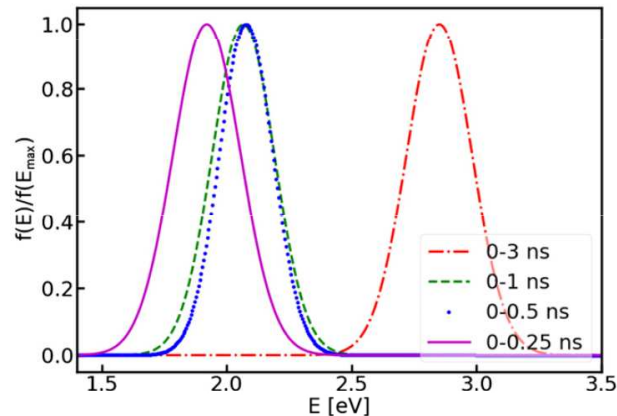
EEDF (Electron Energy Distribution Function) and expression of intensity using the emission coefficient.

$$f(E) = A \exp\left(-\frac{(E - E_{\max})^2}{2\sigma^2}\right) \quad \frac{I(\lambda)}{S} = \varepsilon_{\text{ff}}^{\text{en}}(\lambda)$$

$$\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{en}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} C_{\text{en}} \frac{n_e n_n}{\lambda^2} \times \int_{\frac{hc}{\lambda}}^{\infty} Q_{\text{en}}^m \left(1 - \frac{hc}{2\lambda E}\right) \sqrt{1 - \frac{hc}{\lambda E}} E^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{(E - E_{\max})^2}{2\sigma^2}\right) dE.$$

$$I(\lambda) = \frac{K}{\lambda^2} \int_{\frac{hc}{\lambda}}^{E_{\infty}} Q_{\text{en}}^m(E) \left(1 - \frac{hc}{2\lambda E}\right) \sqrt{1 - \frac{hc}{\lambda E}} \times E^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{(E - E_{\max})^2}{2\sigma^2}\right) dE.$$

Experiment	σ (eV)	$E_{\max}$ (eV)	$\log_{10} K$
0–0.25 ns	0.14	1.92	7.7
0–0.5 ns	0.11	2.08	7.7
0–1 ns	0.12	2.07	8.2
0–3 ns	0.13	2.85	8.7

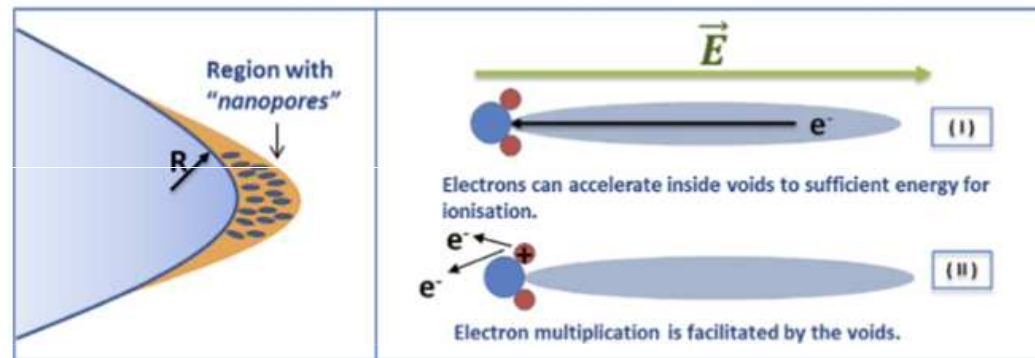


A Gaussian-shaped EEDF is characteristic for electrons produced by field emission.

Nanosecond electric breakdown in a dielectric liquid – scheme 1

1) A rapidly changing (nanoseconds) electric field generates negative pressure through the nonlinear response of a polar/dielectric liquid, resulting in nanoscopic "cracks" in the liquid—a phenomenon known as electrostriction.

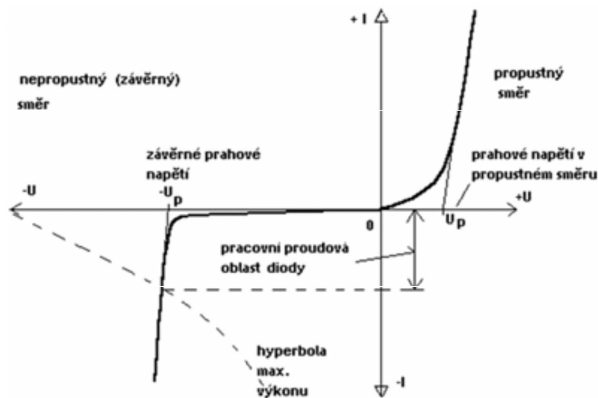
- I. A rapidly changing high electric field at the electrode =>
- II. Creation of negative pressure =>
- III. Generation of nanoscopic vacancies (literally nano-cracks in water) =>
- IV. Multiplication of electrons in the nanovacancy similar to a photomultiplier =>
- V. Generation and accumulation of free charge =>
- VI. Strengthening of the electric field, etc.



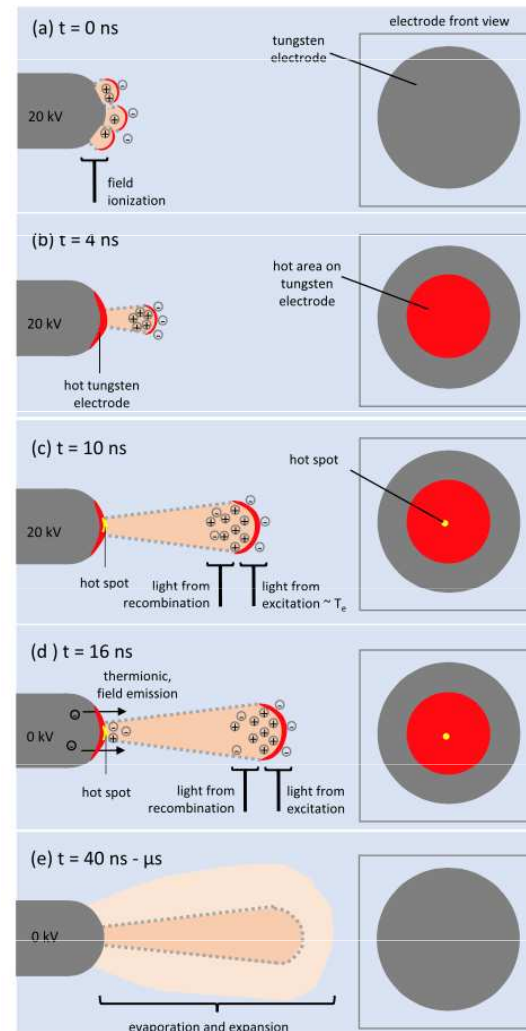
The generation of bremsstrahlung radiation in this type of discharge was successfully interpreted using the proposed model with a specific distribution function for electrons, and under the given conditions, it meets the cavitation requirements. The obtained distribution function also provides clues on how primary electrons are formed—namely by field emission from water molecules in nanovacancies.

2) Alternatively, the Zener model of ionization involves strong heating at the contact between the plasma and the electrode.

- I. A rapidly changing high electric field at the electrode =>
- II. Ionization of molecules via the Zener mechanism =>
- III. Multiplication of electrons =>
- IV. Generation of high current =>
- V. Rapid heating of the electrode, thermoemission



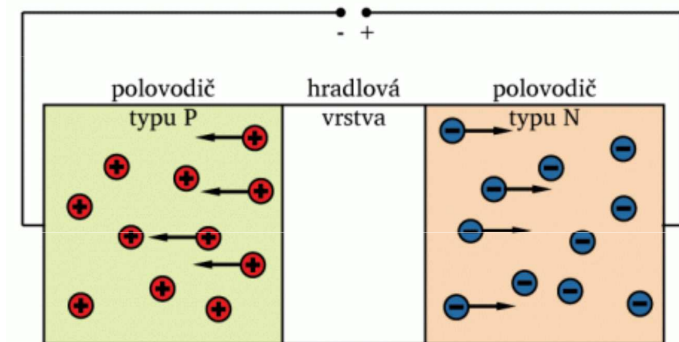
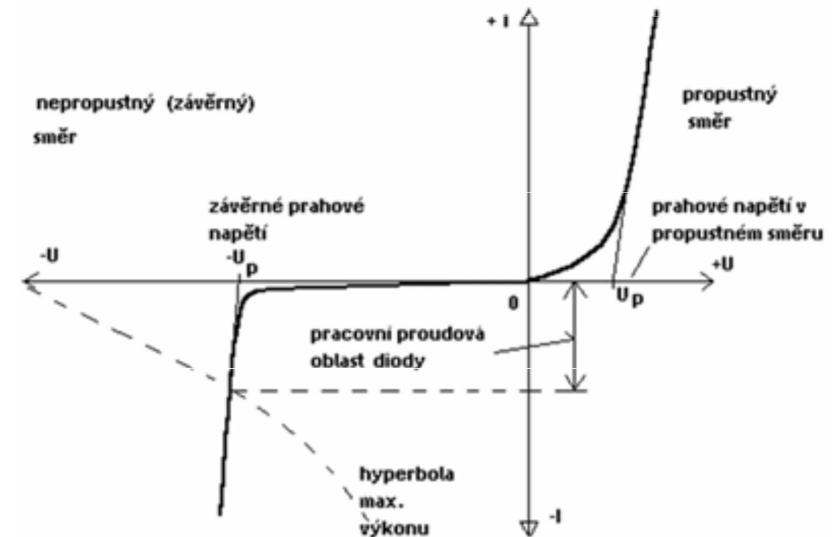
$$G_I(|E|) = q^2 n_0 a |E| h^{-1} \exp(-\pi^2 m^* a \Delta^2 / q h^2 |E|)$$



- The Zener model of ionization, adopted from semiconductor physics for the reverse/blocked direction
- If we increase the voltage in the reverse direction, it leads to the separation of charges from the gate layer, and at low voltages, it does not conduct any current. If the voltage is further increased beyond a certain threshold, the electric field intensifies until the electrons at material impurities begin to ionize through tunneling where the electric field enhancement is highest.
- Electron emission by this mechanism is called the Zener model and is described by the following equation:

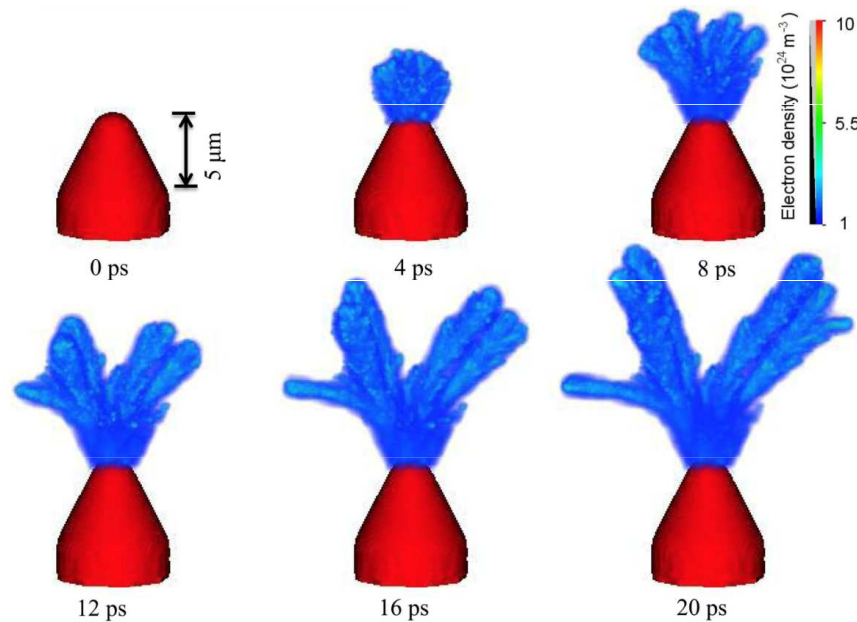
$$G_I(|E|) = q^2 n_0 a |E| h^{-1} \exp(-\pi^2 m^* a \Delta^2 / q h^2 |E|)$$

where G denotes the rate of field ionization, q is the electric charge, h is the Planck constant, $|E|$ is the magnitude of the electric field, n_0 is the number of impurities, that is, molecules/atoms, on which ionization can occur through the tunnel effect, a is the distance between individual molecules, Δ is the ionization energy of the molecule, and m^* is the effective mass of the electron in the liquid.



Nanosecond electric breakdown in a dielectric liquid – scheme 2

The Zener model of electron tunneling applied to the simulation of streamer discharge in supercritical liquid nitrogen at 80 bars and 290 K.



ionization rate

$$G_I(|\vec{E}|) = q^2 n_0 a |\vec{E}| h^{-1} \exp(-\pi^2 m^* a \Delta^2 / q h^2 |\vec{E}|)$$

intermolecular distance

$$a = 3 \times 10^{-10} \text{ m}$$

impurity density (50ppm)

$$n_0 = 10^{23} \text{ m}^{-3}$$

effective electron mass

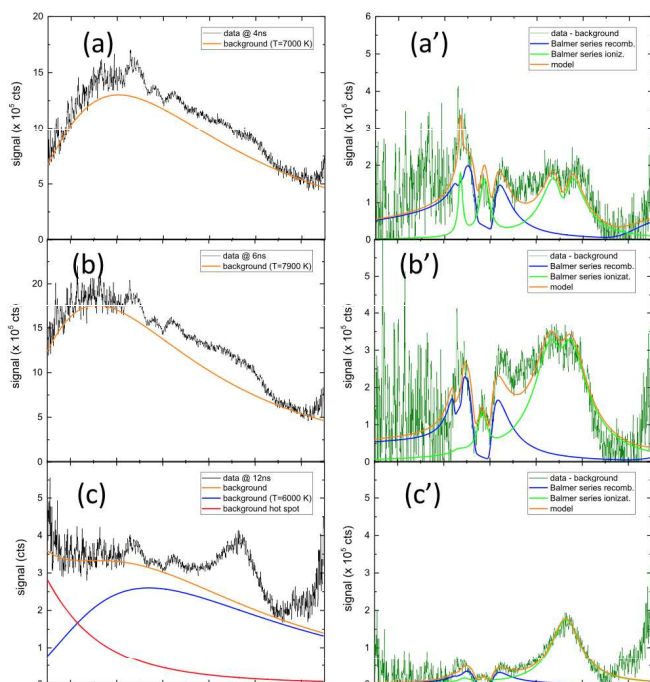
$$m^* = 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$$



