

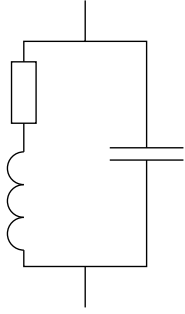
1 Kapacitní výboje - základní charakteristika

Základní literatura: [9, 1, 15]

$$\omega_{pi} < \omega \ll \omega_{pe} \quad (1)$$

$$l \ll \lambda \quad (2)$$

2 Vodivost vf. plazmatu



$$\sigma = \frac{ne^2}{m(\nu + i\omega)} + i\omega\varepsilon_0 \quad (3)$$

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{m(\nu + i\omega)}{ne^2 + i\omega\varepsilon_0 m(\nu + i\omega)} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\nu + i\omega}{\omega_{pe}^2 - \omega^2 + i\nu\omega} \quad (4)$$

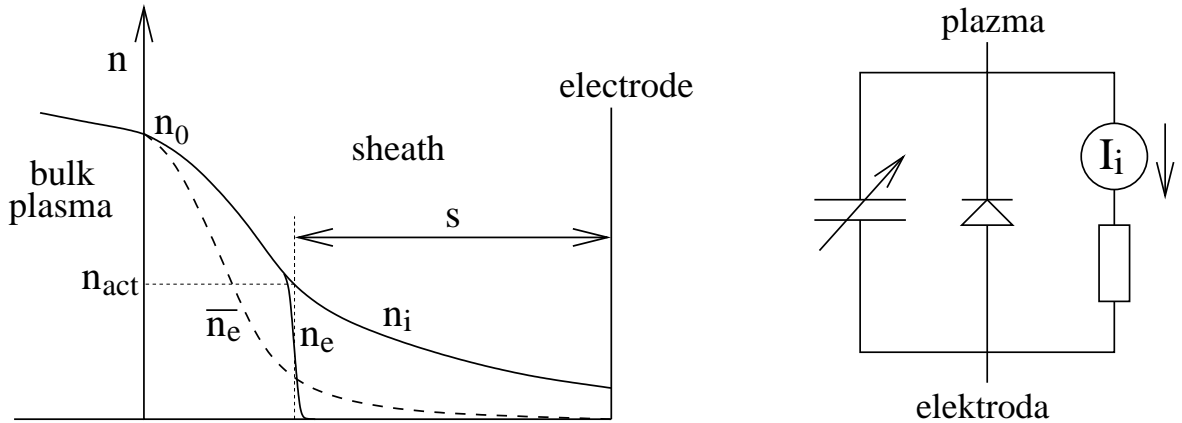
$$\omega_{pe} = e \sqrt{\frac{n}{m\varepsilon_0}} \quad (5)$$

Ohmický ohřev:

$$\langle p \rangle = \frac{1}{2} j_1 E_1 \cos \alpha = \frac{1}{2} E_1^2 \operatorname{Re}(\sigma) = \frac{E_1^2}{2} \frac{ne^2\nu}{m(\nu^2 + \omega^2)} \xrightarrow{\nu \rightarrow 0} \frac{E_1^2}{2} \frac{ne^2}{m\omega^2} \nu \quad (6)$$

3 Vf. sheath

Literatura: [1, 8]



Hustota proudu sheathem:

$$j = \varepsilon_0 \frac{dE}{dt} - \frac{en_0}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} e^{-eU_{sh}(t)/(kT_e)} + en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (7)$$

$$\varepsilon_0 \frac{dE}{dt} = n_{act} e \frac{ds}{dt}$$

Stojnosměrné napětí na sheathu:

$$0 = -\frac{en_0}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \left\langle e^{-eU_{sh}(t)/(kT_e)} \right\rangle + en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$$

Předpokládejme $U_{sh} = U_0 + U_1 \sin \omega t$:

$$e^{-\frac{eU_0}{kT_e}} \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} e^{-\frac{eU_1}{kT_e} \sin \omega t} dt = \sqrt{\frac{2\pi m}{m_i}}$$

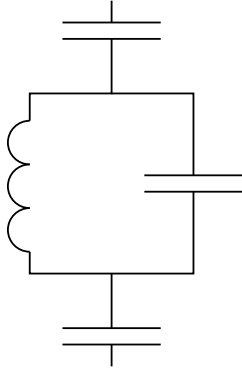
Využijeme

$$\frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} e^{a \sin \omega t} dt = I_0(a),$$

kde $I_0(a)$ je modifikovaná Besselova funkce nultého řádu, a dostáváme

$$\frac{eU_0}{kT_e} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m} \right) + \ln \left[I_0 \left(\frac{eU_1}{kT_e} \right) \right] \quad (8)$$

4 Sériová rezonance plazmatu (*plasma-sheath resonance*)



$$\begin{aligned} Z_b &\approx \frac{l_b}{\sigma S} \approx \frac{l_b}{i\varepsilon_0 S \omega} \frac{1}{-\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + 1} \\ Z_{sh} &\approx \frac{1}{i\omega C_{sh}} \approx -i \frac{s_{tot}}{\omega \varepsilon_0 S} \\ Z &\approx \frac{i}{\varepsilon_0 \omega S} \left(-s_{tot} + \frac{l_b}{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - 1} \right) \end{aligned}$$

