

Pole v cívice bez plazmatu:

Magnetické pole:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ H_z &\approx \frac{NI}{l}\end{aligned}$$

Elektrické pole:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ E_\varphi &= r \frac{\mu_0}{2} \frac{dH}{dt}\end{aligned}$$

Pole v cívice s plazmatem:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \Delta \vec{H} &= -\mu_0 \varepsilon_0 \left(1 - i \frac{\sigma_e}{\varepsilon_0 \omega}\right) \omega^2 \vec{H} \\ \Delta \vec{H} &= -k^2 \vec{H}\end{aligned}$$

kde pro komplexní relativní permitivitu, index lomu a vlnový vektor platí

$$\begin{aligned}n^2 = \varepsilon_r &= 1 - i \frac{\sigma_e}{\varepsilon_0 \omega} \\ \sigma_e &= \frac{ne^2}{m(\nu + i\omega)} \\ k &= \frac{n\omega}{c}\end{aligned}$$

Pro složku magnetické intenzity rovnoběžnou s osou cívky dostáváme ve válcových souřadnicích

$$\begin{aligned}r^2 \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + r \frac{\partial H_z}{\partial r} + (rk)^2 H_z &= 0 \\ H_z &= A J_0(kr) e^{i\omega t},\end{aligned}$$

kde $J_0(x)$ je Besselova funkce prvního druhu řádu nula. Těsně u cívky ještě není magnetické pole ovlivněno plazmatem a pro jeho amplitudu zde můžeme psát $H_0 = NI_{\text{amp}}/l$. Z této okrajové podmínky dostáváme

$$H_z = H_0 \frac{J_0(kr)}{J_0(kR)} e^{i\omega t}$$

Elektrickou intenzitu spočítáme z Maxwellovy rovnice

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}.$$

Ve válcových souřadnicích platí

$$\left(\vec{\nabla} \times \vec{H}\right)_\varphi = \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r},$$

takže dostáváme

$$\begin{aligned}-\frac{\partial H_z}{\partial r} &= i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r E_\varphi \\ E_\varphi &= -\frac{ik}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r} H_0 \frac{J_1(kr)}{J_0(kR)} e^{i\omega t}\end{aligned}$$