streamer speed $\sim 10^6 \text{ m/s}$

density of ionized matter $\sim 10^{24} \text{ m}^{-3}$

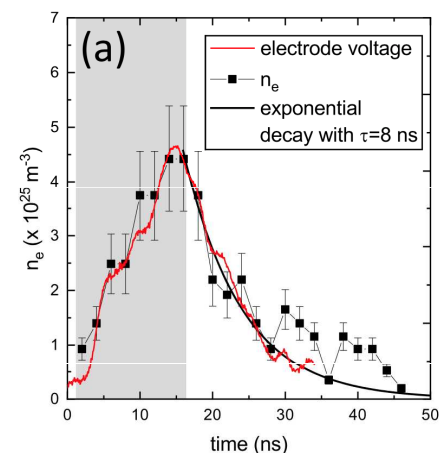
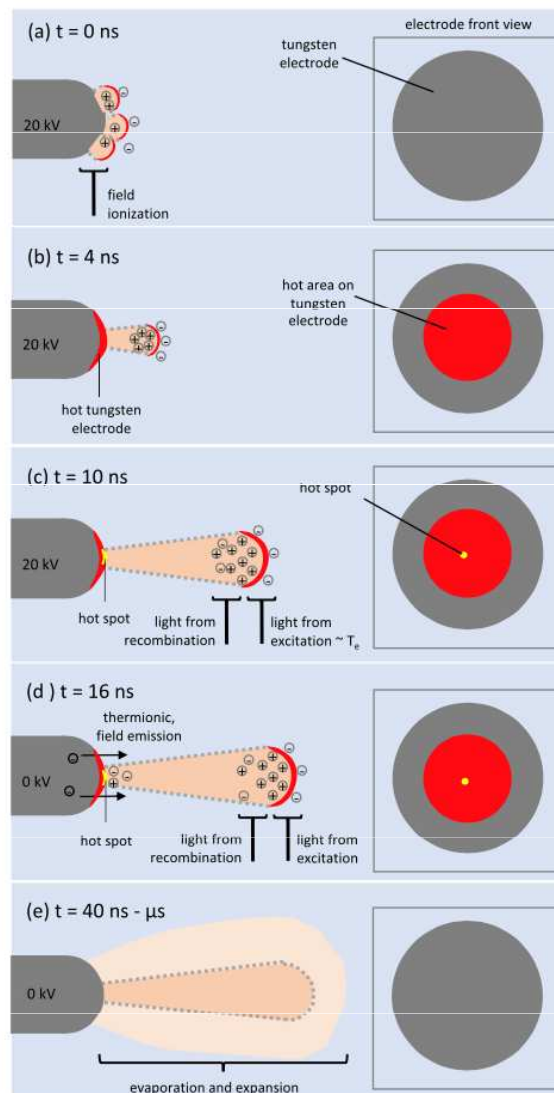
Optical emission spectrum and its interpretation: superposition of two blackbody emissions.



čas



navrhovaný model



Interpretation of the spectrum with nanosecond resolution using a physical model and determination of the electron density in the initial phases of the discharge from the broadened emission of hydrogen spectral lines.

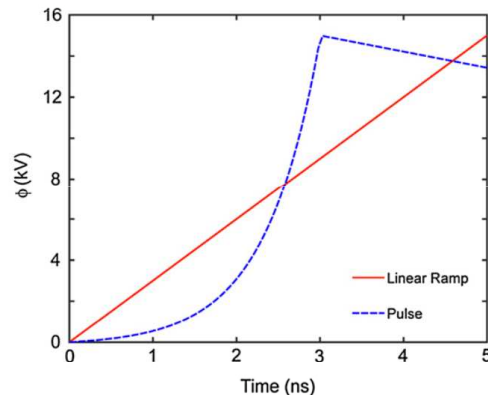
- Simulations taking into account both the electrostriction mechanism and the Zener ionization model (Aghdam et al. 2020 and 2021 PSST)
- Theory did not confirm the formation of sufficiently large vacancies for the acceleration of electrons to ionize surrounding water molecules by direct impact.

Fluid model results

Electrons separated from the OH negative ion provide a current of electrons even at lower voltages during the initial increase of the applied voltage.

The local electric field is not large enough to allow for ionization by direct electron impact on a water molecule; simulations indicate that this cannot be a dominant or significant mechanism.

Both exponential and linear voltage increases were tested, and both yield essentially the same results.



But this was only a fluid model

Different electron generation mechanisms

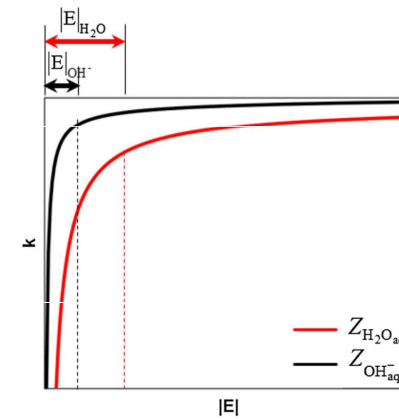


Figure 1. A schematic presentation and comparison of rate constants of field-dependent ionization of $\text{H}_2\text{O}_{\text{aq}}$ and tunneling detachment of electrons from OH_{aq}^- as a function of electric field magnitude.

The tunneling detachment of electrons from OH_{aq}^- ions can be expressed in the following form [23]:

$$Z_{\text{OH}_{\text{aq}}^-}(\mathbf{E}) = n_{\text{OH}_{\text{aq}}^-} \frac{\pi A^2 q |\mathbf{E}|}{\sqrt{2 I_n m_e}} \exp \left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2 m_e} I_n^{3/2}}{q h |\mathbf{E}|} \right), \quad (2)$$

where $n_{\text{OH}_{\text{aq}}^-}$ is the number density of OH_{aq}^- ions in the liquid, and I_n is the affinity energy of an electron in a negative ion (1.85 eV). The coefficient $A \sim 1$ depends on the shape of the potential well.

1. A detailed local model of cavitation provides an explanation for experimental results (optical emission spectra) through a suitable fit, which also gives additional information about the source of primary electrons.
2. 3D simulation, in an extreme case, describes with the Zener model a streamer discharge in liquid nitrogen, which likely cannot be experimentally confirmed directly and under relatively extreme conditions unrelated to water in a laboratory setting.
3. The generation of hot spots and relatively hot plasma is jointly described by optical emissions through the radiation of an absolutely black body, supplemented by the Zener ionization model—however, the presence of hot spots has not been confirmed.
4. Fluid simulation considering both electrostriction and the Zener model explains the stratification of pressure in front of the high-voltage electrode, but is not capable of detailing the experiment.
5. **Moreover, neither model completely describes the breakdown in liquids**; there is always a missing transition from the generation of free charges by primary mechanisms in streamer or spark-like processes... but the most consistent experimental and theoretical works are on the trail of this (for example, collaborations like that of colleague Bonaventura and the Academy of Sciences of the Czech Republic in Prague).

... so we are still waiting for the complete uncovering of the mechanism.

Computers and Mathematics with Applications 67 (2014) 340–349

Three-dimensional LBE simulations of a decay of liquid dielectrics with a solute gas into the system of gas-vapor channels under the action of strong electric fields*

A.L. Kupershtokh*

Lavrentyev Institute of Hydrodynamics SB RAS, Novosibirsk, Russia

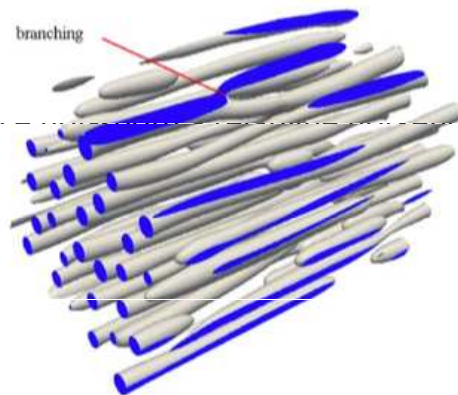


Fig. 6. The decay of a binary mixture in the three-dimensional strong electric field. Only the gas-vapor channels are shown. $\bar{T} = 0.9$, $\bar{\lambda}_0 = 50$, $B = -0.02$, $q = 0.02$, $r = 1$, $t = 1800$. The lattice is $192 \times 192 \times 352$.

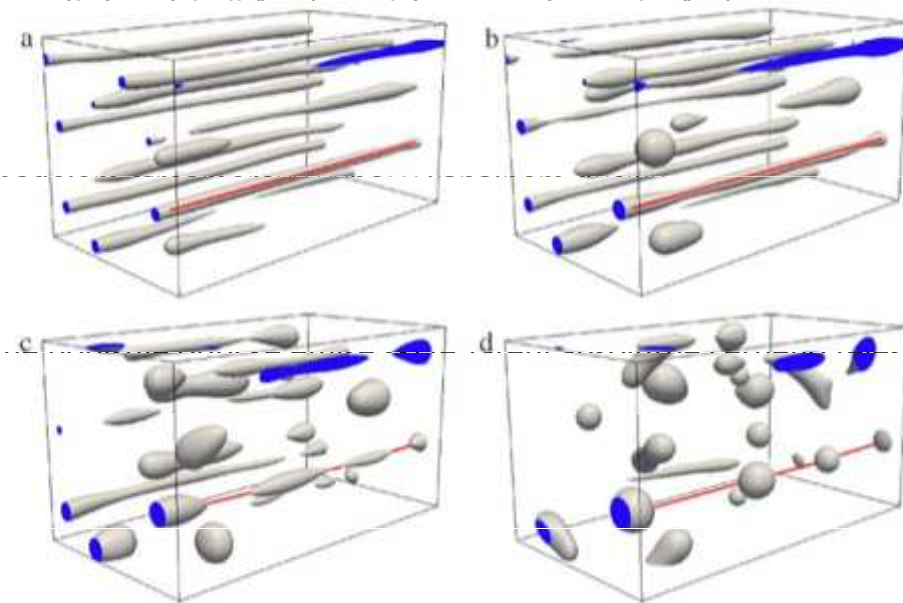
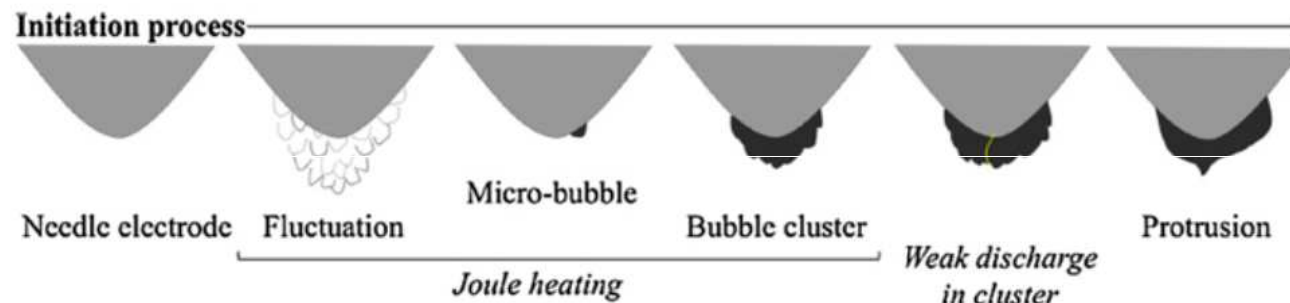


Fig. 8. The decay of the gas-vapor channels after turning off the electric field. Only the gas-vapor channels are shown. $\bar{T} = 0.9$, $\bar{\lambda}_0 = 1.66$, $\bar{\lambda} = 30$, $B = -0.02$, $q = 0.02$, $r = 1$. The lattice is $192 \times 192 \times 352$. $t = 5600$ (a); 6600 (b); 7600 (c); 9000 (d).

Moreover, all models do not completely describe breakdown in liquids; there is always a missing transition from the generation of free charges by primary mechanisms in streamer or spark-like processes... but the most consistent experimental and theoretical works are on the trail of this (for example, collaborations like that of colleague Bonaventura and the Academy of Sciences of the Czech Republic in Prague).

... so we are still waiting for the complete uncovering of the mechanism.

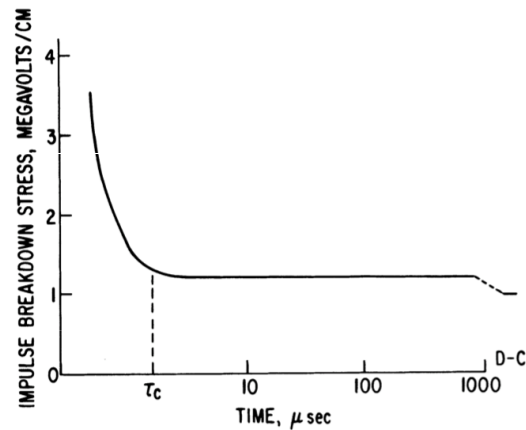
- A slowly changing (microseconds and longer) electric field mobilizes ions, polarizes polar molecules, or causes oscillatory motion (like heating food in a microwave), and through interaction with the surroundings, it leads to collisions with nearby molecules and the transfer of kinetic energy into vibrational and thus thermal energy...



Microsecond electric breakdown in liquids

- A slowly changing (microseconds and longer) electric field mobilizes ions, polarizes polar molecules, or causes oscillatory motion (like heating food in a microwave), and through interaction with the surroundings, it leads to collisions with nearby molecules and the transfer of kinetic energy into vibrational and thus thermal energy...

Electric breakdown in liquid hydrocarbons



Joule heating, microbubbles formation

Breakdown in sea water

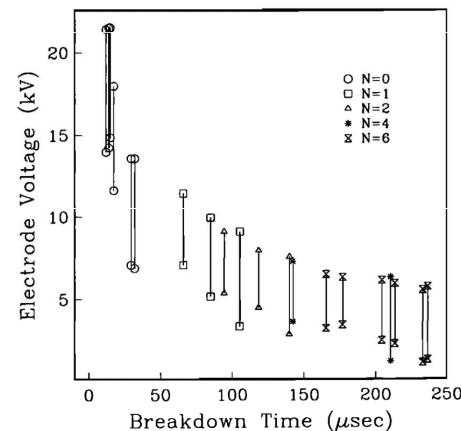


FIG. 3. Peak electrode voltage and voltage at breakdown (joined by solid line) are shown versus breakdown time, for a series of discharges. Charge voltage and series inductance were varied to produce different pulse shapes. N corresponds to the number of extra inductors, 140 μ H each, that were added in series with the load. Large inductance (large N) low power discharges are seen to lead to long breakdown times, while low inductance (small N) high power discharges break down much more rapidly.