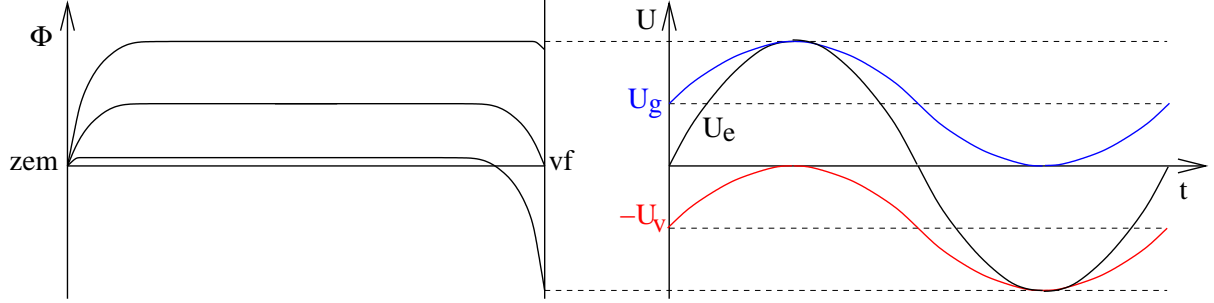
Rezonance ($Z \approx 0$) nastává pro frekvenci

$$\omega_{sr} = \omega_{pe} \sqrt{\frac{s_{tot}}{l}}, \quad (9)$$

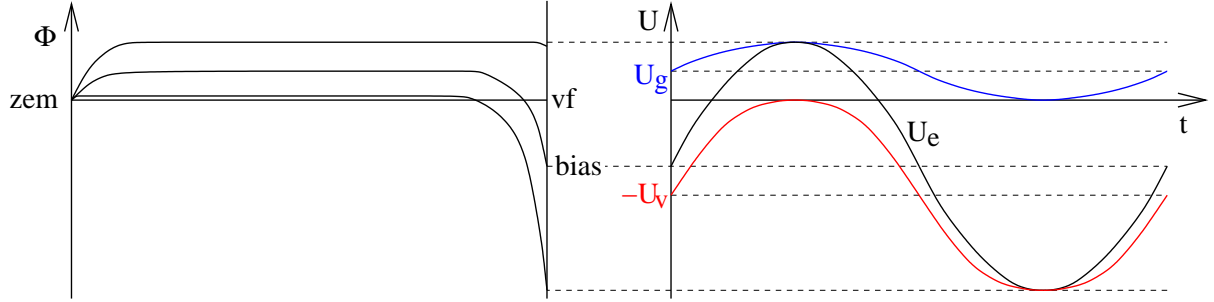
kde l_b je délka plazmatu, s_{tot} je celková tloušťka obou sheathů a $l = l_b + s_{tot}$ je vzdálenost elektrod.

5 Nesymetrie výboje

Symetrický výboj:



Nesymetrický výboj:



První přístup:

Využijeme $U_{sh} \propto s^\kappa$ a $U_{sh} \propto \frac{I}{C_{sh}} \propto \frac{I}{S}s$, takže $U_{sh} \propto \frac{U_{sh}^{1/\kappa}}{S}$ a dostáváme

$$U_{sh} \propto \frac{1}{S^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}$$

Index g bude označovat sheath u zemněné elektrody, index v sheath u živé elektrody a index e bude označovat napětí na živé elektrodě. Platí

$$\frac{U_v}{U_g} = \left(\frac{S_g}{S_v} \right)^\alpha \quad (10)$$

$$\alpha = \frac{\kappa}{\kappa-1} \in \langle 1; 4 \rangle,$$

často $\alpha \approx 2$ (vychází pro konst. koncentraci iontů v sheathu, $\kappa = 2$). Pro stejnosměrnou složku napětí na RF elektrodě (bias) dostáváme

$$U_{e0} = U_{g0} - U_{v0} = -U_{e1} \frac{1 - \left(\frac{S_v}{S_g} \right)^\alpha}{1 + \left(\frac{S_v}{S_g} \right)^\alpha}, \quad (11)$$

kde jsem použil označení $U = U_0 + U_1 \sin \omega t$.

Druhý přístup:

$$E(x) = \frac{e}{\varepsilon_0} \int_0^x n_i(y) dy \quad (12)$$

$$U_{sh} = \frac{e}{\varepsilon_0} \int_0^{s(t)} dx \int_0^x n_i(y) dy \quad (13)$$

Pro $n_i = konst.$ by vyšlo

$$U_{sh} = \frac{en_i s^2}{2\varepsilon_0} = \frac{Q^2}{2en_i \varepsilon_0 S^2},$$

kde $Q = en_i S s$. I v obecnějším případě můžeme (13) vyjádřit pomocí celkového náboje v sheathu (Q). Označíme $\xi = x/s$ a aktuální průměrnou koncentraci iontů v sheathu \bar{n}_i :

$$U_{sh} = \frac{Q^2}{2e \bar{n}_i \varepsilon_0 S^2} \mathcal{I} \quad (14)$$

$$\mathcal{I} = 2 \int_0^1 d\xi \int_0^\xi \frac{n_i(\xi')}{\bar{n}_i} d\xi'$$

Nyní použijeme fakt, že celkový náboj v obou sheathech $Q_M = Q_g(t) + Q_v(t)$ je konstantní a pokud tedy každý sheath během periody jednou téměř zkolabuje, je maximální náboj každého sheathu přibližně Q_M . Potom platí

$$U_{e max} = U_{g max} = \frac{Q_M^2}{2e \bar{n}_{ig} \varepsilon_0 S_g^2} \mathcal{I}_g \quad (15)$$

