Přírodovědecká fakulta Masarykovy univerzity

PRAKTIKUM Z FYZIKY PLAZMATU

Mikrovlnná interferometrie plazmatu

Zpracovali: Radek Horňák, Lukáš Vrána **Naměřeno:** 5. 4. 2022

1 Teorie

Plazma lze obecně kvalitativně považovat za vodič, dielektrikum či magnetickou kapalinu. Výběr modelu je závislý na konkrétní situaci. V případě interakce elektromagnetického záření s plazmatem se v oblasti nízkých frekvencí plazma popisuje jako vodič pomocí nízkofrekvenční vodivost, při vysokých frekvencích je vhodná aplikace dielektrického modelu včetně definice vysokofrekvenční permitivity. Hranicí mezi nízkými a vysokými frekvencemi je plazmová frekvence ω_{pl}, od které se může vlna plazmatem šířit. Ta souvisí s hustotou plazmatu pomocí vztahu

$$\omega_{\mathrm{pl}} = \frac{n_{\mathrm{e}} e^2}{m_{\mathrm{e}} \epsilon_0} \tag{1}$$

kde n_{e} je hustota volných elektronů, e elementární náboj, m_{e} hmotnost elektronu a ϵ_0 permitivita vakua.

Pro dielektrický model nemagnetického plazmatu je permitivita komplexní skalár. V případě, že pro popis rozdělení rychlosti elektronů zvolíme Maxwellovo rozdělení, je relativní permitivita popsaná vztahem

$$\epsilon_{\mathrm{r}} = 1 - \frac{n_{\mathrm{e}} e^2 (\omega - i\nu_{\mathrm{m}})}{m_{\mathrm{e}} \epsilon_0 \omega (\omega^2 + \nu_{\mathrm{m}}^2)} \tag{2}$$

kde ν_{m} je srážková frekvenci pro přenos hybnosti elektron–neutrál. Na rozdíl od běžných dielektrik je reálná část permitivity plazmatu menší než jedna. Místo relativní permitivity můžeme obdobně popisovat plazma pomocí komplexního indexu lomu $N = n + i\kappa$. Pro jeho složky platí

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}{2}} \tag{3}$$

$$\kappa = \sqrt{\frac{-\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}{2}} \tag{4}$$

Reálná část indexu lomu je přímo úměrná fázové rychlosti vlny a tedy i fázovému posuvu $\Delta\phi$. Platí vztah

$$\Delta\phi = k_0 (1 - n) \Delta z \tag{5}$$

kde k_0 je vlnové číslo a Δz kus dráhy.

1.1 Stanovení hustoty elektronů

Pro stanovení hustoty elektronů aproximujeme vztah pro relativní permitivitu (2) tak, že zanedbáme imaginární složku a vypustíme ν_m^2). Dostáváme

$$\epsilon_\mathrm{r} = 1 - \frac{n_\mathrm{e} e^2}{m_\mathrm{e} \epsilon_0 \omega^2} \tag{6}$$

Po dosazení do (5) a úpravách můžeme vyjádřit koncentraci elektronů v závislosti na fázovém posunu jako

$$n_\mathrm{e} = \frac{1 - \left(1 - \frac{\Delta\phi}{k_0 \Delta z}\right)^2 m_\mathrm{e} \epsilon_0 \omega^2}{e^2} \tag{7}$$

1.2 Stanovení srážkové frekvence

Pomocí Taylorova rozvoje je možné dojít k tvaru imaginární části indexu lomu

$$\kappa = \frac{|\epsilon_2|}{2\sqrt{2}|\epsilon_1|} \tag{8}$$

Zkombinováním tohoto vztahu s (2), (3), (4) a zanedbáním kvadratických členů můžeme vyjádřit srážkovou frekvenci jako

$$\nu_\mathrm{m} = \frac{c \ln \frac{P_0}{P} 2\sqrt{2}|\epsilon_1|}{2\omega \Delta z \frac{n_\mathrm{e} e^2}{m_\mathrm{e} \epsilon_0 \omega^3}} \tag{9}$$

Předpoklad znalosti koncentrace elektronů

2 Měření a výsledky

3 Závěr