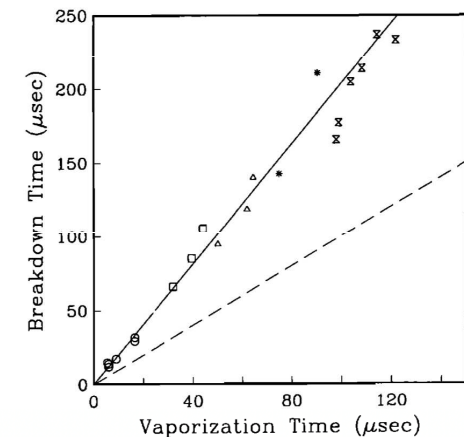
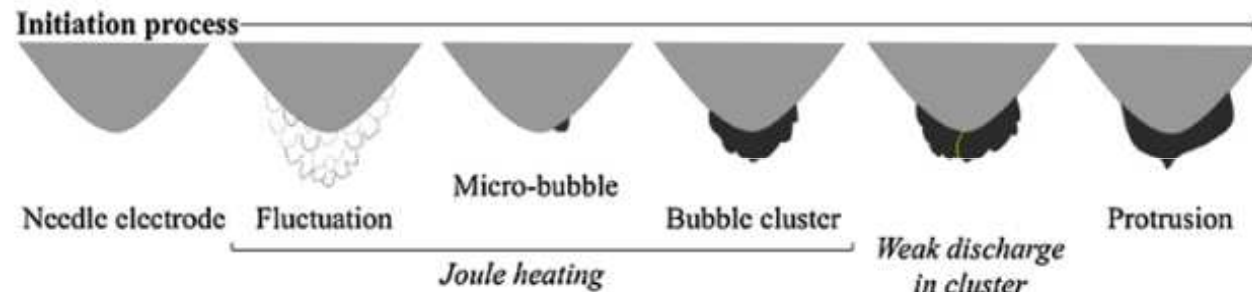


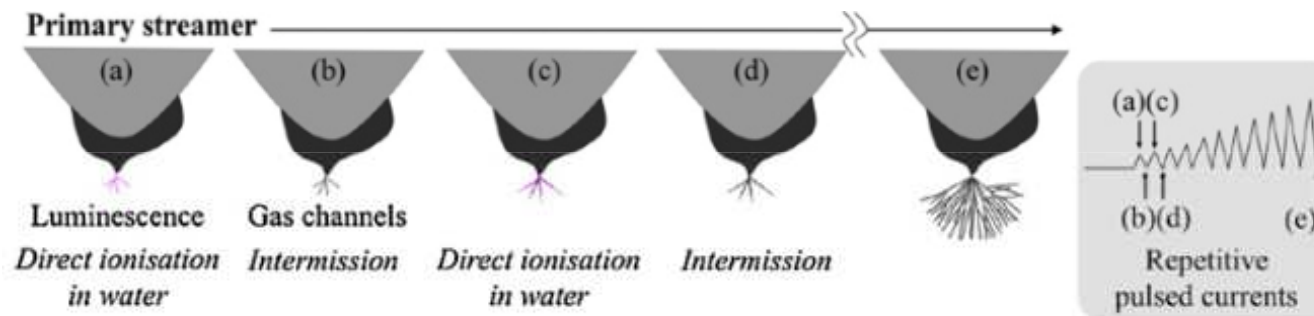
FIG. 6. Breakdown time as a function of vaporization time. Vaporization time is defined as the time required to dissipate sufficient energy to observe vapor bubble formation and collapse. The data depicted correspond exactly to the data shown for breakdown discharges in Fig. 3 (see symbol legend for Fig. 3). The dashed line has a slope of unity allowing easy comparison. Breakdown time is seen to be linearly correlated with, and to lag, the time at which vaporization begins.

Microsecond electric breakdown in liquids

- A slowly changing (microseconds and longer) electric field mobilizes ions, polarizes polar molecules, or causes oscillatory motion (like heating food in a microwave), and through interaction with the surroundings, it leads to collisions with nearby molecules and the transfer of kinetic energy into vibrational and thus thermal energy...



- After the formation of the first streamer discharges in a microbubble (note, these are no longer nano-vacancies but real bubbles!), there occurs a rapidly fast transfer of a large amount of electric charge, leading to cavitation in the water wall of the bubble, and the situation (not) explained in the previous parts of the lecture repeats itself.

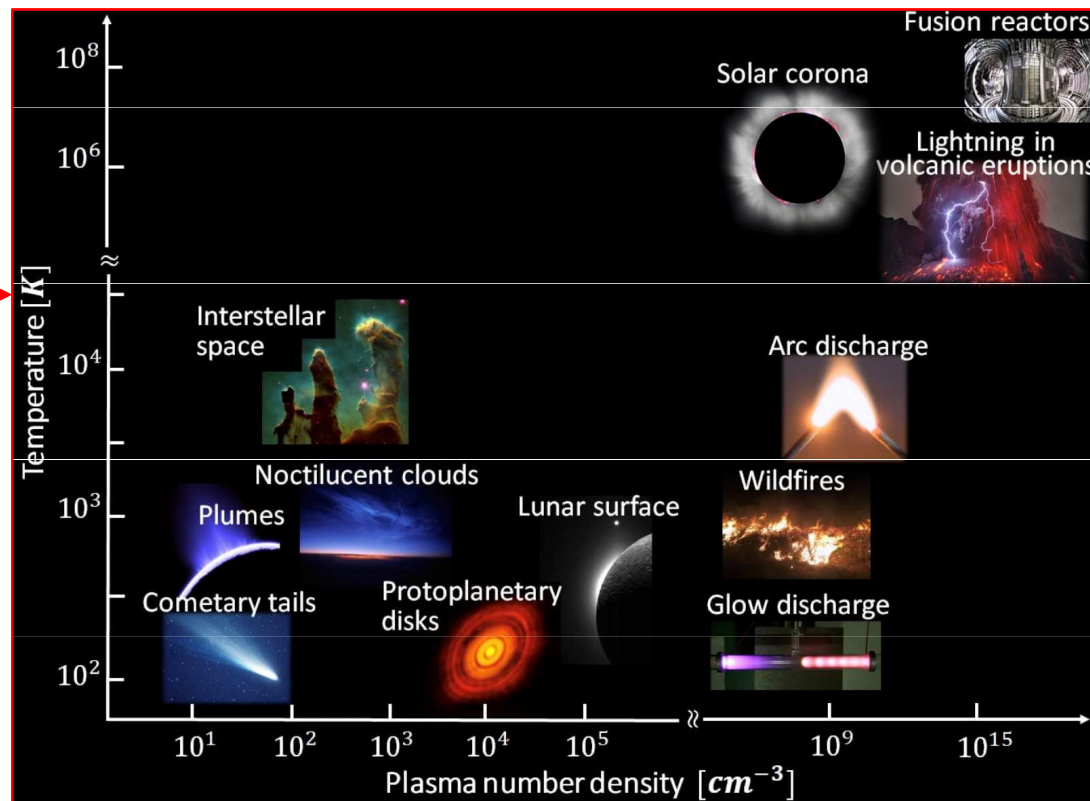
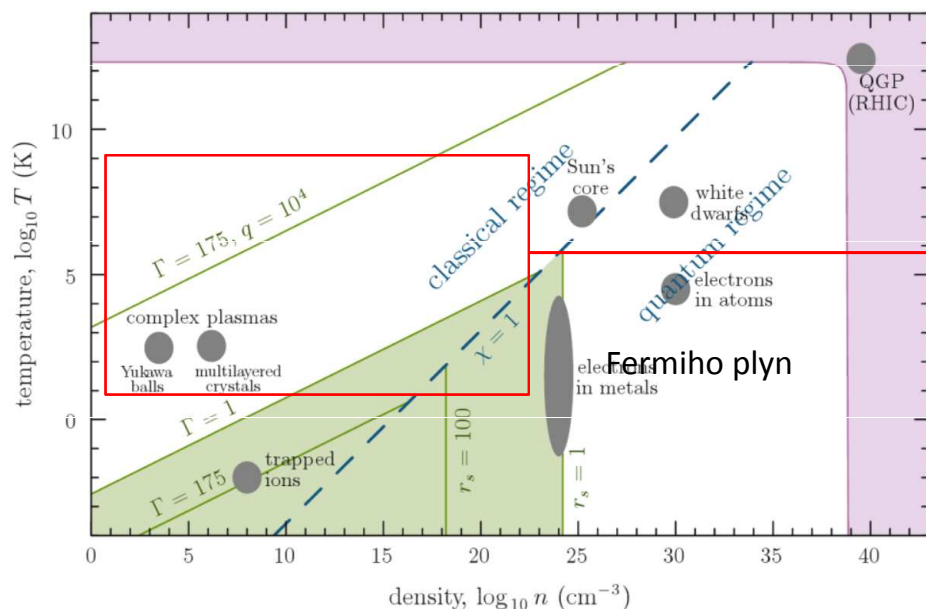


QUANTUM PLASMAS / COMPLEX PLASMAS / DUSTY PLASMAS

Klasifikace hmoty/plazmatu, kde jsme?

Introduction to complex plasmas – Bonitz et al. 2010

- v levém grafu ukazuje čárkovaná modrá čára rozdělení na kvantové a klasické plazma
- $\chi=1$ pak značí stupeň degenerace plazmatu χ ($\chi \sim \text{hustota} \cdot \text{rozptyl vlnové funkce}$), pro větší χ jsou charakteristické vzdálenosti částic srovnatelné s prostorovým rozsahem vlnové funkce a kvantové efekty se stanou stěžejními



- kolektivní chování** – tedy „korelace v systému“ jsou dány dalekým dosahem Coulombovských sil
- toto chování nastává, když energie Coulombovské interakce začne dominovat nad energií kinetickou a charakterizuje se tzv. korelačním parametrem Γ (Coulombův parametr γ), který je určen jako podíl interakční energie (s nejbližším partnerem) a střední tepelné energie systému:

$$\Gamma = \frac{|E_{\text{int}}|}{E_{\text{therm}}}$$

Klasifikace komplexního plazmatu

- kolektivní chování – tedy „korelace v systému“ jsou dány dalekým dosahem Coulombovských sil
- toto chování nastává, když energie Coulombovské interakce začne dominovat nad energií kinetickou a charakterizuje se tzv. korelačním parametrem Γ , který je určen jako podíl interakční energie (s nejbližším partnerem) a střední tepelné energie systému:

$$\Gamma = \frac{|E_{\text{int}}|}{E_{\text{therm}}} \quad \text{tedy} \quad \Gamma = \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 b k_B T}$$
- korelační parametr se rozprostírá od:
 - $\Gamma \ll 1$ pro ideální plyn, přes
 - $\Gamma \geq 1$ pro silně vázané/korelované systémy (kapalině podobné), až po
 - $\Gamma > 100$ krystalických systémů
- stručně řečeno, fenomény prostorových korelací/kolektivního chování a vytváření pravidelných struktur vyjadřují tendenci částic k minimalizaci jejich potenciální energie skrze vyhýbání se blízkému sousedství s dalšími částicemi

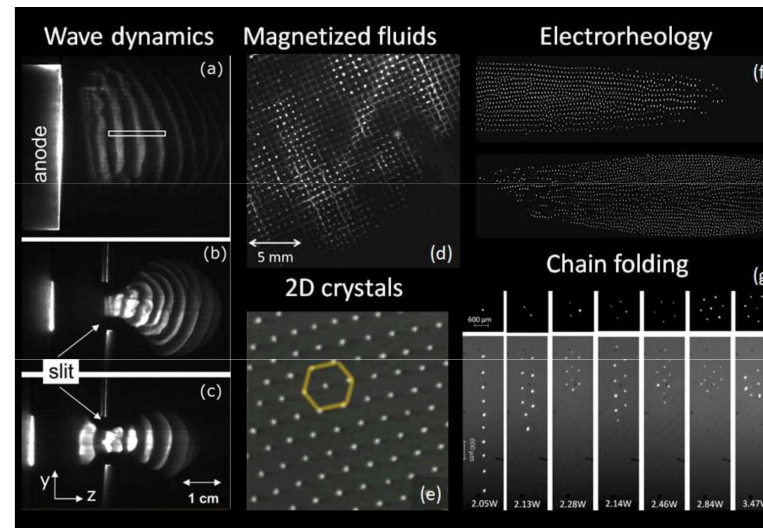
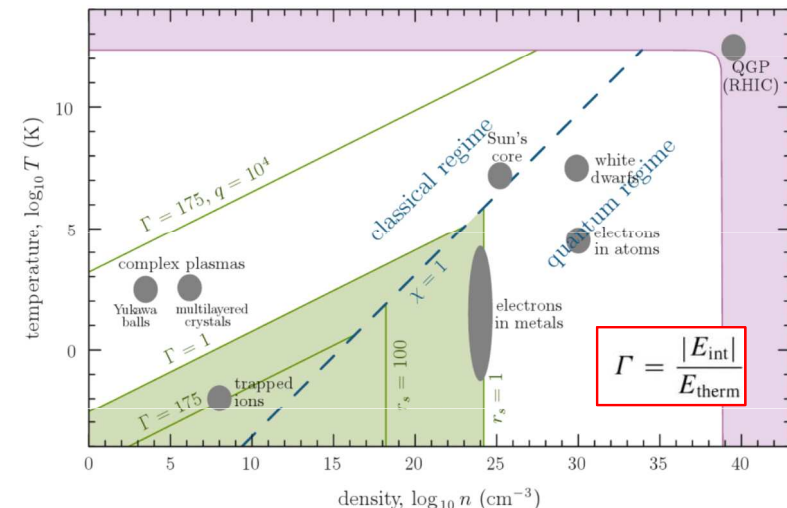


Fig. 3. Dusty plasma analogues: (a) nonlinear waves and (b), (c) shocks (Merlino et al., 2012), (d) dust grid pattern in external magnetic field (Thomas et al., 2015), (e) 2D honeycomb monolayer (Max Planck Institute), (f) electrorheological dusty plasma (PK-4 lab), (g) folding of filamentary structures (Hyde et al., 2013).