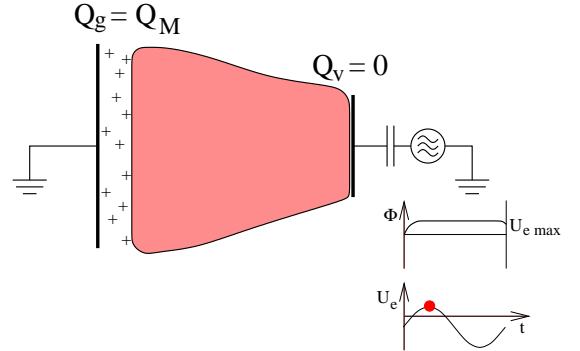
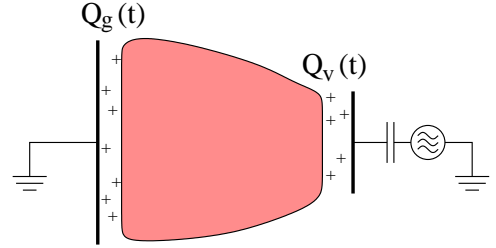
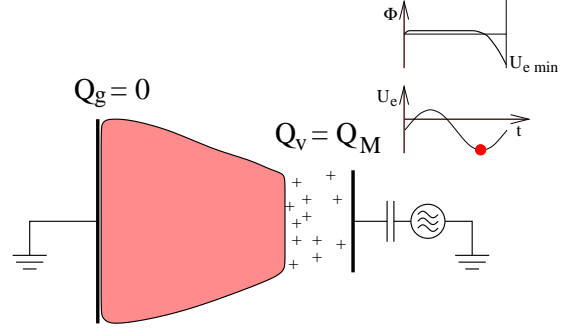
$$U_{e min} = -U_{v max} = -\frac{Q_M^2}{2e \bar{n}_{iv} \varepsilon_0 S_v^2} \mathcal{I}_v \quad (16)$$

a můžeme definovat parametr nesymetrie \mathcal{E}

$$\mathcal{E} = \frac{U_{g max}}{U_{v max}} = \left(\frac{S_v}{S_g} \right)^2 \frac{\bar{n}_{iv}}{\bar{n}_{ig}} \frac{\mathcal{I}_g}{\mathcal{I}_v} \quad (17)$$

Při výpočtu stejnosměrného předpětí (bias) označím $U_e = U_{e0} + U_{eRF}(t)$, kde U_{e0} je samovolně vzniklé stejnosměrné předpětí a U_{eRF} je známé vf. napětí dodávané na elektrodu z vf. generátoru. Při zanedbání impedance bulkového plazmatu platí $U_e = U_g - U_v$. Můžeme výhodně využít situaci ve dvou extrémech napájecího napětí

$$\begin{aligned} U_{g max} &= U_{e0} + U_{eRF max} \\ -U_{v max} &= U_{e0} + U_{eRF min} \end{aligned}$$



a dostáváme

$$U_{e0} = -\frac{U_{eRFmax} + \mathcal{E}U_{eRFmin}}{1 + \mathcal{E}} \quad (18)$$

Pro symetrické napájecí napětí ($U_{eRFmax} = -U_{eRFmin}$, např. $U_{eRF} = U_{eRFmax} \sin \omega t$) vychází

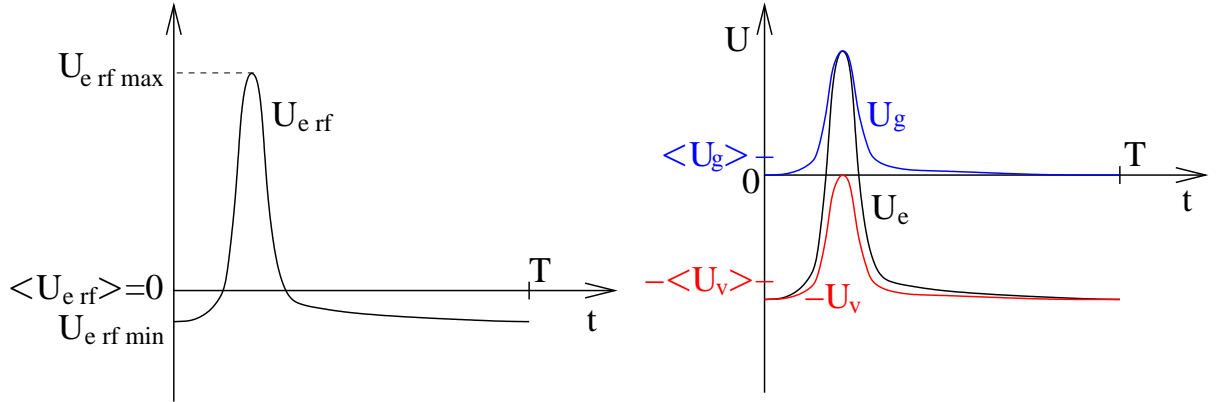
$$U_{e0} = -U_{eRFmax} \frac{1 - \mathcal{E}}{1 + \mathcal{E}} \quad (19)$$

