

# Určení srážkové frekvence elektronů metodou elektronové cyklotronové rezonance

Nechť plazma je vloženo do magnetického pole o intenzitě  $\vec{B} \parallel \vec{z}$ . Dále předpokládejme, že vektor intenzity vř budícího elektrického pole  $\vec{E}$  leží v rovině  $xy$  (tedy  $E_z = 0$ ). Vysokofrekvenční vodivost  $\sigma$  je obecně tenzor. Pro jeho složky v našem případě platí

Tenzor el. vodivosti:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{1}{2} \frac{ne^2}{m} \left[ \frac{1}{\nu + i(\omega + \omega_c)} + \frac{1}{\nu + i(\omega - \omega_c)} \right]$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{1}{2} \frac{ne^2}{m} \left[ \frac{1}{\nu + i(\omega + \omega_c)} - \frac{1}{\nu + i(\omega - \omega_c)} \right]$$

$$\sigma_{zz} = \frac{ne^2}{m\nu}$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_{zx} = \sigma_{yz} = \sigma_{zy} = 0$$

$n, e, m$ ... koncentrace, náboj a hmotnost elektronu

$\nu$ ... srážková frekvence

$\omega$ ... kruhová frekvence budícího el.pole  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$

$\omega_c$ ... cyklotronová frekvence  $\omega_c = eB/m$

Proud

$$\vec{j} = \hat{\sigma} \cdot \vec{E}$$

tedy ve složkách

$$j_k = \sum_{l=x,y,z} \sigma_{kl} E_l$$

Střední hodnotu výkonu absorbovaného v jednotce objemu vypočteme obecně podle vztahu

$$P_{\sim} = \frac{1}{2} \Re(j_{0x} E_{0x}) + \frac{1}{2} \Re(j_{0y} E_{0y}) + \frac{1}{2} \Re(j_{0z} E_{0z})$$

kde  $\vec{j}_0, \vec{E}_0$  jsou vektory amplitudy proudu a elektrického pole. Protože  $E_{0z} = 0$ , pak

$$P_{\sim} = \frac{1}{2} (\sigma_{xx} E_{0x}^2 + \sigma_{yy} E_{0y}^2)$$

odkud po úpravě

$$P_{\sim} = \frac{ne^2}{4m} E_0^2 \left[ \frac{\nu}{\nu^2 + (\omega + \omega_c)^2} + \frac{\nu}{\nu^2 + (\omega - \omega_c)^2} \right]$$

Převedeme na společného jmenovatele a upravíme

$$P_{\sim} = \frac{ne^2}{2m} E_0^2 \frac{\nu(\nu^2 + \omega^2 + \omega_c^2)}{(\nu^2 + \omega_c^2 - \omega^2)^2 + 4\nu^2\omega^2}$$

K maximální absorpci vř výkonu (rezonanci) dochází tehdy, je-li jmenovatel co nejmenší a tedy

$$\omega_{rez}^2 = \nu^2 + \omega_c^2$$

Známe-li magnetické pole  $B$  a tedy i  $\omega_c$ , a naměříme  $\omega_{rez}$ , můžeme srážkovou frekvenci elektronů  $\nu$  přímo spočítat. Nevýhodou této metody je, že k měřitelnému posunu rezonanční frekvence dochází pouze pro velká  $\nu$ , srovnatelná s cyklotronovou frekvencí.

Za předpokladu, že budící frekvence je blízko rezonance s cyklotronovou frekvencí ( $\omega \rightarrow \omega_c$ ) a srážková frekvence je dostatečně nízká ( $\nu \ll \omega$ ), platí přibližný vztah

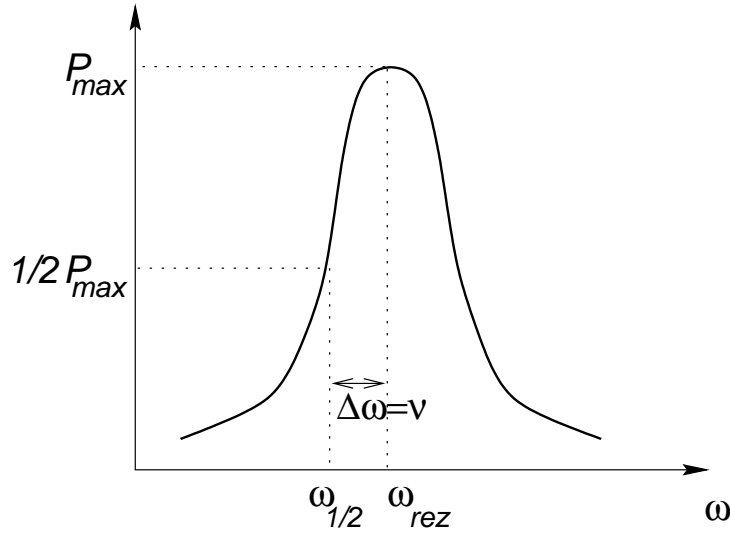
$$P_{\sim} \approx \frac{ne^2}{4m} E_0^2 \frac{\nu}{\nu^2 + (\omega - \omega_c)^2}$$