Klasifikace plazmatu

- dalším parametrem ke klasifikaci plazmatu je tzv. Bruecknerův parametr: $r_s = \frac{a}{a_B}$,
který popisuje částicovou korelovanost/provázanost v kvantových systémech, kde $a_B = 4\pi\epsilon\hbar^2/(mq^2)$ je efektivní Bohrův poloměr a a je střední vzdálenost mezi částicemi
- je zjevné, že s rostoucím a parametr roste a tedy dalekosažné síly (např. Coulombovské) umožňují kolektivní chování, na úkor prostorově limitovaným kvantovým efektům
- tento parametr bere v úvahu růst kvantové kinetické energie při vysokých hustotách a reflektuje tak dopad kvantových efektů z překryvu vlnové funkce na nanoskopických vzdálenostech (dokonce i pro $T=0$ jsou přítomny kvantové fluktuace, které rostou s hustotou hmoty a teplota tedy není dostatečně výmluvný parametr)
- parametr pak popisuje škálu různých systémů od slabě provázaných, ideálních kvantových ($r_s \ll 1$) až po čistě klasické ($r_s \rightarrow \infty$)
- je povšimnutí hodné, že i přes obrovskou rozmanitost známých plazmat je vznik kolektivního chování a strukturalizace systému popsitelná pouze výše uvedenými dvěma parametry: korelačním Γ a Bruecknerovým r_s
- vrátíme-li se k našemu fázovému diagramu, pak krystalické formy hmoty se nachází pouze v relativně malé oblasti nízkých teplot a středních hustot, kde $\Gamma \geq \Gamma_{cr} \approx 100$, a $r_s \geq r_{scr} \approx 100$ naopak, druhé dva limitní případy $\Gamma \ll 1$ a $r_s \ll 1$ jsou kompletně bez struktury
- pro silně korelované systémy v iontových pastech, teprve při 300mK bude elektrostatická energie vzájemných Coulombovských interakcí mezi jednotlivými ionty dostatečně větší než tepelná energie, a tedy $\Gamma > 100$
- ovšem silně provázané systémy jsou známy i při pokojových teplotách – v tzv. **komplexních (prašných - dusty) plazmatech**



- jde o třídu převážně nízkoteplotního plazmatu (alespoň v rozsahu této přednášky) obsahujícího mikroskopické až nanoskopické částice
- stěžejními problémy komplexního plazmatu jsou: korelace, dynamika a reaktivita
- Korelace (kolektivní chování) – vzájemné působení silně nabitých prachových částic v plazmatických pastech dává vznik silně korelovaným plazmovým stavům
- Dynamika – dynamika celého zoo částic vznikajících v plazmatu a interakce plazmatu s povrchem (plasma-surface interaction)
- Reaktivita - iniciované chemické procesy v plazmatu a na jeho okrajích/hranicích/rozhraních

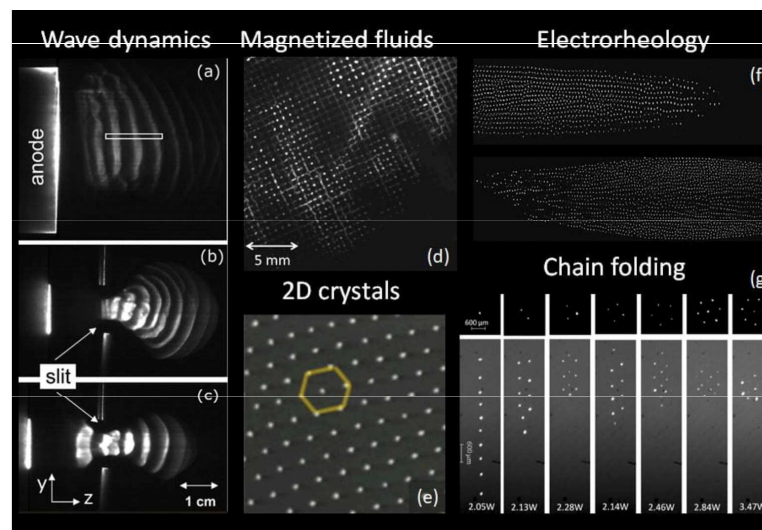
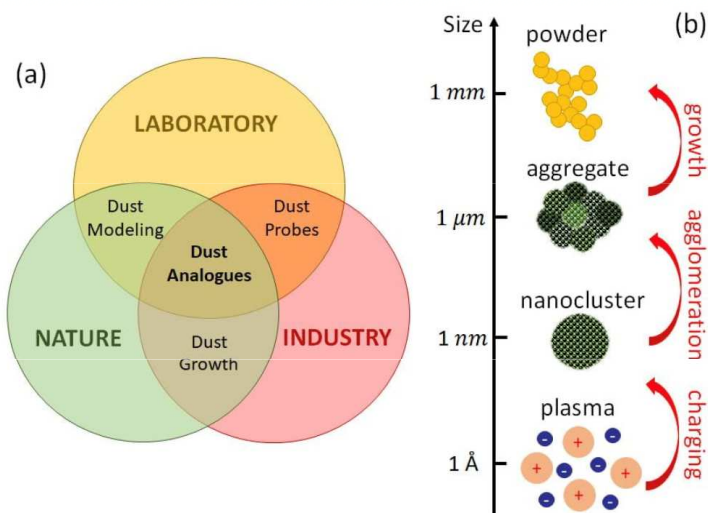


Fig. 3. Dusty plasma analogues: (a) nonlinear waves and (b), (c) shocks (Merlino et al., 2012), (d) dust grid pattern in external magnetic field (Thomas et al., 2015), (e) 2D honeycomb monolayer (Max Planck Institute), (f) electrorheological dusty plasma (PK-4 lab), (g) folding of filamentary structures (Hyde et al., 2013).

Komplexní plazma – plazma obsahující částice (dusty plasma)

Introduction to complex plasmas – Bonitz et al. 2010

- fyzika komplexního plazmatu je poměrně mladé odvětví ve fyzice plazmatu – nejde jen o prašné plazma (dusty plasma) ale spíše obecněji o: několikasořkové nízkoteplotní plazma obsahující vedle elektronů, pozitivních a negativních iontů i nabitě nano- či mikročástice a klastry (cluster, shluk částic), ale také reaktivní atomy a molekuly silně reagujícími s povrchy

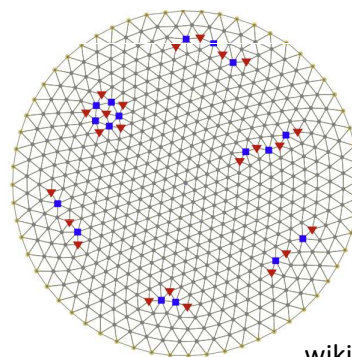
- komplexní plazma je součástí třídy tzv- měkké hmoty (soft matter), kterou můžeme popsat slovy Pierre-Gilles de Gennes:

Supramolecular substances which exhibit special properties such as macroscopic softness or elasticity, which have an internal equilibrium structure that is sensitive to external forces, which process excited metastable states and where the relevant physics is far above the quantum level [3].

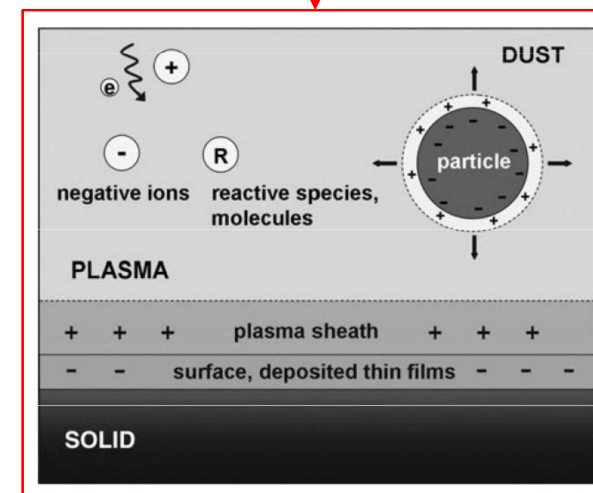
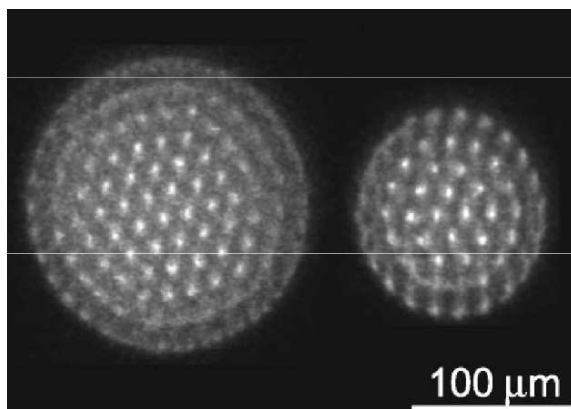
- fyzika komplexního plazmatu se zabývá oblastmi jako nabíjením prašných prstenců Saturnu, elektrickou aktivitou hydrometeorů v bouřkových oblacích, vznik a depozice nanočástic z nanoprášků apod. Dalšími zajímavými příklady jsou tzv.:

Wignerovy krystaly (za nízkých teplot, nízkých hustot v potenciálových jámách umístěné elektrony)

nebo tzv. Yukawa ball (trojrozměrné krystaly z nabitých prachových částic v nízkoteplotním plazmatu)



wiki



- zcela zásadním jevem, který je třeba charakterizovat a kvantifikovat je nabíjení částic/klastrů, které jsou vloženy do nebo interagují s plazmatem
- projdeme si tedy fundamentální mechanizmy, které ovlivňují nabíjení
- základním výchozím bodem bude podmínka pro plovoucí potenciál částice, tedy $\sum_{\ell} I_{\ell}(\phi_{fl}) = \frac{dQ_d}{dt} = 0$ kde ϕ_{fl} je plovoucí potenciál částice v plazmatu a ten rozumíme jako potenciál, při kterém je suma všech proudů na částici nulová, Q_d je náboj částice
- zajímá nás pro začátek rovnovážný stav (steady-state) a tedy budeme chtít vyjádřit plovoucí potenciál z daných proudů
- různé proudy přispívají k celkovému proudu na částici: proud elektronů, iontů, emise sekundárních elektronů a fotoelektronů. Sběr elektronů a iontů dominuje v laboratorních podmínkách, zatímco druhé dva pak v astrofyzikálních plazmatech. Extrakce elektronů vysokým elektrickým polem je také možná, ovšem ne pro námi uvažované (spíše) laboratorní podmínky dále.
- začneme diskuzi pro izotropní Maxwellovské rozdělení rychlostí iontů a elektronů. Proudů na částici mohou být popsány pomocí tzv. OML limitu (orbital motion limit), tedy pokud se nabitě částice přibližují k prachové částici z nekonečna a interagují pouze Coulombovsky – podobně jako Rutherfordův rozptyl
- elektrony díky mnohem nižší hmotnosti mají mnohem vyšší mobility než ionty a tedy bude částice nabita negativně a můžeme tedy uvažovat, že potenciál částice bude záporný vzhledem k potenciálu okolního plazmatu. Nakonec budou tedy pozitivní ionty přitahovány a elektrony odpuzovány.
- Výsledné OML proudy vypadají následovně, pro negativní prachovou částici: (a my si je v následující části odvodíme)

$$I_i = \pi a^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\phi_p}{k_B T_i}\right)$$

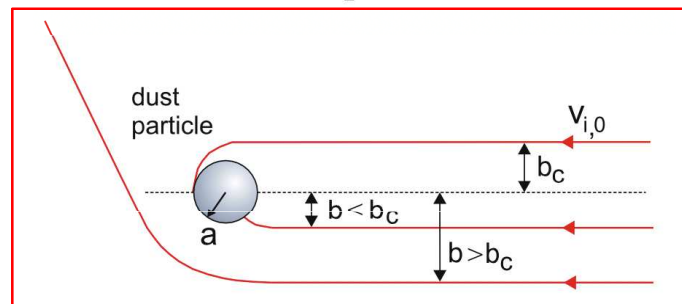
$$I_e = -\pi a^2 n_e e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi_p}{k_B T_e}\right)$$

- pro kompletnost pak pro pozitivní prachovou částici platí:
$$I_i = \pi a^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \exp\left(-\frac{e\phi_p}{k_B T_i}\right)$$
$$I_e = -\pi a^2 n_e e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{e\phi_p}{k_B T_e}\right)$$

- Ve všech čtyřech předchozích rovnicích je pak a poloměr prachové částice, e je elementární náboj, k_B je Boltzmannova konstanta, n_i a n_e jsou koncentrace iontů a elektronů, T a m jejich hmotnosti

Odvození OML proudů

- jak již bylo uvedeno, budeme vycházet z podmínky, že $\phi_p < 0$, začněme iontovou částicí padající na prachovou částici



- Kde b je záměrná vzdálenost (jak ji znáte z mikrosvěta), b_c je její kritická hodnota, a pro $b < b_c$ dopadne iont na prachovou částici a pro větší hodnotu bude pak jen vychýlen

- platí změna momentu hybnosti (pro nekonečnou vzdálenost a při interakci): $L = |\mathbf{r} \times \mathbf{p}| = m_i v_{i,0} b_c$

a $L = m_i v_i a$... uvažujeme jeho zachování (i když mají částice nenulové rozměry!)

- rovnováha energie pro iont v nekonečnu a u nabitě částice je dána $\frac{1}{2} m_i v_{i,0}^2 = \frac{1}{2} m_i v_i^2 + e\phi_p$

- a můžeme psát:

$$\frac{1}{2} m_i v_{i,0}^2 = \frac{1}{2} m_i v_i^2 \left(\frac{v_i^2}{v_{i,0}^2} + \frac{e\phi_p}{(1/2)m_i v_{i,0}^2} \right) = \frac{1}{2} m_i v_{i,0}^2 \left(\frac{b_c^2}{a^2} + \frac{e\phi_p}{(1/2)m_i v_{i,0}^2} \right)$$

- z čehož vychází:

$$b_c^2 = a^2 \left(1 - \frac{2e\phi_p}{m_i v_{i,0}^2} \right)$$

- a lze odvodit účinný průřez pro připojení iontu na částici jako: $\sigma_c \equiv \pi b_c^2 = \pi a^2 \left(1 - \frac{2e\phi_p}{m_i v_{i,0}^2} \right)$

- interakční účinný průřez je větší než geometrický průřez částice $\sigma = \pi a^2$ díky přítomným elektrostatickým silám, platí $\phi_p < 0$

- iontový proud je dán: $dI_i = \sigma_c(v_i) dj_i = \sigma_c(v_i) n_i e v_i f(v_i) dv_i$

kde $j_i = n_i e v_i$ je hustota iontového proudu

- iontový proud je třeba pak integrovat přes Maxwellovskou rozdělovací funkci (dle úvodních předpokladů)

$$f(v_i) = 4\pi v_i^2 \left(\frac{m_i}{2\pi k_B T_i} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_i v_i^2}{k_B T_i}\right) \quad \text{with} \quad \int_0^\infty f(v_i) dv_i = 1$$

- a dostáváme:

$$I_i = 4\pi^2 a^2 n_i e \left(\frac{m_i}{2\pi k_B T_i} \right)^{3/2} \int_0^\infty \left(1 - \frac{2e\phi_p}{m_i v_i^2} \right) v_i^3 \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_i v_i^2}{k_B T_i}\right) dv_i$$

- přitom víme:

$$I_i = 4\pi^2 a^2 n_i e \left(\frac{m_i}{2\pi k_B T_i} \right)^{3/2} \times \left[\underbrace{\int_0^\infty v_i^3 \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_i v_i^2}{k_B T_i}\right) dv_i}_{F_1} - \underbrace{\int_0^\infty \frac{2e\phi_p}{m_i} v_i \exp\left(-\frac{\frac{1}{2} m_i v_i^2}{k_B T_i}\right) dv_i}_{F_2} \right]$$

$$F_1 = \frac{2(k_B T_i)^2}{m_i^2}$$

$$F_2 = \frac{2(k_B T_i)^2}{m_i^2} \frac{e\phi_p}{k_B T_i}$$

$$\int_0^\infty x^n e^{-ax^2} dx = \frac{k!}{2a^{k+1}} \quad \text{for odd } n = 2k + 1$$

- a tedy výsledný proud je:

$$I_i = \pi a^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\phi_p}{k_B T_i} \right)$$

tento výsledek lze interpretovat jako modifikaci proudové hustoty iontů s jejich termální rychlostí

$$j_i = n_i e v_{th,i} \quad v_{th,i} = \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}}$$

