

## РЕЗОНАНСНАЯ СТАТИЧЕСКАЯ ЭДС В МЕТАЛЛАХ

И.Е.Аронов, В.Л.Фалько

Предсказано существование циклотронной параметрической неустойчивости в металлах при возбуждении в них стоячей циклотронной волны (ЦВ) конечной амплитуды. Неустойчивость приводит к сильному неоднородному разогреву электронов вследствие чего в металле возникает статическое электрическое поле. Определена форма линии резонансной статической ЭДС.

Известно, что в металлах из-за высокой концентрации носителей тока невозможно создать заметную неравновесность электронной подсистемы так, чтобы отклонение средней энергии электронов от фермиевской энергии существенно превышало температуру фононов. Это происходит потому, что в металлах напряженность электрического поля всегда мала: величина статического электрического поля ограничивается джоулевым разогревом носителей, а в высокочастотном случае электрическое поле мало вследствие скин-эффекта. Однако вблизи циклотронных резонансов (ЦР) металл становится прозрачным для электромагнитного излучения, так как существуют слабозатухающие колебания электронно-дырочной плазмы металла<sup>1, 2</sup>. При возбуждении длинноволновых циклотронных волн<sup>1, 2</sup> в металле могут быть реализованы условия циклотронного параметрического резонанса<sup>3, 4</sup> (ЦПР), при котором возникает существенный перегрев электронного газа. В поле стоячей ЦВ при ЦПР функция распределения электронов, будучи неравновесной, является функцией координат. Это приводит к градиентам средней энергии и концентрации носителей тока и, вследствие этого, к возникновению статического электрического поля и статической ЭДС, которая имеет резонансный характер.

Компоненты стоячей длинноволновой ЦВ в пластине металла в магнитном поле  $H_0$  определяются следующими выражениями (небыкновенная волна)<sup>1, 2</sup>

$$\begin{aligned} H_z &= H_1 e^{-x/\delta} \cos(kx + \alpha) \cos \omega t; & \operatorname{tg} \alpha = (k\delta)^{-1}; \\ E_y &= H_1 (\omega/ck)[1 + (k\delta)^{-2}]^{-1} e^{-x/\delta} \sin kx \cdot \sin \omega t; & k = \pi n/L; \\ E_x &= -H_1 (\Omega_0/ck)[1 + (k\delta)^{-2}]^{-1} e^{-x/\delta} \sin kx \cdot \cos \omega t; & n = 1, 2, 3 \dots \end{aligned} \quad (1)$$

Ось  $Ox \parallel \mathbf{n}$ ,  $\mathbf{n}$  — нормаль к поверхности образца;  $Oz \parallel H_0$ ;  $H_1$  — амплитуда поля ЦВ,  $\omega$  и  $\delta$  — частота и глубина затухания волны;  $L$  — толщина образца;  $\Omega_0 = eH_0/mc$ ,  $e$  и  $m$  — заряд и масса носителей тока. Компоненты поля ЦВ описываются формулами (1) в длинноволновом пределе, когда

$$kR \ll 1, \quad \Omega_0 \omega \gg \nu_i, \quad (2)$$

$R = v_F / \Omega_0$ ,  $v_F$  — фермиевская скорость. Спектр и затухание длинноволновых ЦВ хорошо известны<sup>1, 2</sup>. Для существования этих волн необходимо, чтобы  $k\delta \sim \omega/\nu_i \gg 1$  (2) ( $\nu_i$  — частота релаксации импульса электронов). ЦВ наблюдались в ряде металлов и полуметаллов<sup>1, 2, 5-8</sup>. Рассмотрим случай возбуждения длинноволновых ЦВ в металле с квадратичным законом дисперсии:

$$\epsilon = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_1} + \frac{p_z^2}{2m_2}; \quad (3)$$

(например, для дырок в висмуте  $m_1 = 0,064 m_0$ ;  $m_2 = 0,703 m_0$ ;  $m_0$  — масса свободного электрона<sup>7</sup>).

Вследствие модуляции частоты коллективного циклотронного вращения в поле ЦВ (1) в электронной системе возникают резонансные особенности типа параметрического резонанса в механических колебаниях <sup>9</sup>. Эти особенности появляются при выполнении условия:

$$\Omega_0 \approx s\omega/2 \quad (s = 1, 2, \dots), \quad (4)$$

Рассмотрим случай, когда кинетическая неустойчивость еще не развилась и накачка энергии в электронную систему достаточно мала

$$T/\epsilon_F \ll 2\kappa_{1,2}^2(x)/5\nu_3\nu_i(1 + \Delta_{1,2}^2) \ll 1; \quad (5)$$

$$\kappa_1(x) = (3/4)\Omega_1 e^{-x/\delta} \cos kx \quad \text{при } \Omega_0 \approx \omega/2; \quad \Delta_1 = (2\Omega_0 - \omega)/\nu_i;$$

$$\kappa_2(x) = \Omega_1 e^{-x/\delta} \sin kx \quad \text{при } \Omega_0 \approx \omega; \quad \Delta_2 = (\Omega_0 - \omega)/\nu_i;$$

$\Omega_1 = eH_1/mc$ ;  $\nu_3$  – энергетическая релаксация;  $T$  – температура фононов,  $\epsilon_F$  – энергия Ферми,  $\Delta_{1,2}$  – расстройка резонанса.