6 Elektrický asymetrický efekt

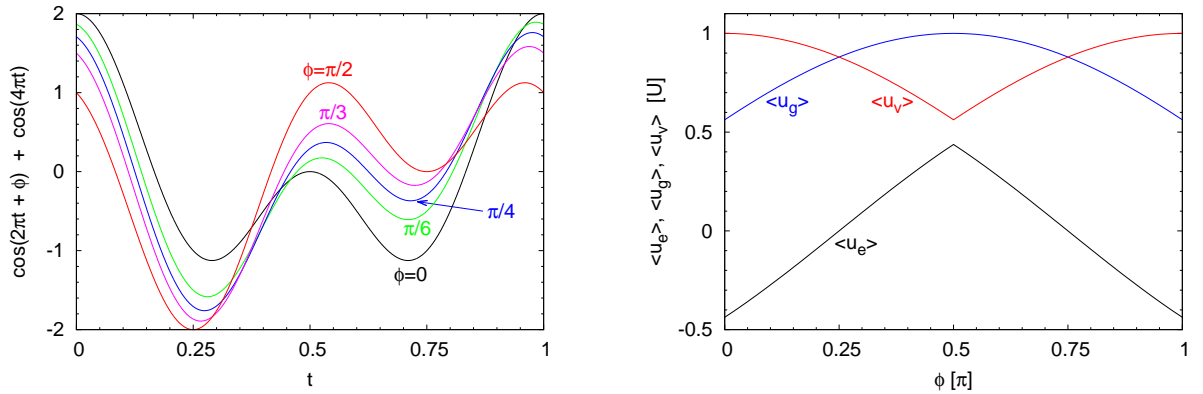
Pro symetrické výboje má (18) tvar

$$U_{e0} = -\frac{U_{eRFmax} + U_{eRFmin}}{2}.$$

Použijeme-li tedy nesymetrické napájecí napětí, můžeme vytvořit elektrickou asymetrii (nenulové stejnosměrné předpětí) navzdory geometrické symetrii výboje [2].



Elektrický asymetrický jev pro silně asymetrické napájecí napětí.



Příklad elektrického asymetrického jevu pro $U_{eRF} = U \cos(\omega t + \Phi) + U \cos(2\omega t)$.

7 Nelineární vlastnosti sheathu

Literatura: [3, 5]

Pro $n_i = konst.$ platí přibližně

$$\begin{aligned} E &= \frac{nes}{\varepsilon_0} \\ U_{sh} &= \frac{nes^2}{2\varepsilon_0} \\ j &= \varepsilon_0 \frac{dE}{dt} = ne \frac{ds}{dt} \end{aligned}$$

Podíváme se na dva nejjednodušší případy:

1) **Monofrekvenční proud** $I = I_1 \cos \omega t$:

Jeden sheath:

$$\begin{aligned} s &= \frac{I_1}{Sne\omega} (\sin \omega t + 1) \\ U_{sh} &= \frac{1}{\varepsilon_0 en} \left(\frac{I_1}{S\omega} \right)^2 \left(\frac{3}{4} + \sin \omega t - \frac{1}{4} \cos 2\omega t \right) \end{aligned} \quad (20)$$

Dva sheathy:

$$U_e(\omega t) = U_g(\omega t) - U_v(\omega t + \pi) \quad (21)$$

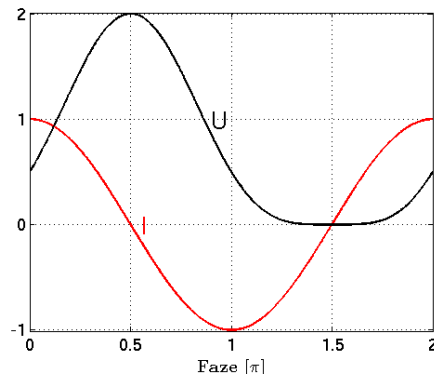
$$U_e = \frac{1}{\varepsilon_0 en} \left(\frac{I_1}{\omega} \right)^2 \left[\frac{3}{4} \left(\frac{1}{S_g^2} - \frac{1}{S_v^2} \right) + \left(\frac{1}{S_g^2} + \frac{1}{S_v^2} \right) \sin \omega t - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{S_g^2} - \frac{1}{S_v^2} \right) \cos 2\omega t \right] \quad (22)$$

$$U_{e0} = -\frac{3}{4} U_{e1} \frac{1 - \left(\frac{S_v}{S_g} \right)^2}{1 + \left(\frac{S_v}{S_g} \right)^2} \quad (23)$$