- člen $\pi a^2(1 - e\phi_p/k_B T_i)$ pak popisuje zvětšený interakční účinný průřez prachové částice při iontové termální energii $k_B T_i$ což je blízko klasickému vztahu $(3/2)k_B T_i$

- pro elektronový proud platí analogicky, pro kritickou záměrnou vzdálenost: $b_c^2 = a^2 \left(1 + \frac{2e\phi_p}{m_e v_{e,0}^2}\right) \quad \phi_p < 0$

- pro rozdělovací funkci a integraci:
$$I_e = -4\pi^2 a^2 n_e e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}\right)^{3/2} \int_{v_{\min}}^{\infty} \left(1 + \frac{2e\phi_p}{m_e v_e^2}\right) v_e^3 \exp\left(-\frac{\frac{1}{2}m_e v_e^2}{k_B T_e}\right) dv_e$$

- spodní mez je dána energií elektronů k překonání odpudivé síly negativní prachové částice $v_{\min} = \sqrt{-2e\phi_p/m_e}$

- pak podobně jako pro ionty: $m_e v_e^2/2 > m_e v_{\min}^2/2 = -e\phi_p$

$$F_1 = \frac{2(k_B T_e)^2}{m_e^2} \exp\left(\frac{e\phi_p}{k_B T_e}\right) \left(1 - \frac{e\phi_p}{k_B T_e}\right) \quad \int_v^{\infty} x e^{-ax^2} dx = \frac{1}{2a} e^{-av^2}$$

$$F_2 = \frac{2(k_B T_e)^2}{m_e^2} \frac{e\phi_p}{k_B T_e} \exp\left(\frac{e\phi_p}{k_B T_e}\right) \quad \int_v^{\infty} x^3 e^{-ax^2} dx = \frac{1}{2a^2} (1 - av^2) e^{-av^2}$$

- a tedy:

$$I_e = -\pi a^2 n_e e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi_p}{k_B T_e}\right)$$

podobný výsledek lze získat statistickou úvahou, že tepelný tok elektronů na částici bude redukován Boltzmannovským faktorem

$$n_e \rightarrow n_e \exp(e\phi_p/k_B T_e)$$

- odvození bylo provedeno za předpokladu izotropní Maxwelllovské rozdělovací funkce a iontových trajektorií bez kolizí
- ovšem všechny tyto podmínky jsou v případě plazmatu v elektrických výbojích porušeny...

PROČ?

- odvození bylo provedeno za předpokladu izotropní Maxwelllovské rozdělovací funkce a iontových trajektorií bez kolizí
- ovšem všechny tyto podmínky jsou v případě plazmatu v elektrických výbojích porušeny...

However, all of these conditions are often violated in plasma discharges. Typically, the ion mean-free path is often not much larger than the Debye length, especially in discharges in noble gases that have very large cross sections for ion-neutral charge exchange collisions. Moreover, the particles are trapped in the space charge sheath of a plasma discharge (as we will see below) where the ion motion is directed towards the electrodes. Finally, the distribution functions of electrons in plasma discharges are often better characterized by a bi-Maxwellian or Druyvesteyn-like distribution rather than a pure Maxwellian [2]. Hence, especially the high-energy tail of the electron distribution that determines the particle charge can strongly deviate from the Maxwellian assumption. For a full treatment of all these processes, thorough numerical simulations [3, 4] are required. However, the effect of streaming ions and ion-neutral collisions will be further discussed below using approximations to get a feeling for these effects.

- ve stěnové vrstvě (plasma sheath) je drift iontů dán externím elektrickým polem a má dominantní směr, není tedy dán Maxwellovskou rozdělovací funkcí, můžeme psát:

$$I_i = \pi a^2 n_i e v_{th,i} f(u_i)$$

- přitom rozdělovací funkce může mít formu:

$$f(x) = \sqrt{\frac{\pi}{4}} x \left[\left(1 + \frac{1}{2x^2} - \frac{e\phi_p}{k_B T_i x^2} \right) \operatorname{erf}(x) + \frac{1}{\sqrt{\pi} x} e^{-x^2} \right]$$

- Kde: $x = u_i / \sqrt{2k_B T_i / m_i}$ a $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-y^2) dy$ jsou tzv. chybové funkce (error functions)

- pro ionty s driftovou rychlostí $u_i \gg v_{th,i}$ se pak iontový proud redukuje na

$$I_i = \pi a^2 n_i e u_i \left(1 - \frac{2e\phi}{m_i u_i^2} \right)$$

který získáváme nahrazením $k_B T_i$ za $m_i u_i^2 / 2$ a termální rychlost rychlostí driftovou

- pro srovnání, původní proud: $I_i = \pi a^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\phi_p}{k_B T_i} \right)$

- srážky iontů s neutrály signifikantně modifikují iontový proud na prachovou částici
- v nízkoteplotním plazmatu ve vzácných plynech pak platí dominantně $A_{\text{fast}}^+ + A_{\text{slow}} \longrightarrow A_{\text{fast}} + A_{\text{slow}}^+$
- uvažujme, jak by tyto kolizní ionty přispěli k proudům na prachovou částici...
- uvažujme poloměr R_0 kolem prachové částice, v objemu této koule vede každá výše uvedená kolize ke kolekci iontu na prachovou částici, pravděpodobnost takovéto kolize je asi R_0/ℓ_{mfp}

kde $\ell_{\text{mfp}} = 1/(n_n \sigma_{\text{in}})$ je střední volná dráha pro kolizi iontu a neutrálu, kde n_n hustota neutrálů a σ_{in} je účinný průřez pro výše uvedenou reakci

- termální proud iontů skrze tuto kouli je $I = \pi R_0^2 n_i e v_{\text{th},i}$ a tedy platí $I_{\text{coll}} = \pi R_0^2 n_i e v_{\text{th},i} \frac{R_0}{\ell_{\text{mfp}}}$
- totální proud bude tedy po sečtení proudových příspěvků:
$$I_i = \pi a^2 n_i e v_{\text{th},i} \left(1 - \frac{e\phi_p}{k_B T_i} + \frac{R_0^3}{a^2 \ell_{\text{mfp}}} \right)$$
- zbývá tedy rozumně odhadnout poloměr R_0 , to můžeme udělat tak, že R_0 určíme tam, kde energie interakce iontu a prachové částice je v řádu termální iontové energie, uvažujeme-li Debyeho stínění pak
$$\frac{k_B T_i}{e} = \frac{Z_d e}{4\pi \epsilon_0 R_0} e^{-R_0/\lambda_D}$$
- a ve výsledku $(R_0/\lambda_D)^3 = 0.1(a/\lambda_D)^2 (e\phi_p/k_B T_i)^2$
- celkový proud bude pak:

$$I_i = \pi a^2 n_i e v_{\text{th},i} \left(1 - \frac{e\phi_p}{k_B T_i} + 0.1 \left(\frac{e\phi_p}{k_B T_i} \right)^2 \frac{\lambda_D}{\ell_{\text{mfp}}} \right)$$

Nabíjení částice pomocí jiných mechanismů

- pozitivní nabíjení skrze fotoemisní proud – UV fotony způsobují emisi elektronů, které pak opouští částici

$$I_v = \delta^{\text{ph}} \pi a^2 e \Phi_v \quad \phi_p \leq 0$$

$$I_v = \delta^{\text{ph}} \pi a^2 e \Phi_v \exp\left(-\frac{e\phi_p}{k_B T_v}\right) \quad \phi_p > 0$$

- zde δ^{ph} je koeficient fotoemise, udává počet uvolněných elektronů po dopadu jednoho fotonu, Φ_v je tok fotoelektronů

- emise sekundárních elektronů po nárazu elektronu, kvantifikována pomocí koeficientu sekundární emise který je silně závislý od energie příchozího elektronu E_e

$$\delta^S(E_e) = 7.4 \delta_m^S \frac{E_e}{E_m} \exp\left(-2\sqrt{\frac{E_e}{E_m}}\right)$$

- pak výsledný proud pro $\phi_p < 0$ dává:

$$I_S = 3.7 \delta_m^S \pi a^2 n_e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{e\phi_p}{k_B T_e}\right) \exp\left(\frac{e\phi_p}{k_B T_e} - \frac{e\phi_p}{k_B T_s}\right) F_{5,B}\left(\frac{E_m}{4k_B T_e}\right)$$

- a pro případ $\phi_p > 0$ potom:

$$I_S = 3.7 \delta_m^S \pi a^2 n_e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi_p}{k_B T_e}\right) F_{5,0}\left(\frac{E_m}{4k_B T_e}\right)$$

- kde jsou většina proměnných materiálové relativní konstanty a

$$B = \sqrt{4e\phi_p/E_m} \quad F_{5,Y}(x) = x^2 \int_Y^\infty u^5 e^{-(xu^2+u)} du$$

- pro laboratorní podmínky můžeme často uvažovat pouze vodivostní proudy – je to dobré přiblížení
- z rovnice pro potenciál a OML proudy pak plyne

$$\sum_{\ell} I_{\ell}(\phi_{fl}) = \frac{dQ_d}{dt} = 0$$

$$I_i = \pi a^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\phi_p}{k_B T_i}\right)$$

$$I_e = -\pi a^2 n_e e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi_p}{k_B T_e}\right)$$

$$1 - \frac{e\phi_{fl}}{k_B T_i} = \sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}} \frac{n_e}{n_i} \exp\left(\frac{e\phi_{fl}}{k_B T_e}\right)$$

- v tabulce jsou pak uvedené normalizované potenciály v kvazi-neutrálním plazmatu pro různé poměry teplot

	$T_e/T_i =$						
	1	2	5	10	20	50	100
H	-2.504	-2.360	-2.114	-1.909	-1.700	-1.430	-1.236
He	-3.052	-2.885	-2.612	-2.388	-2.160	-1.862	-1.645
Ar	-3.994	-3.798	-3.491	-3.244	-2.992	-2.660	-2.414

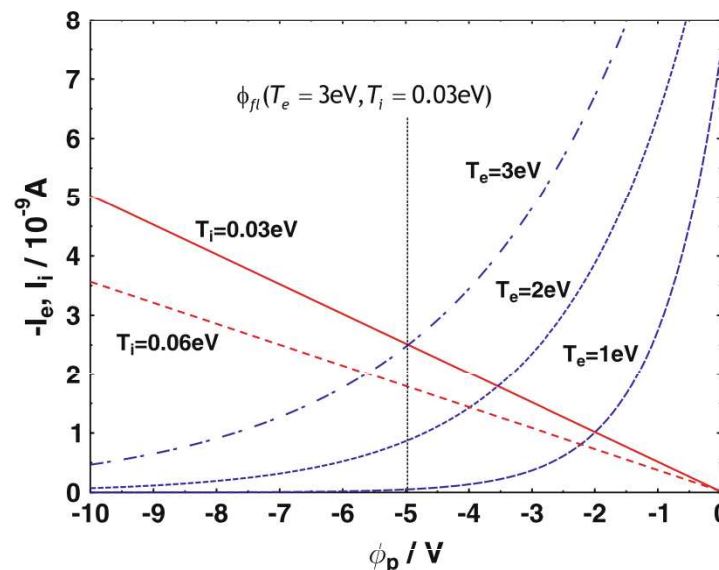


Fig. 2.2 OML currents onto a dust particle for different values of electron and ion temperatures. The intersection of electron and ion current gives the floating potential (the negative electron current is plotted as positive, here). Other parameters used here are $a = 4.7 \mu\text{m}$ and $n_i = n_e = 1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, which influence only the absolute magnitude of the currents, but not the floating potential. As an example, the floating potential $\phi_{fl} \approx -5 \text{ V}$ is indicated for the case of $T_e = 3 \text{ eV}$ and $T_i = 0.03 \text{ eV}$

- pro ne-kvazi-neutrální plazma (sheath, apod.) pak vychází

$$1 - \frac{e\phi_{fl}}{k_B T_i} = \sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}} \frac{n_e}{n_i} \exp\left(\frac{e\phi_{fl}}{k_B T_e}\right)$$

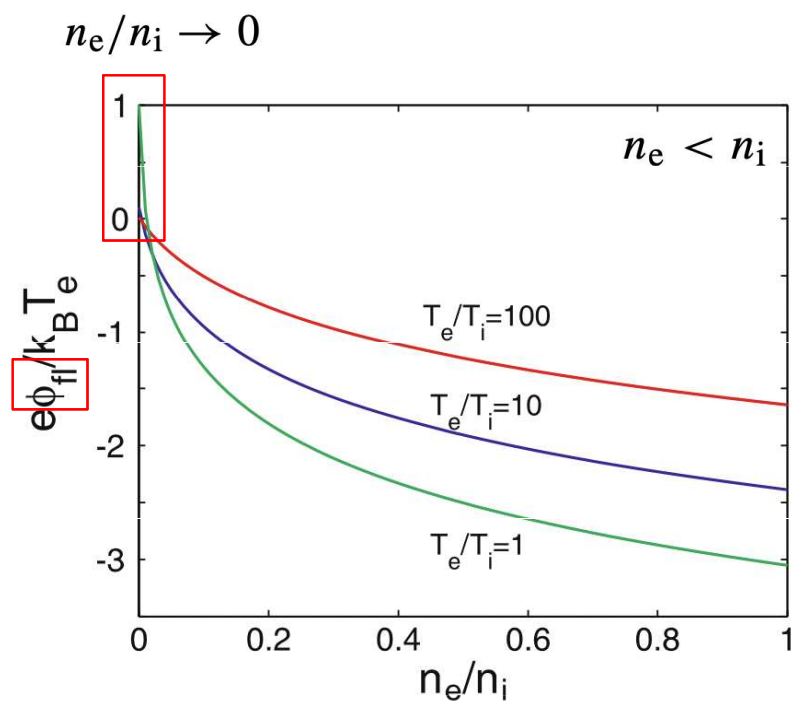


Fig. 2.3 Normalized floating potential of a dust particle $\hat{\phi} = e\phi_{fl}/k_B T_e$ in helium for reduced electron density n_e/n_i

- po získání potenciálu je dalším cílem získání náboje na prachové částici. Prachovou částici můžeme uvažovat jako sférický kondenzátor: $Q_d = -Z_d e = C \phi_{fl}$, kde Z_d je počet elementárních nábojů na částici

- kapacita koule ve vakuu je dána: $C = 4\pi\epsilon_0 a$ pokud uvažujeme kouli v plazmatu s Debyovským stíněním pak

$$C = 4\pi\epsilon_0 a \left(1 + \frac{a}{\lambda_D}\right)$$

- která se pak pro $a \ll \lambda_D$ redukuje na výraz pro vakuum (mluvíme zde o nízkotlakém plazmatu)

- pro náboj na částici pak vychází $Z_d = \frac{4\pi\epsilon_0 a}{e} \frac{k_B T_e}{e} \hat{\phi}$

- což můžeme kvantifikovat jako $Z_d = 695$ pro $a = 1 \mu m$, uvážíme-li přiblížení $\phi_{fl} = -2k_B T_e / e$, tedy $\hat{\phi} = -2$, tak aproximativní hodnota náboje prachové částice je

$$Z_d = 1400 a_{\mu m} T_{e,eV}$$

with $T_{e,eV}$ being the electron temperature in electron volts and $a_{\mu m}$ the particle radius in microns.