Левое неравенство (5) представляет собой пороговое условие на амплитуду ЦВ, при котором развивается параметрическая неустойчивость, правое – указывает на то, что перегрев в электронной системе мал по сравнению с энергией Ферми. Видно, что для главного ЦПР ( $\Omega_0 \approx \omega/2$ ) существенный перегрев электронов возникает в пучностях магнитного поля стоячей волны, а вблизи узлов неравенство (5) нарушается и электроны являются равновесными. Для следующего резонанса ( $\Omega_0 \approx \omega$ ) ситуация меняется на противоположную. Расчет показывает, что при резонансе в образце происходит неоднородный разогрев электронного газа, эффективная температура которого определяется выражением:

$$T_{eff} = \begin{cases} T + (2/5)\mu\kappa_1^2(x)/\nu_3\nu_i(1 + \Delta_1^2); & s = 1; \\ T + (2/3)m\Omega_0^2\kappa_2^2(x)/k^2\nu_3\nu_i(1 + \Delta_2^2); & s = 2; \end{cases} \quad (6)$$

Здесь  $\mu$  – химический потенциал неоднородно разогретых квазичастиц. Наличие неоднородно разогретого газа носителей тока приведет к возникновению статического электрического поля  $E_i(x)$ , которое следует найти из уравнения Пуассона. Изотропная часть функции распределения электронов при условии (5) имеет вид фермиевской функции  $F = \{\exp[(\epsilon - \mu)/T_{eff}] + 1\}^{-1}$ . Химический потенциал  $\mu$  находится из условия равенства нулю полного тока и равен

$$\mu(x) = \mu_0 - e\varphi(x) - (\pi^2/4)T_{eff}^2(x)/\epsilon_F. \quad (7)$$

Величина  $\mu_0$  определяется из условия нормировки:  $n_0 = \langle n(x) \rangle$ ;  $n(x)$  – концентрация носителей тока при неоднородном разогреве;  $n_0$  – полное число квазичастиц;  $\varphi(x) = -\int_x^L dx' E_i(x')$ ;  $\langle \dots \rangle = L^{-1} \int_0^L dx (\dots)$ . Индуцированное электрическое поле  $E_i(x)$  или потенциал  $\varphi(x)$  являются решением уравнения Пуассона:

$$\varphi'' = \lambda^{-2} \{ \varphi - \langle \varphi \rangle + (\pi^2/4e\epsilon_F)[T_{eff}^2 - \langle T_{eff}^2 \rangle] \}, \quad (8)$$

с граничными условиями  $E_i(0) = E_i(L)$  ( $\lambda = (\epsilon\epsilon_F/4\pi n_0 e^2)^{1/2}$  – дебаевский радиус экранирования,  $\epsilon$  – статическая диэлектрическая проницаемость).

Приведем измеряемую в экспериментах резонансную статическую ЭДС. Для главного резонанса

$$\mathcal{E}_1 = \frac{\epsilon_F}{e} \left[ \frac{9\pi}{80} \frac{\Omega_1^2}{\nu_3\nu_i} - \frac{1}{1 + \Delta_1^2} \right]^2 (1 - e^{-4L/\delta}), \quad (9)$$

при  $|\Omega_0 - \omega/2| \ll \Omega_0$ . Видно, что статическая ЭДС имеет резонансный характер в функции постоянного магнитного поля  $H_0$  и резко возрастает с ростом амплитуды поля волны накачки  $\mathcal{E}_1 \sim H_1^4$ .

Для следующего резонанса  $s = 2$  ( $\Omega_0 \approx \omega$ ) величина ЭДС существенно меньше величины (9):  $\mathcal{E}_2 \sim (\lambda/R)^4 \mathcal{E}_1$ . Это обстоятельство связано с тем, что эффективная температура (6) в этом случае на границах образца равна нулю.

Резонансную статическую ЭДС можно наблюдать при низких температурах в образце ( $L \approx 1$  мм) висмута с длиной свободного пробега электронов  $l \sim 0,1 - 1$  мм в магнитных полях  $H_0 \approx 1$  кЭ. Амплитуда накачки должна быть  $H_1 \gtrsim 0,01$  Э на частотах  $10^{10}$  с<sup>-1</sup>. В этом случае величина резонансной статической ЭДС  $\mathcal{E}_1 \sim 0,1$  мВ.

### Литература

1. Kaner E.A., Skobov V.G. Adv. in Phys., 1968, 17, 605.
2. Платцман Ф., Вольф П. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975, с. 232.
3. Aronov I.E., Koner E.A., Slutskin A.A. Sol. St. Comm., 1981, 38, 245.
4. Аронов И.Е., Kaner Э.А. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 223.
5. Эдельман В.С. Письма в ЖЭТФ, 1969, 63, 169.
6. Набережных В.П., Жеребцовский Д.Э., Мельник В.Л. ЖЭТФ, 1972, 63, 169.
7. Трунин М.Р. ЖЭТФ, 1985, 88, 1834.
8. Трунин М.Р., Эдельман В.С. ЖЭТФ, 1987, 92, 988.
9. Ландау Л.Д., Либшиц Е.М. Механика, М.: Наука, 1965.

Институт радиофизики и электроники  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
29 марта 1988 г.