V rezonanci ( $\omega = \omega_c$ ) je maximální absorbovaný výkon

$$P_{\sim max} = \frac{ne^2}{4m} E_0^2 \frac{1}{\nu}$$

Nyní určíme budící frekvenci  $\omega_{1/2}$ , pro kterou absorbovaný výkon poklesne na  $\frac{1}{2}P_{\sim max}$ . V tom případě musí platit  $\nu^2 = (\omega_{1/2} - \omega_c)^2$ . Z toho vidíme, že pološířka výkonové absorpční rezonanční křivky je přímo rovna srážkové frekvenci

$$|\omega_{1/2} - \omega_{rez}| = \nu$$



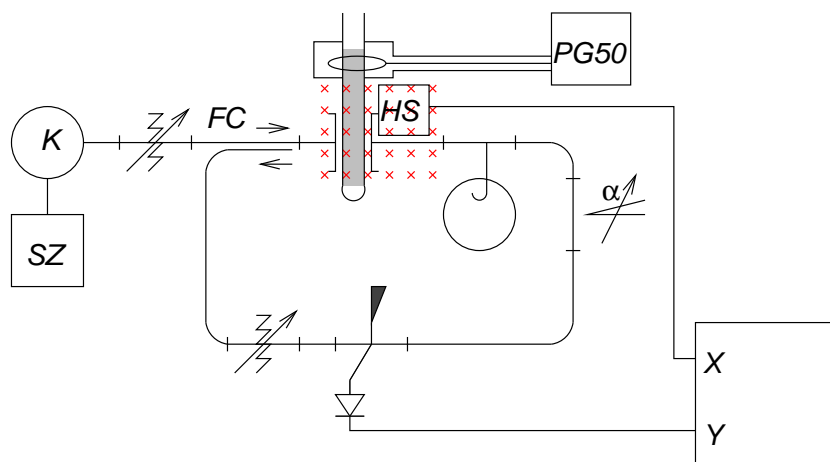
Z praktických důvodů je často výhodnější fixovat frekvenci  $\omega$  a rozmitat magnetické pole  $B$ . Protože cyklotronová frekvence  $\omega_c$  je přímo úměrná velikosti mg. pole, má rezonanční křivka stejný tvar jako dříve. Pološířka  $\Delta B$  výkonové absorpční rezonanční křivky je definována obdobně: jako právě to rozladění od rezonanční mg. indukce  $B_{rez}$ , pro které dojde k poklesu absorbovaného výkonu na polovinu. Z této hodnoty pak snadno určíme rozdíl cyklotronových frekvencí

$$\Delta\omega_c = \frac{e}{m} \Delta B$$

který je přímo roven srážkové frekvenci  $\nu$ .

## Měřicí aparatura

Ve válcové výbojce plněné plynem je vybuzen vf výboj pomocí generátoru PG50 o frekvenci 13.6 MHz. Její část zasahuje do 3 cm vlnodové trasy umístěné mezi póly elektromagnetu, napájeného pomalu rozmítaným zdrojem. Mikrovlnná energie postupující z klystronu se na plazmatu částečně odráží, zčásti je absorbována a zbytek plazmatem prochází. Vlna prošlá je pak vedena přes proměnný fázový člen do magického T, kde interferuje s vlnou odraženou, která je z vlnodové trasy odkloněna feritovým cirkulátorem a pak zeslabena atenuátorem. Vhodnou volbou fáze a útlumu lze dosáhnout maximální citlivosti můstkového zapojení. Výstup z diodového detektoru je pak zaznamenáván zapisovačem, na jehož osu X je přiváděn signál z Hallova detektoru MH1SS1, umístěného mezi pólovými nastavci elektromagnetu.



## Postup měření

Zaznamenáme rezonanční křivky  $P_{\sim} = f(B)$  nejméně pro pět hodnot tlaku v rozmezí 100 ÷ 2000 Pa. Z jejich pološířek pak určíme závislost srážkové frekvence na tlaku  $\nu = f(p)$ .