- do $u_i/v_{th,i}=1$ je potenciál shodný s OML, tedy případ bez driftu
- poté klesá cca na polovic, načež roste opět nad původní hodnotu... částice je tedy na začátku více negativní, aby pak pro vyšší rychlosti byla pozitivní
- minimum je pozorováno pro hodnotu rychlosti kolem tzv. Bohmovy rychlosti

$$u_i \approx v_B = (k_B T_e / m_i)^{1/2}$$

- snížení potenciálu je díky snížení účinného průřezu interakce $(1 - 2e\phi/m_i u_i^2)$ pro vyšší rychlosti
- zvýšení potenciálu je pak díky zvýšení toku iontů $n_i e u_i$
- z grafu je také vidno, že aproximativní řešení vede k dobrému přiblížení již od relativně nízkých driftových rychlostí $u_i > v_{th,i}$

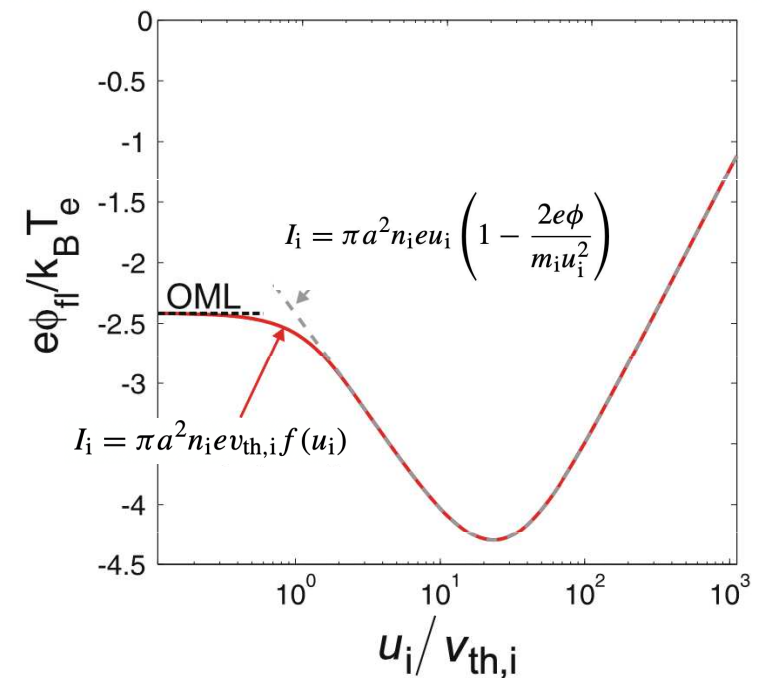


Fig. 2.4 Particle floating potential as a function of the streaming velocity of the ions. The floating potential has been normalized to the electron temperature, the drift velocity to the ion thermal velocity. The classical OML result is also indicated. The solid line is the full Eq. (2.12), the dashed line is the approximation of Eq. (2.13). Parameters: $T_e/T_i = 100$ in argon

- použijeme dříve odvozený vztah:

$$I_i = \pi a^2 n_i e v_{th,i} \left(1 - \frac{e\phi_p}{k_B T_i} + 0.1 \left(\frac{e\phi_p}{k_B T_i} \right)^2 \frac{\lambda_D}{\ell_{mfp}} \right)$$

- pro zvyšující se střední volnou dráhu pak vidíme shodu s jednoduchým výsledkem pro OML proudy
- pro nižší střední volné dráhy pak částice bude méně negativní a to díky pozitivnímu příspěvku kolizí k nabíjení částice pozitivními ionty
- Zobnin výsledky numerických simulací pak ukazují závislost na poloměru částice

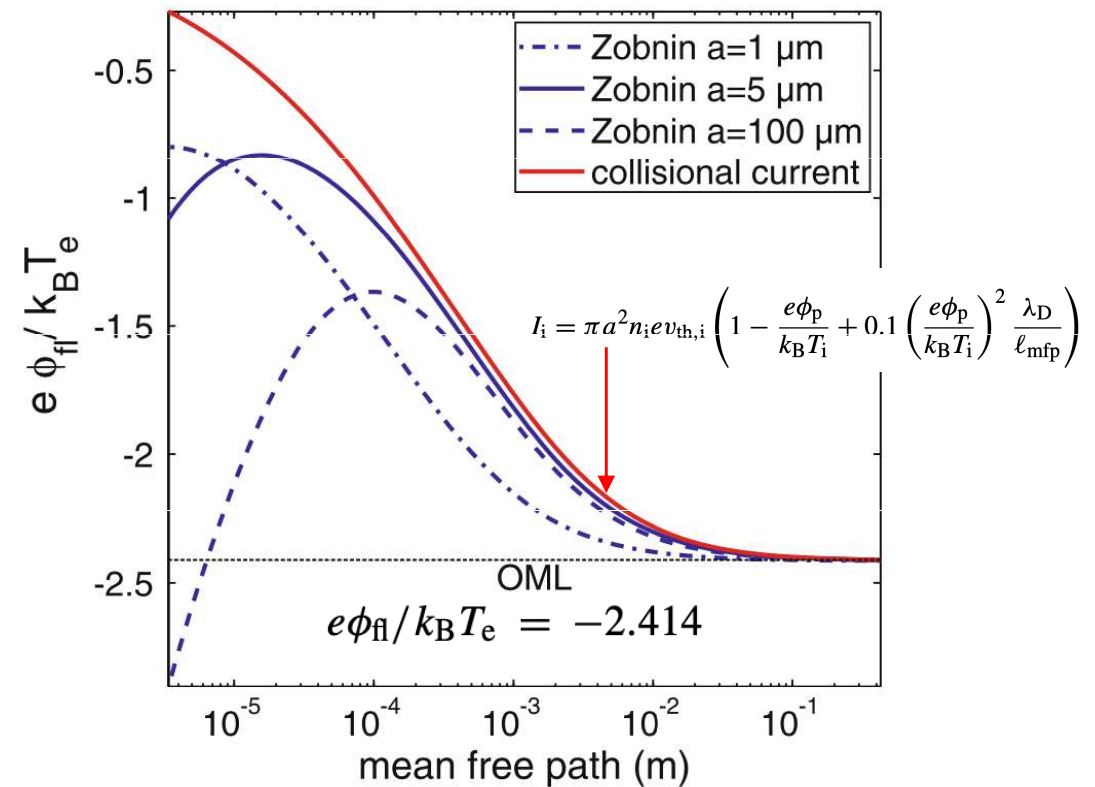


Fig. 2.5 Particle floating potential as a function of ion mean free path. Parameters: $n_i = n_e = 2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 3 \text{ eV}$, $T_i = 0.03 \text{ eV}$ in argon. The dotted line is the OML result. The solid red line indicates the result from the collisional ion current according to Eq. (2.15). The blue lines indicate the results of more sophisticated calculations by Zobnin et al. [16] for different particle sizes

Plovoucí potenciál se sekundární elektronovou emisí

- pokud se budeme bavit o astrofyzikálním plazmatu a vezmeme v úvahu sekundární elektronovou emisi pak...

$$I_e + I_i + I_s = I_{\text{tot}} = 0$$

- z grafu e vidět, že můžeme mít i tři hodnoty potenciálu kdy hodnoty totálního proudu jsou nulové
- okrajové hodnoty potenciálu jsou stabilní, ta prostřední není. Pro okrajové platí:

$$\left. \frac{dI_{\text{tot}}}{d\phi} \right|_{\phi_{p1,3}} < 0$$

Thus, if a positive charge $+\Delta Q$, e.g. an ion, is added to the dust at the floating potential $\phi_{p1,3}$ the particle potential gets more positive $\phi_{p1,3} \rightarrow \phi_{p1,3} + \Delta\phi_p$ which results in a negative total current to the particle that compensates the positive charge $+\Delta Q$. Therefore, $\phi_{p1,3}$ are stable roots. Correspondingly, ϕ_{p2} is unstable. Any fluctuation of the particle charge near ϕ_{p2} will switch the potential to either ϕ_{p1} or ϕ_{p3} .

- jasně z toho vyplývá důležitá informace: v jednom plazmatu mohou být takovéto částice i pozitivní i negativní

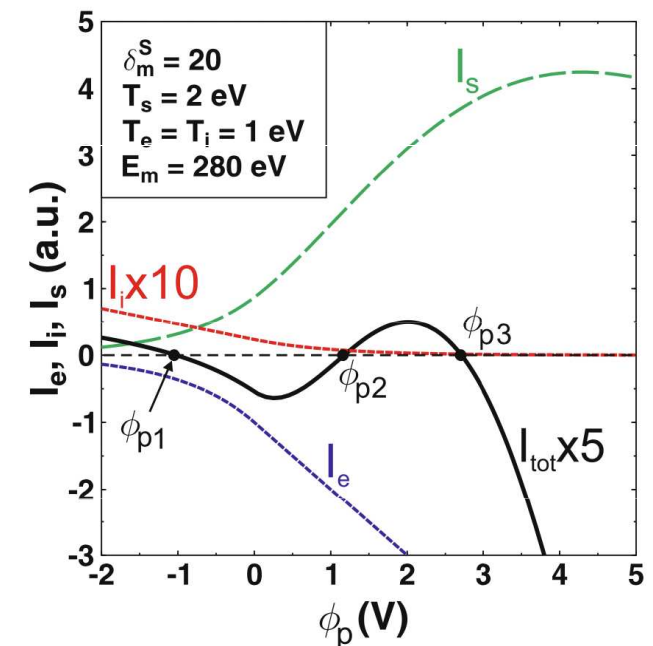


Fig. 2.6 Secondary electron emission current I_s , the OML charging currents I_e and I_i as well as the total current I_{tot} as a function of grain potential. The total current vanishes for three values of the floating potential, where the middle root is unstable, but the two extreme roots are stable. Hence, positive and negative grains can exist under the same plasma conditions. Parameters are as indicated in the inset. After [15]

- vyjdeme-li z úvodní relace: $\sum_{\ell} I_{\ell}(\phi_{\text{fl}}) = \frac{dQ_d}{dt} = 0$
- pak můžeme psát: $\frac{dQ_d}{dt} = I_i = \pi a^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\phi_p}{k_B T_i}\right)$, pokud uvažujeme pouze iontový proud

- skrze kapacitní model pak dostaneme: $\frac{dQ_d}{dt} = \pi a^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{Q_d e}{4\pi \epsilon_0 a k_B T_i}\right)$
- rovnice má následující řešení: $Q_d(t) = Q_{d,0} e^{-t/\tau_i} + 4\pi \epsilon_0 a \frac{k_B T_i}{e}$

- s časovou škálou nabíjení

$$\tau_i = 4\pi \epsilon_0 a \frac{k_B T_i}{e} \frac{1}{\pi a^2 n_i v_{\text{th},i}} = \frac{\epsilon_0 \sqrt{2\pi m_i k_B T_i}}{e^2 a n_i}$$

- což v rámci kapacitního modelu můžeme uvažovat jako časovou konstantu pro kondenzátor

$$\begin{aligned} \tau &= RC & R &= U/I \\ C &= 4\pi \epsilon_0 a & U &= k_B T_i/e \end{aligned}$$

- s typickým termálním proudem $I = \pi a^2 e n_e v_{\text{th},i}$

- nebo z

$$I_i = \pi a^2 n_i e \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\phi_p}{k_B T_i}\right) \quad \text{a} \quad R = dU/dI$$

- pro elektronový proud pak podobně $\tau_e = 4\pi \epsilon_0 a \frac{k_B T_e}{e} \frac{1}{\pi a^2 n_e v_{\text{th},e}} = \frac{\epsilon_0 \sqrt{2\pi m_e k_B T_e}}{e^2 a n_e}$ kdy $\tau_e \ll \tau_i$ (díky mobilitě elektronů)

- v rf výbojích následují pohyb elektrického pole pouze elektrony, ionty a prachové částice nestíhají
- prachová částice pak bude periodicky v iontovém sheathu nebo v mraku elektronů
- pro náboj v elektronovém mraku a sheathu pak platí:

$$\begin{aligned}\dot{Q}_d &= I_i + I_e \quad \text{for } 0 < t < \alpha T \\ \dot{Q}_d &= I_i \quad \text{for } \alpha T < t < T\end{aligned}$$

- kdy $\alpha = n_e/n_i$
- rovnováha je dosažena dle relaxačních dob: $\tau_e \ll \tau_i$

$$\tau_i = 4\pi\epsilon_0 a \frac{k_B T_i}{e} \frac{1}{\pi a^2 n_i v_{th,i}} = \frac{\epsilon_0 \sqrt{2\pi m_i k_B T_i}}{e^2 a n_i}$$

$$\tau_e = 4\pi\epsilon_0 a \frac{k_B T_e}{e} \frac{1}{\pi a^2 n_e v_{th,e}} = \frac{\epsilon_0 \sqrt{2\pi m_e k_B T_e}}{e^2 a n_e}$$

- rovnovážný stav je dosažen ve tvaru steady-state OML

$$1 - \frac{e\phi_{fl}}{k_B T_i} = \sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i} \frac{n_e}{n_i}} \exp\left(\frac{e\phi_{fl}}{k_B T_e}\right)$$

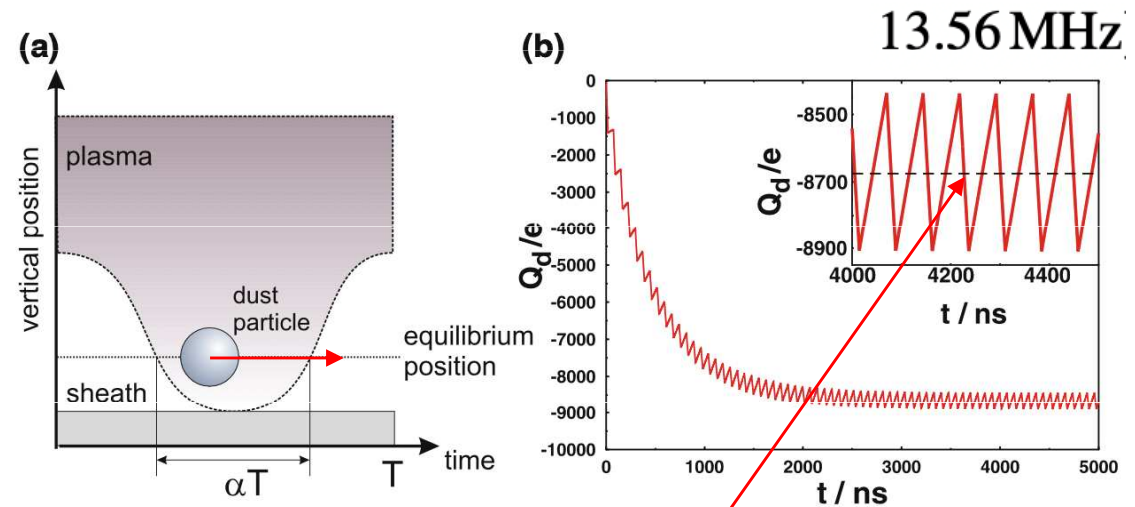


Fig. 2.7 Temporal evolution of a dust particle in the rf sheath. The inset is a magnification of the oscillating particle charge. Parameters: $a = 4.7 \mu\text{m}$, $kT_e = 3 \text{ eV}$, $kT_i = 0.03 \text{ eV}$, $n_i = 1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, and the electron flooding is assumed as $\alpha = 25\%$ of the rf period. The equilibrium charge then is $Z_d = 8610$ negative elementary charges. After [18]