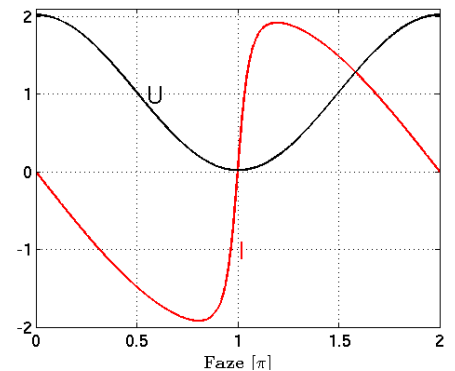
2) **Monofrekvenční napětí** $U_{sh} = U_0 + U_1 \cos \omega t$:

$$I = Sne \frac{ds}{dt} = S \sqrt{\frac{\varepsilon_0 ne}{2}} \frac{1}{\sqrt{U_{sh}}} \frac{dU_{sh}}{dt} \quad (24)$$

$$I = -S \sqrt{\frac{\varepsilon_0 ne}{2}} \frac{U_1}{\sqrt{U_0}} \frac{\omega \sin \omega t}{\sqrt{1 + \frac{U_1}{U_0} \cos \omega t}} \quad (25)$$



Monofrekvenční proud sheathem



Monofrekvenční napětí na sheathu

8 Rozdělovací funkce energií iontů

Základní parametry:

- Poměr střední doby průletu iontu stěnovou vrstvou a vf. periody:

$$\frac{T_i}{T} \approx \frac{3\bar{s}\omega}{2\pi} \sqrt{\frac{m_i}{2eU_0}} \quad (26)$$

- Počet srážek iontu ve stěnové vrstvě $\approx 1/(\nu_i T_i)$

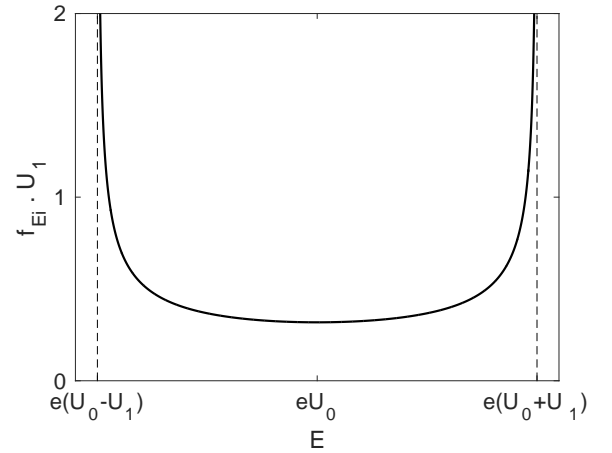
Literatura: [7]

8.1 Nízkofrekvenční režim bez srážek

$T_i \ll T$, energie iontu odpovídá aktuálnímu napětí na stěnové vrstvě v okamžiku dopadu iontu.

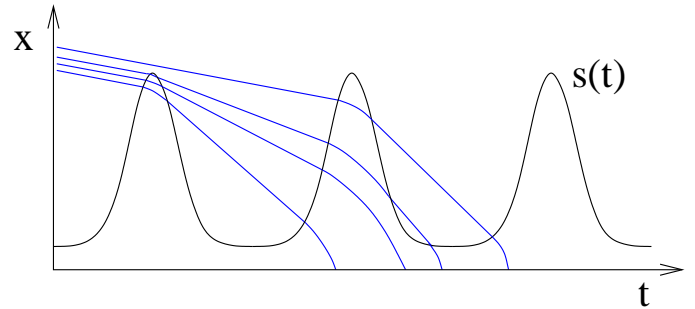
Předpokládáme $U_{sh} = U_0 + U_1 \cos \omega t$.

$$\begin{aligned} E &= e(U_0 + U_1 \cos \omega t) \\ |dt| &= \frac{dE}{\omega e U_1 \sqrt{1 - \left(\frac{E - eU_0}{eU_1}\right)^2}} \\ f_{Ei} &= \frac{1}{\pi e U_1 \sqrt{1 - \left(\frac{E - eU_0}{eU_1}\right)^2}} \quad (27) \\ E &\in \langle e(U_0 - U_1); e(U_0 + U_1) \rangle \end{aligned}$$



8.2 Střední frekvence bez srážek

Také sedlová struktura, ale při růstu poměru T_i/T se sedlo zužuje.



8.3 Vysokofrekvenční režim bez srážek

$T_i \gg T$, pro $\frac{T_i}{T} \rightarrow \infty$ přechází sedlová struktura f_E do jednoho píku na energii $E = eU_0$.

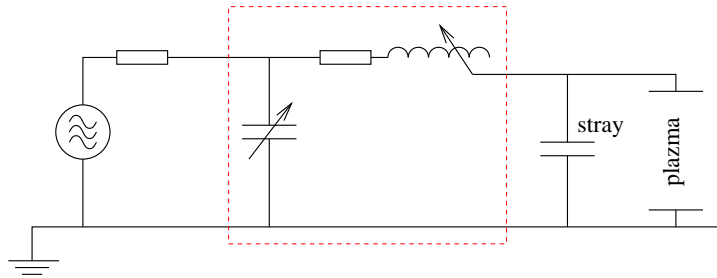
$$\begin{aligned} f_{Ei} &= \frac{1}{\pi \Delta E \sqrt{1 - \left(\frac{E - eU_0}{\Delta E}\right)^2}} \quad (28) \\ \Delta E &= \frac{2eU_1}{\pi} \left(\frac{T}{T_i}\right) \\ E &\in \langle eU_0 - \Delta E; eU_0 + \Delta E \rangle \end{aligned}$$

