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 vf budícího elektrického pole $\vec{E}$ leží v rovině xy (tedy $E_z = 0$). Vysokofrekvenční vodivost σ je obecně tenzor. Pro jeho složky v našem případě platí

Tenzor el. vodivosti:

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

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

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

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

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

$n, e, m\ldots$ koncentrace, náboj a hmotnost elektronu
$\nu\ldots$ srážková frekvence
$\omega\ldots$ kruhová frekvence budícího el.pole $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$
$\omega_c\ldots$ 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

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

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 absorbci vf 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 ω_c, a naměříme ω_{rez}, můžeme srážkovou frekvenci elektronů ν přímo spočítat. Nevýhodou této metody je, že k měřitelnému posunu rezonanční frekvence dochází pouze pro velká ν, srovnatelná s cyklotronovou frekvencí.

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

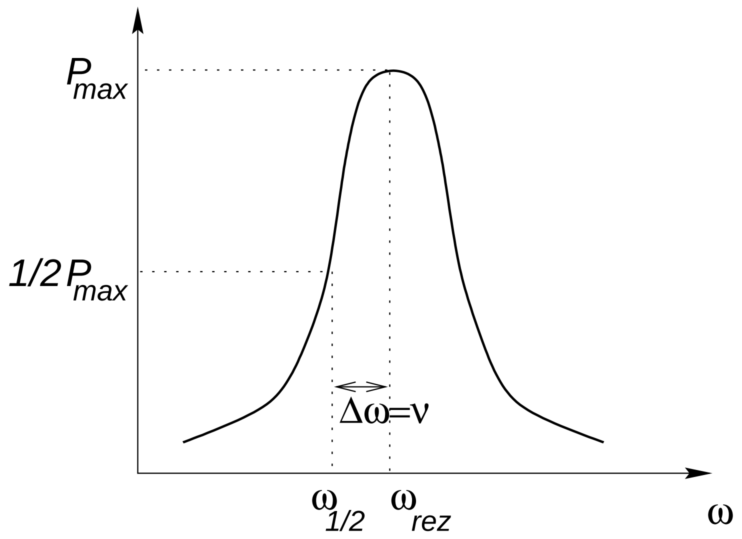
$$P_\sim \approx \frac{ne^2}{4m} E_0^2 \frac{\nu}{\nu^2 + (\omega - \omega_c)^2}$$

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

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

Nyní určeme budicí 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 absorbční rezonanční křivky je přímo rovna srážkové frekvenci

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



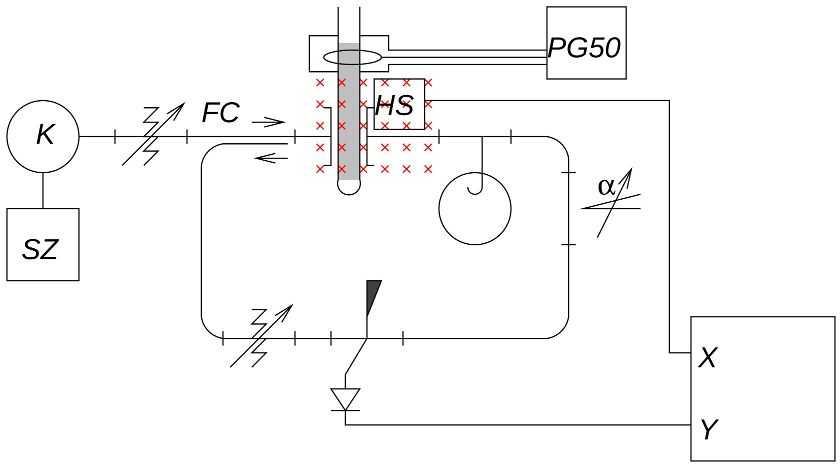
Z praktických důvodů je často výhodnější fixovat frekvenci ω a rozmítat magnetické pole B. Protože cyklotronová frekvence ω_c je přímo úměrná velikosti mg. pole, má rezonanční křivka stejný tvar jako dříve. Pološířka $\triangle B$ výkonové absorbční rezonanční křivky je definována obdobně: jako právě 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

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

který je přímo roven srážkové frekvenci ν.

Měřící aparatura

Ve válcové výbojce plněné plynem je vybuzen vf výboj pomocí generátoru PG50 o frekvenci 13.6 MHz. Její část zasahuje do 3 cm vlnovodové 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 vlnovodové 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 nástavci elektromagnetu.



Postup měření

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