- pro plovoucí potenciál platí, že pravděpodobnost dopadu elektronu i iontu je shodná $p_i = p_e$
to zobrazuje graf níže:

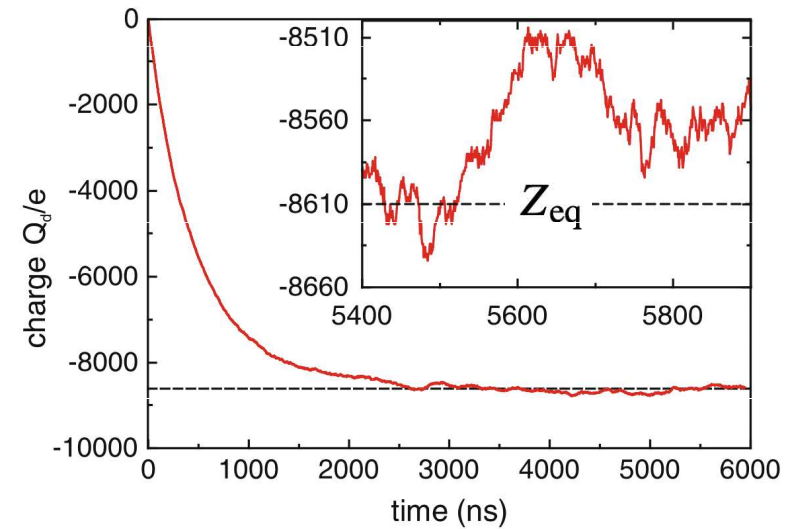


Fig. 2.8 Temporal behavior of the dust charge by stochastically collecting individual electrons and ions. The inset is a magnification of the dust charge fluctuations around equilibrium $Z_{eq} = 8610$. Parameters are the same as in Fig. 2.7. After [19]

- pro velikost fluktuací náboje prachové částice vychází ze simulací a analytických výpočtů vztah: $\delta Z_{rms} \approx 0.5\sqrt{Z_{eq}}$

Systém s více částicemi a odčerpání elektronů

- doposud jsme uvažovali o nabíjení jen jedné částice prachu
- pro vysokou hustotu prachu n_d je velká část elektronů vázána na tyto prachové částice, což ovlivní plazma samotné a samozřejmě taky pak nabíjení částic
- uvažujme situaci na obrázku vpravo, pro plazma platí:

$$n_{i,0} = n_{e,0}$$

$$n_d = 0$$

a potenciál ψ

- předpokládejme, že hustota elektronů v prachovém oblaku bude škálována skrze změnu plazmového potenciálu v oblaku přes Boltzmannův faktor

$$n_e = n_{e,0} \exp\left(\frac{e\psi}{k_B T_e}\right)$$

- pro plazma elektrických výbojů platí lépe: $n_i = n_{i,0}$

- kvazineutralita je spoluurčena i prachem:

$$n_e e = n_i e - n_d Z_d e = n_i e - n_d C \phi_{fl}$$

- přitom potenciál prachových zrn je třeba brát ve vztahu k potenciálu plazmatu v prachovém oblaku
- přítomnost prachu odsávajícího elektrony se pak může projevit pozitivnějším potenciálem, viz obr. b), anglicky se tomu říká electron depletion

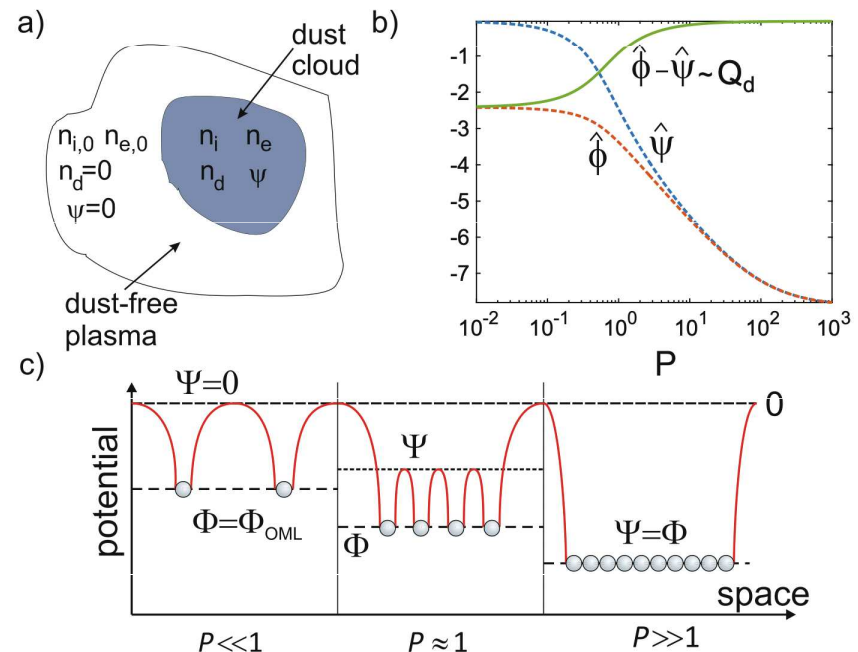


Fig. 2.9 (a) Sketch of the dust cloud in an extended pristine plasma. (b) Particle floating potential $\hat{\phi}$ and cloud potential $\hat{\psi}$ as a function of the Havnes parameter P . Parameters: $T_e/T_i = 100$ in argon. Note that the dust charge is proportional to $\hat{\phi} - \hat{\psi}$. (c) A one-dimensional section through the dense dust cloud. The particle potential ϕ and the cloud potential ψ in different regimes of the parameter P . After [22]

- odčerpání elektronů (electron depletion) při zvýšeném počtu prachových částic může zredukovat potenciál plazmatu na hodnotu potenciálu plovoucího, viz obr. c)

- použijeme-li pro popis normalizované potenciály:

$$\hat{\phi} = \frac{e\phi_{fl}}{k_B T_e} \quad \hat{\psi} = \frac{e\psi}{k_B T_e}$$

- můžeme přepsat podmínku kvazineutrality jako:

$$\exp(\hat{\psi}) - 1 - \underbrace{\frac{4\pi\epsilon_0 a}{e} \frac{k_B T_e}{e} \frac{n_d}{n_{i,0}}}_P (\hat{\phi} - \hat{\psi}) = 0$$

- kde $\exp(\hat{\psi})$ je normalizovaná hustota elektronů a P vyjadřuje tzv. Havnesův parametr popisující vliv prachu na plazma

$$P = \frac{4\pi\epsilon_0 a}{e} \frac{k_B T_e}{e} \frac{n_d}{n_{i,0}} = 695 T_{e,eV} a_{\mu m} \frac{n_d}{n_{i,0}}$$

- z dřívějšího pak víme: $Z_d = \frac{4\pi\epsilon_0 a}{e} \frac{k_B T_e}{e} \hat{\phi}$ a tedy $Z_d = \frac{4\pi\epsilon_0 a}{e} \frac{k_B T_e}{e} (\hat{\phi} - \hat{\psi})$

- což znamená degeneraci potenciálů: $(\hat{\phi} - \hat{\psi}) \rightarrow 0$ for $P \gg 1$

- a výslednou hustotu volných elektronů blízkou nule $n_e \approx 0$

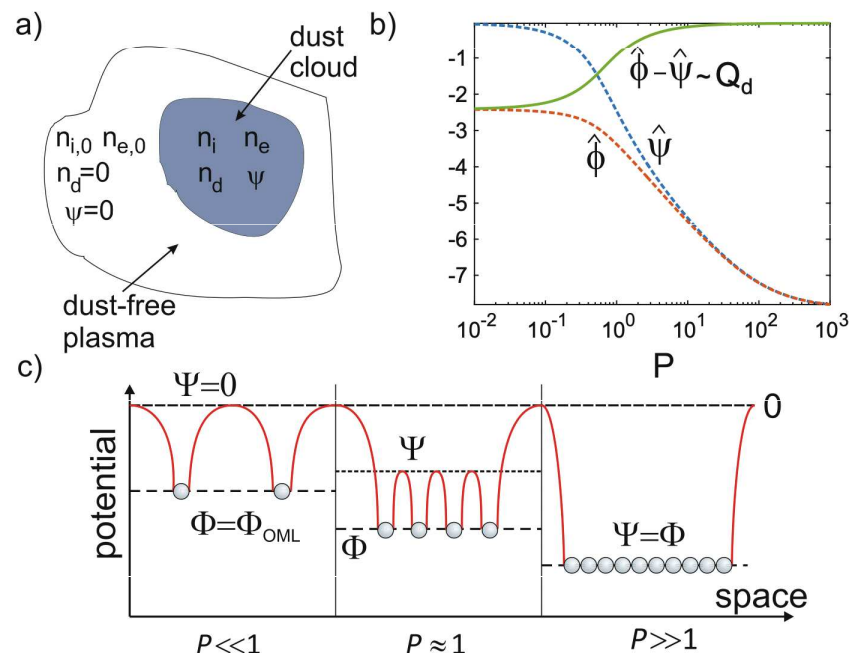
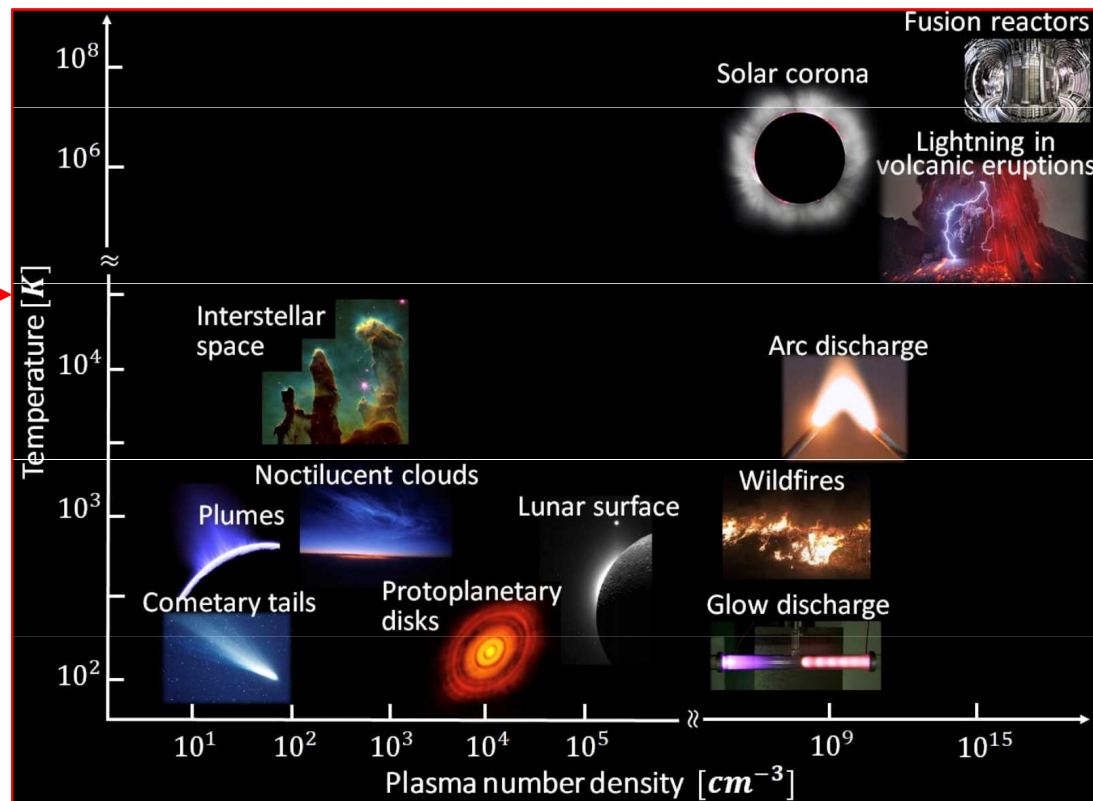
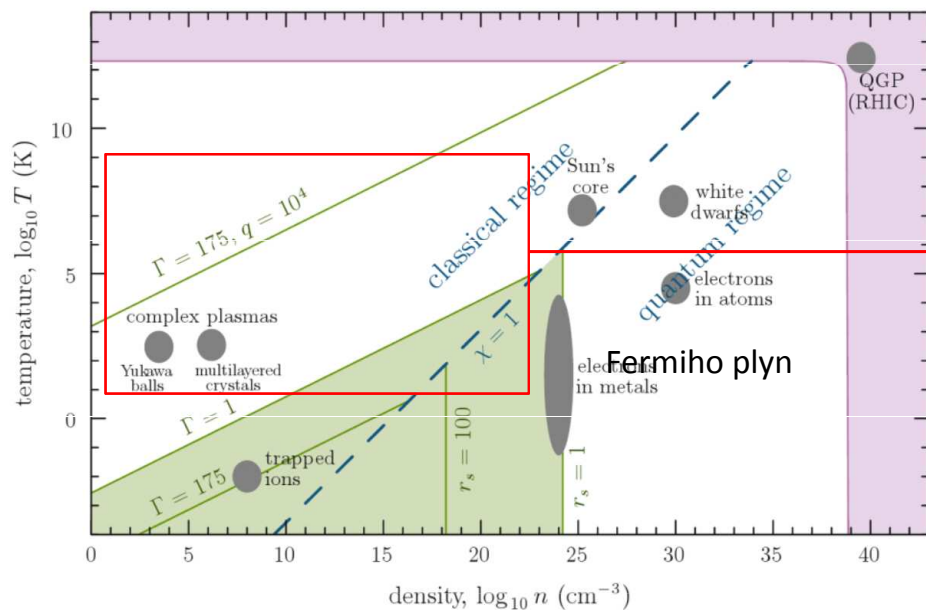


Fig. 2.9 (a) Sketch of the dust cloud in an extended pristine plasma. (b) Particle floating potential $\hat{\phi}$ and cloud potential $\hat{\psi}$ as a function of the Havnes parameter P . Parameters: $T_e/T_i = 100$ in argon. Note that the dust charge is proportional to $\hat{\phi} - \hat{\psi}$. (c) A one-dimensional section through the dense dust cloud. The particle potential ϕ and the cloud potential ψ in different regimes of the parameter P . After [22]