8.4 Vliv srážek

- pružné srážky – spojitě snižování energie
- přenos náboje – vznik nových píků f_{Ei}
- rozšiřování rozdělovací funkce úhlů

9 Přizpůsobovací člen

Například [1]:



10 Lokální/nelokální charakter plazmatu

Lokální režim:

$$\begin{aligned}\vec{j}(\vec{r}, t) &= \sigma(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \\ f_E(\vec{r}, t) &= f_E[\vec{E}(\vec{r}, t)]\end{aligned}$$

Nelokální režim:

$$\begin{aligned}\vec{j}(\vec{r}, t) &= \iiint_{\vec{r}'} d\vec{r}' \int_{t' \leq t} dt' \sigma(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{E}(\vec{r}', t') \\ f_E(\vec{r}, t) &= f_E[\vec{E}(\vec{r}', t')], \quad \vec{r}' \in V, \quad t' \leq t\end{aligned}$$

11 Mechanizmy ohřevu plazmatu

- srážkový ohřev [9, 1, 6]
- stochastický ohřev [9, 1, 17]
 - bounce resonance [12]
- obrácení pole [16]
- γ -procesy, α a γ režim [14, 19, 11, 13]

11.1 γ režim

Potenciálová emise – emise elektronu z elektrody při nárazu iontu, $\sim 0,01$.

Popis elektronové laviny ve stěnové vrstvě:

$$\begin{aligned}
 \frac{dj_e}{dx} &= \alpha [E(x, t)] j_e \\
 j_e(x) &= j_e(0) e^{\int_0^x \alpha [E(x', t)] dx'} \\
 j_e(0) &= \gamma j_i \\
 \langle j_i \rangle &= \left\langle \gamma j_i \left\{ e^{\int_0^{s(t)} \alpha [E(x, t)] dx} - 1 \right\} \right\rangle + env_B
 \end{aligned} \tag{29}$$

Je-li nv_B zanedbatelné, můžeme z poslední rovnice spočítat průrazné napětí pro přechod stěnové vrstvy do γ režimu. Hustotu proudu, při které stěnová vrstva přejde do γ režimu, lze odhadnout pomocí

$$\begin{aligned}
 j &= ne \frac{ds}{dt} \approx \frac{\varepsilon_0}{s} \frac{dU}{dt} \\
 j_1 &\approx \varepsilon_0 \frac{\omega U_1}{s}
 \end{aligned} \tag{30}$$

Přechod $\alpha \rightarrow \gamma$:

- vzrůst koncentrace elektronů, vodivosti plazmatu, proudové hustoty
- zúžení stěnových vrstev, vytvoření struktury analogické struktuře doutnavého výboje
- stažení výboje do menší plochy, vznik VA charakteristiky s konst. napětím
- zvýšení dodávaného výkonu
- někdy prudký přeskok a hystereze
- změny EEDF (posun k Maxwellově EEDF, růst koncentrace elektronů, pokles teploty elektronů)

12 Globální modely

Vstupní parametry: tlak, vzdálenost elektrod (l), úhlová frekvence el. pole (ω), amplituda vf. proudu (I_1), druh plynu (K_i , E_i , ν , K_{exc} , E_{exc} , K_{el} , m_n)

Výstupní parametry: koncentrace elektronů (n), teplota elektronů (T_e), střední tloušťka stěnové vrstvy (s) [1].

- Rovnováha počtu elektronů:

$$n_n \bar{n} K_i (l - s) = 2h_l n_c u_B \quad (31)$$

$$K_i = K_{i0} e^{-\frac{E_i}{kT_e}} \quad (32)$$

$$u_B = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (33)$$

(n_n je koncentrace neutrálů, \bar{n} střední koncentrace elektronů v bulkovém plazmatu, K_i rychlostní konstanta ionizace, n_c koncentrace elektronů v centru výboje, h_l poměr koncentrace elektronů na hranici bulk-sheath a v centru výboje, u_B Bohmova rychlost, E_i ionizační energie neutrálů.)

- Rovnováha střední energie elektronů:

$$\frac{1}{2} (R_{ohm} + 2R_{stoch} + 2R_{ohm,sh}) I_1^2 = 2h_l n_c u_B E_T (T_e) S \quad (34)$$

$$E_T = E_i + \frac{K_{exc}}{K_i} E_{exc} + \frac{3m}{m_n} \frac{K_{el}}{K_i} kT_e + 2kT_e + e\Delta\Phi \quad (35)$$

$$R_{stoch} = 0.72 (mkT_e)^{1/2} \frac{\omega s}{eI_1} \quad (36)$$

$$R_{ohm} = 1.55 hm\nu (l - 2s) \left(\frac{\omega}{eI_1} \right)^{3/2} (S\varepsilon_0 skT_e)^{1/2} \quad (37)$$

$$R_{ohm,sh} = 0.33 m\nu s \frac{\omega s}{eI_1} \quad (38)$$

(R_{ohm} , R_{stoch} a $R_{ohm,sh}$ jsou odpory výboje způsobené srážkovým ohřevem v bulkovém plazmatu, stochastickým ohřevem a srážkovým ohřevem ve stěnové vrstvě, E_T je průměrná energie dodaná jednomu elektronu, K_{exc} rychlostní konstanta excitace neutrálů, E_{exc} excitační energie, K_{el} rychlostní konstanta pružných srážek elektronů s neutrály, m_n hmotnost neutrálů, $\Delta\Phi$ průměrný rozdíl potenciálů, který musí překonat elektron opouštějící plazma.)