- Coulombův parametr gama (podíl interakční energie (s nejbližším partnerem) a střední tepelné energie systému): $\Gamma = \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 b k_B T}$



- Krystalizace systému (tedy vytvoření pravidelné periodické struktury) nastává pro gama vyšší než kritické

$$\Gamma_c \approx 170$$

$$\Gamma = \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 b k_B T}$$

- hlavními silami jsou zde síla gravitační:

$$\mathbf{F}_g = m_d \mathbf{g} = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_d \mathbf{g}$$

- síla elektrická:

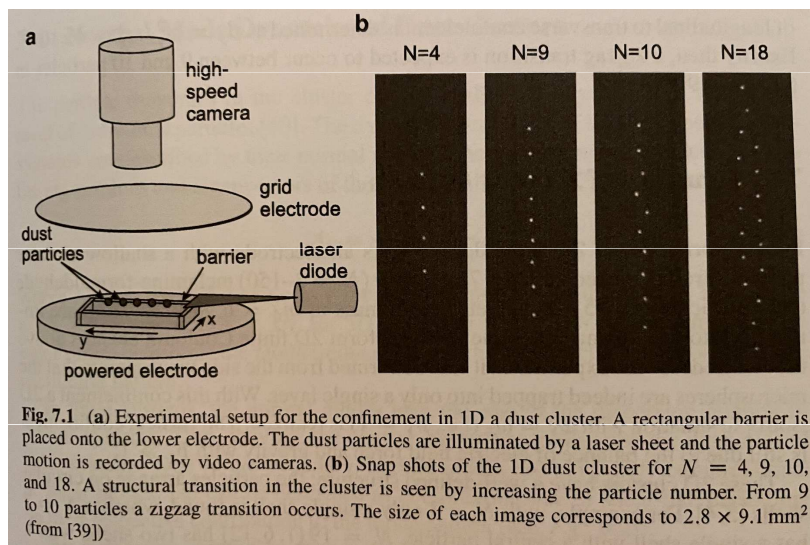
$$\mathbf{F}_E = -Ze\mathbf{E}$$

- a síla termoporetická:

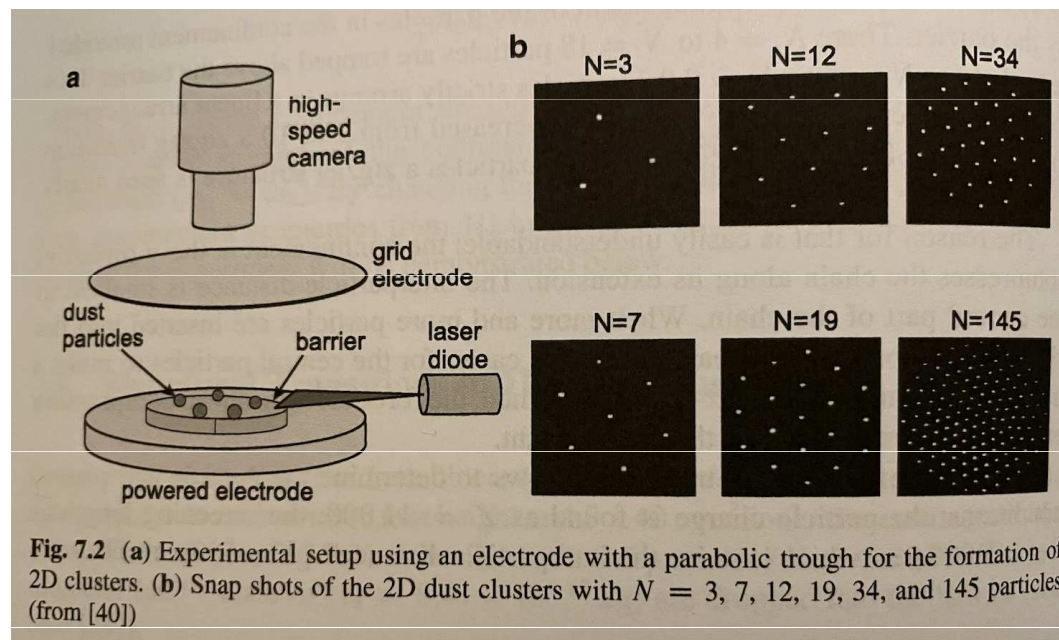
$$\mathbf{F}_{th} = -\frac{16}{15} \sqrt{\pi} \frac{a^2 k_n}{v_{th,n}} \nabla T_n$$

- dalšími silami mohou být síla vlivem driftujících iontů
- kombinací výše uvedených sil pak můžeme popisovat systém chycený v různě-rozměrných pastech
- Vzájemná interakce N-částicových systému je pak studována i numerickými počítačovými simulacemi

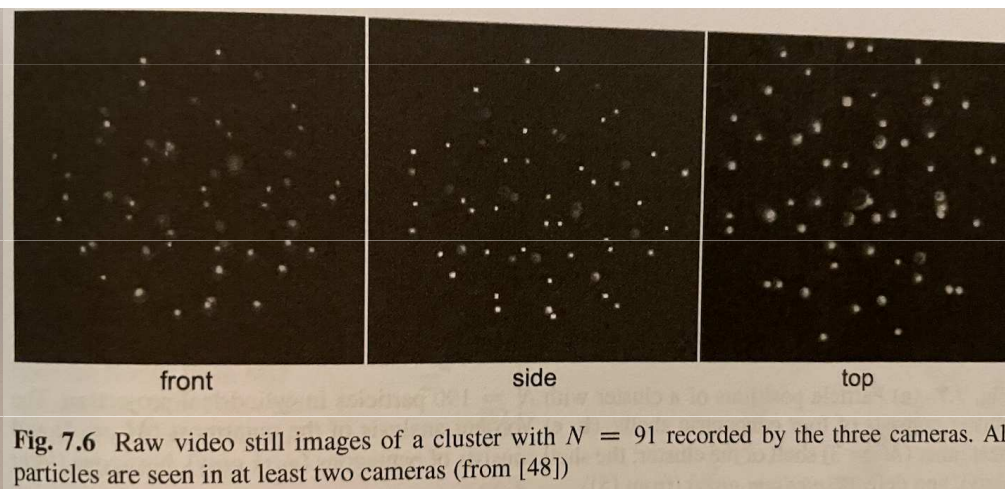
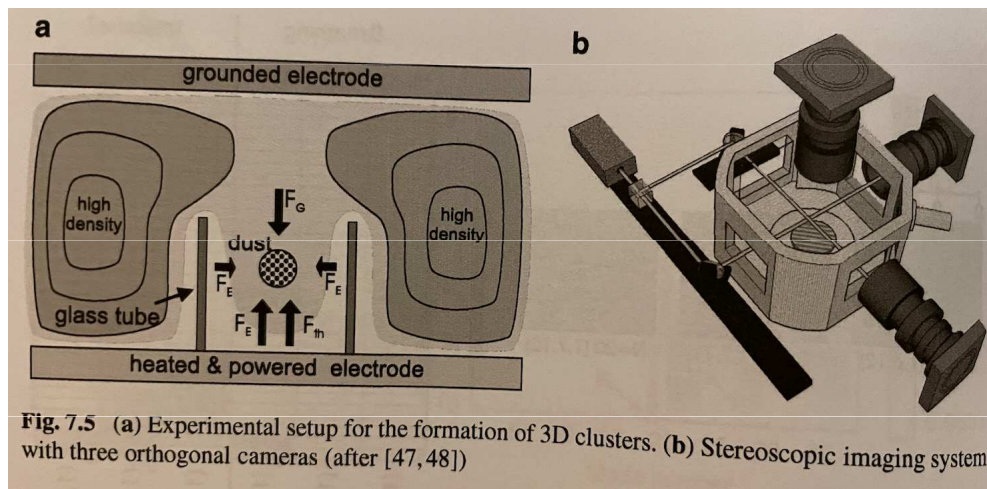
1D



2D



3D



- experimentální setupy pro studium interakce prachu a plazmatu a vzájemné interakce částic
- zobrazovací techniky pro korektní určení poloh částic prachu

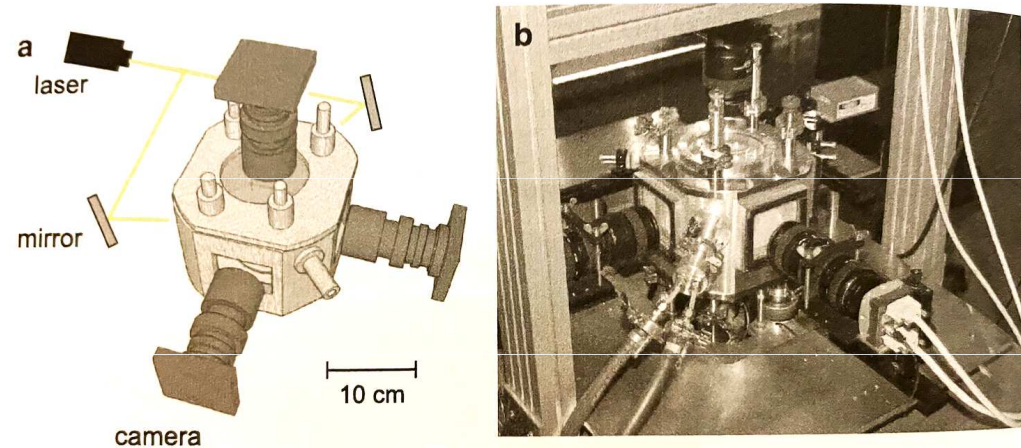


Fig. 6.6 (a) Stereoscopic imaging system using three cameras with perpendicular orientation of their optical axes. The particles are illuminated with an expanded laser beam. To maximize the depth of field two of the cameras record the scattered light in almost forward direction. (b) Technical realization at the University of Greifswald, Germany

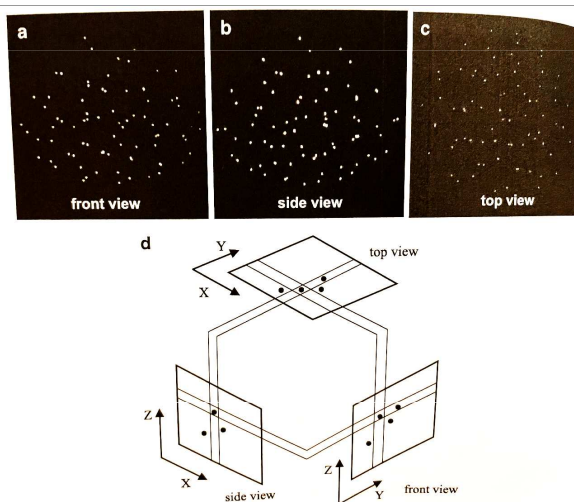


Fig. 6.7 (a)–(c) Typical contrast-enhanced images of the stereoscopic imaging system. (d) The reconstruction algorithm searches in a close area around a particle for corresponding particles in other camera images. Only a matching triple is regarded as a particle. Its 3D position is determined as the average of the individual 2D positions

- Jde o tzv. Yukawovu kouli, která se skládá s nabitých prašných částic o stejných rozměrech
- Studovány jsou analogické vlastnosti jako u pevných látek: krystalizace, tání, vliv nečistot na periodickou strukturu, reakce na deformace, apod.

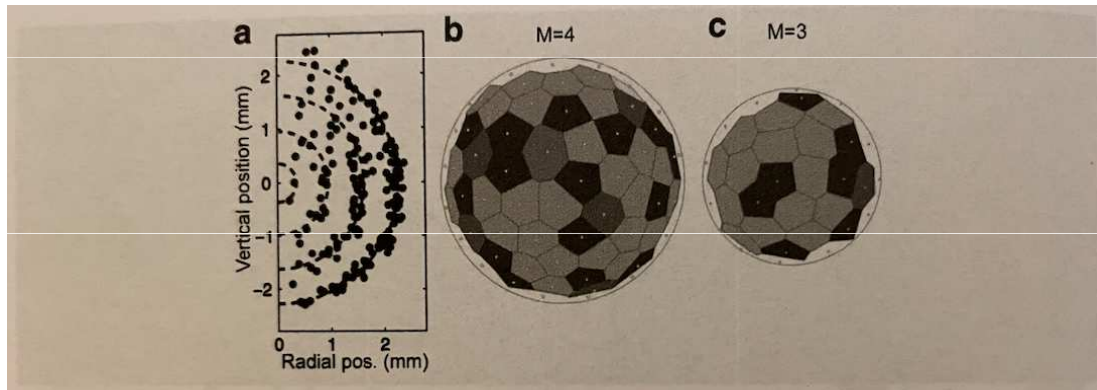


Fig. 7.7 (a) Particle positions of a cluster with $N = 190$ particles in cylindrical projection. The cluster consists of four concentric shells. (b, c) Voronoi analysis of the outermost ($M = 4$) and next inner ($M = 3$) shell of the cluster: the shell consists of pentagons (dark gray), hexagons (light gray), and defects (medium gray) (from [5])

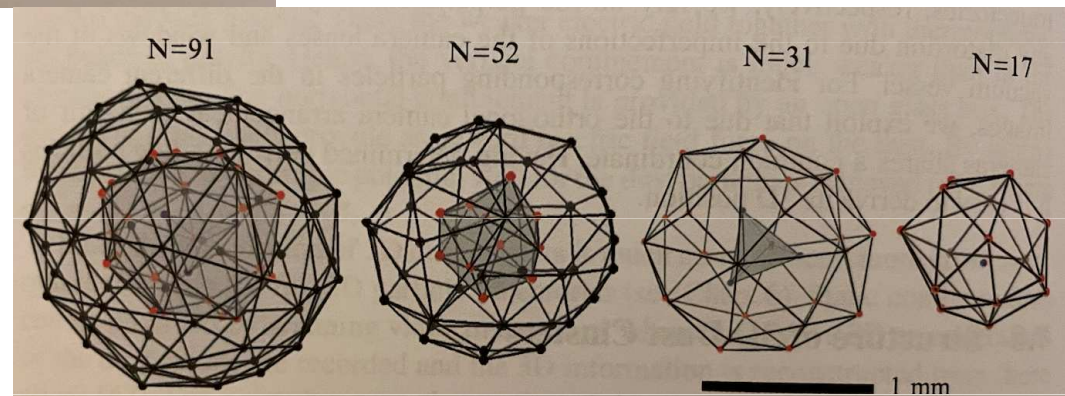


Fig. 7.8 Cluster configurations reconstructed from single video snap shots with $N = 91, 52, 31$, and 17 . The Yukawa balls consist of concentric shells with the configurations $(4, 25, 62)$ for the $N = 91$, $(11, 41)$ for the $N = 52$, $(5, 26)$ for the $N = 31$, and $(1, 16)$ for the $N = 17$ cluster (from [48])