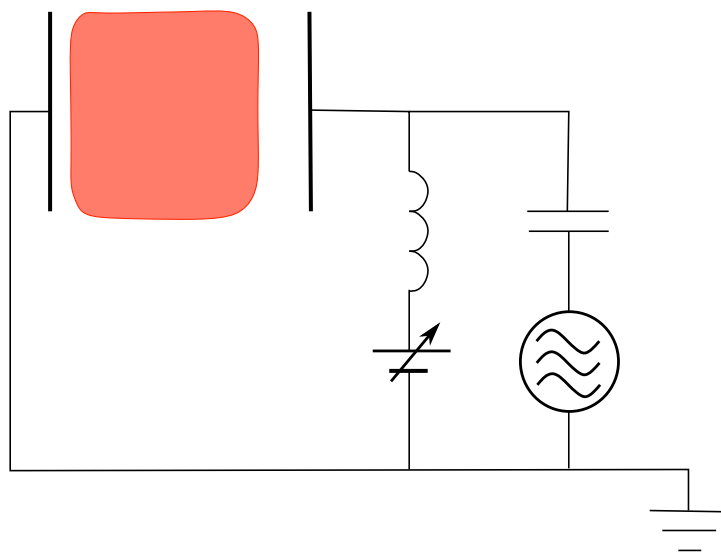
- Tloušťka stěnových vrstev:

$$s = \frac{5}{12eh_l^2 n_c^2 \varepsilon_0 kT_e} \left(\frac{I_1}{S\omega} \right)^3 \quad (39)$$

Uvedené verze rovnic platí pro nízkotlaké elektropozitivní plazma se zanedbatelným vlivem srážek ve stěnové vrstvě.

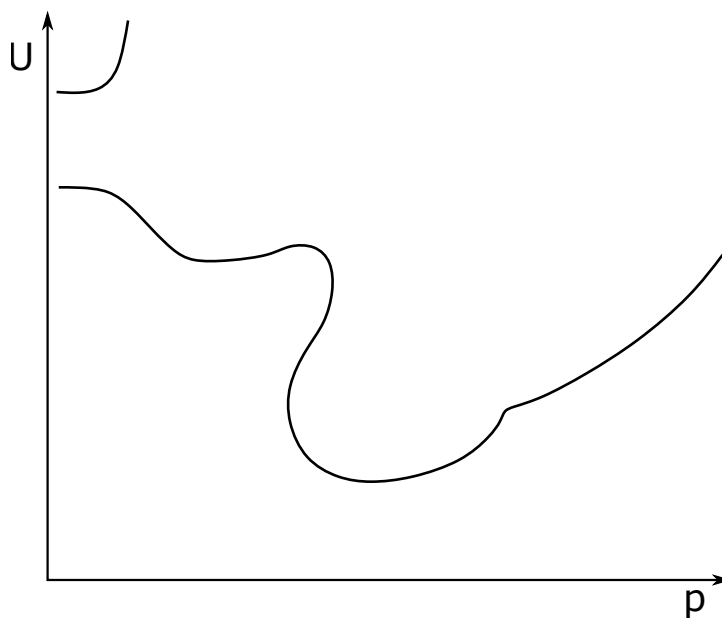
13 Nezávislé řízení koncentrace reaktivních částic a energie iontů

- Kombinace DC + RF [20, 10]



- Kapacitní biasování elektrody v jiném typu výboje (ICP, MW)
- Dvoufrekvenční CCP [1, 4]
- Elektrický asymetrický efekt [2, 4, 18]

14 Zapalování kapacitně vázaných výbojů



Zápalné napětí vysokotlaké větve:

$$\begin{aligned}\frac{dn}{dt} &= \nu_i n + D \frac{d^2 n}{dx^2} \\ \frac{dn}{dt} &\geq 0 \\ n &\approx n_{\text{centr}} \sin\left(\sqrt{\frac{\nu_i}{D}} x\right) \\ \nu_i &= D \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 \\ \nu_i &= K_1 p e^{-K_2 \frac{lp}{U}} \\ U &= \frac{K_2 pl}{\ln\left(\frac{K_1 pl}{\pi^2} \frac{l}{D}\right)}\end{aligned}$$

Značení veličin

ω_{pi}	plazmová frekvence iontů
ω	úhlová frekvence el. pole
ω_{pe}	plazmová frekvence elektronů
l	vzdálenost elektrod
λ	vlnová délka
σ	měrná vodivost plazmatu
n	koncentrace elektronů
e	elementární náboj
m	hmotnost elektronu
ν	střední srážková frekvence pro přenos hybnosti elektronu (srážky s neutrály)
ϵ_0	permitivita vakua
p	hustota výkonu
j	hustota proudu
j_1	amplituda hustoty proudu
E	intenzita elektrického pole energie
E_1	amplituda intenzity elektrického pole
n_0	koncentrace elektronů na hranici bulkového plazmatu a stěnové vrstvy
n_i	koncentrace iontů
k	Boltzmannova konstanta
T_e	teplota elektronů
U_{sh}	napětí na (libovolné) stěnové vrstvě
m_i	hmotnost iontu
s	tloušťka stěnové vrstvy
U_0	stejnoseměrná hodnota napětí
U_1	amplituda základní frekvence napětí
I_0	modifikovaná Besselova funkce 1. druhu řádu 0
Z_b	impedance vlastního (<i>bulk</i>) plazmatu
l_b	délka vlastního plazmatu
S	plocha elektrody
Z_{sh}	impedance stěnových vrstev
C_{sh}	kapacita stěnové vrstvy / stěnových vrstev
s_{tot}	celková tloušťka obou stěnových vrstev dohromady
Z	impedance výboje
ω_{sr}	úhlová frekvence sériové rezonance plazmatu
U_g	napětí na stěnové vrstvě u zemněné elektrody
U_v	napětí na stěnové vrstvě u živé (vf.) elektrody
U_e	napětí na živé elektrodě
κ	mocnina vystupující v závislosti napětí na tloušťce stěnové vrstvy
α	fázový rozdíl mezi proudem a napětím mocnina vyjadřující vztah mezi elektrickou a geometrickou nesymetrií výboje

označení pro režim kapacitního výboje, kde elektrony z elektrod nehrají podstatnou roli
1. Townsendův koeficient

S_g	plocha zemněné elektrody
S_v	plocha živé (vf.) elektrody
Q	el. náboj
Q_g	náboj ve stěnové vrstvě u zemněné elektrody
Q_v	náboj ve stěnové vrstvě u živé (vf.) elektrody
Q_M	celkový náboj v obou stěnových vrstvách
Φ	el. potenciál
$U_{x\max}$	maximální hodnota napětí U_x
$U_{x\min}$	minimální hodnota napětí U_x
U_{eRF}	vf. část napětí na živé elektrodě (tj. $U_e - U_{e0}$)
\mathcal{I}	výraz závislý na profilu koncentrace iontů ve stěnové vrstvě
\mathcal{E}	parametr nesymetrie výboje
I	el. proud
T_i	střední doba průletu iontu stěnovou vrstvou
T	perioda výboje
ν_i	střední srážková frekvence iontu
f_{Ei}	rozdělovací funkce energie iontů
f_E	rozdělovací funkce energie elektronů
ν_i	ionizační frekvence
D	difúzní koeficient

Literatura

- [1] P. Chabert and N. Braithwaite. *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. Cambridge University Press, 2011.
- [2] U. Czarnetzki, B. G. Heil, J. Schulze, Z. Donkó, T. Mussenbrock, and R. P. Brinkmann. *Journal of Physics: Conference Series*, 162:012010, 2009.
- [3] U. Czarnetzki, T. Mussenbrock, and R. P. Brinkmann. *Physics of Plasmas*, 13:123503, 2006.
- [4] Z. Donkó. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 20:024001, sect. 5, 2011.
- [5] P. Dvořák. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 22:045016, 2013.
- [6] T. Hemke, D. Eremin, T. Mussenbrock, A. Derzsi, Z. Donkó, K. Dittmann, J. Meichsner, and J. Schulze. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 22:015012, 2013.
- [7] E. Kawamura, V. Vahedi, M. A. Lieberman, and B. C. K. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 8:R45–R64, 1999.
- [8] M. A. Lieberman. *IEEE T Plasma Sci*, 16:638, 1988.

- [9] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. John Wiley & sons, inc., 1994.
- [10] V. A. Lisovski, N. D. Kharchenko, and V. D. Yegorenkov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41:125207, 2008.
- [11] D. W. Liu, F. Iza, and M. G. Kong. *Applied Physics Letters*, 93:261503, 2008.
- [12] Y. X. Liu, Q. Z. Zhang, J. Liu, Y. H. Song, A. Bogaerts, and Y. N. Wang. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 22:025012, 2013.
- [13] Z. Navrátil, L. Dosoudilová, R. Josepson, P. Dvořák, and D. Trunec. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 23:042001, 2014.
- [14] Y. P. Raizer. *Gas Discharge Physics*. Springer, 1997.
- [15] V. P. Savinov. *Physics of Radiofrequency Capacitive Discharge*. CRC Press, 2018.
- [16] J. Schulze, Z. Donkó, B. G. Heil, D. Luggenhölscher, T. Mussenbrock, R. P. Brinkmann, and U. Czarnetzki. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41:105214, 2008.
- [17] J. Schulze, B. G. Heil, D. Luggenhölscher, T. Mussenbrock, R. P. Brinkmann, and U. Czarnetzki. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41:042003, 2008.
- [18] J. Schulze, E. Schüngel, Z. Donkó, and U. Czarnetzki. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 19:045028, 2010.
- [19] X. Yang, M. Moravej, G. R. Nowling, S. E. Babayan, J. Panelon, J. P. Chang, and R. F. Hicks. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 14:314, 2005.
- [20] M. Zeuner, H. Neumann, and J. Meichsner. *J. Appl. Phys.*, 81:2985, 1997.