

01;02;06

О роли радиационного затухания в формировании линии циклотронного резонанса в двумерной электронной системе

© В.В. Попов, Т.В. Теперик

Институт радиотехники и электроники РАН (Саратовское отделение)
E-mail: popov@ire.san.ru

Поступило в Редакцию 29 сентября 2000 г.

Показано, что уширение линии циклотронного резонанса в двумерной ($2D$) электронной системе по сравнению с обратным временем рассеяния электронов связано с радиационным затуханием, сопровождающим циклотронное движение электронов. С использованием понятия радиационного затухания получена простая и физически наглядная формула для описания формы кривой циклотронного резонанса в $2D$ электронной системе.

Известно, что циклотронный резонанс в двумерной ($2D$) электронной системе имеет ряд особенностей, отличающих его от соответствующего резонанса в объеме полупроводника. Ширина линии циклотронного резонанса в $2D$ системе может в несколько раз превышать обратную величину времени рассеяния $2D$ электронов, а высота линии насыщается с уменьшением обратного времени рассеяния электронов [1]. Известно также, что при малой интенсивности циклотронного резонанса (так называемое малосигнальное приближение) изменение прохождения электромагнитной волны через $2D$ систему пропорционально реальной части высокочастотной омической проводимости $2D$ электронной системы [2,3]. Естественно, что в последнем случае ширина линии циклотронного резонанса совпадает с обратным временем рассеяния электронов в $2D$ системе.

Правильное теоретическое описание формы линии циклотронного резонанса в $2D$ системе при любом уровне сигнала можно получить достаточно просто из уравнений Максвелла с граничными условиями, учитывающими отклик $2D$ электронной системы [4]. Однако при этом остается неясным вопрос о физической причине уширения и насыщения

высоты линии циклотронного резонанса в $2D$ системе при больших уровнях сигнала.

В данной заметке показывается, что вышеуказанные особенности циклотронного резонанса в $2D$ электронной системе обусловлены наличием радиационного затухания, сопровождающего циклотронное движение электронов. С использованием понятия радиационного затухания получена простая и физически наглядная формула для описания формы кривой циклотронного резонанса в $2D$ системе.

Пусть $2D$ электронная система находится на поверхности раздела сред с диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2 . Постоянное магнитное поле \mathbf{B}_0 направлено из среды 1 в среду 2. Рассмотрим нормальное падение внешней линейно-поляризованной электромагнитной волны из среды 1 на поверхность $2D$ электронной системы. Рассмотрение удобно провести разложив падающую линейно-поляризованную волну на две парциальные волны соответственно с левой и правой круговыми поляризациями. Решение уравнений Максвелла с граничными условиями на поверхности раздела сред 1 и 2, учитывающими отклик магнитоактивной $2D$ электронной системы, дает следующие выражения для комплексных коэффициентов прохождения t_+ и t_- волн соответственно с левой и правой круговыми поляризациями [4]:

$$t_{\pm} = \frac{E_{\pm}^{(t)}}{E_{\pm}^{(i)}} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + \frac{4\pi}{c}\sigma_{\pm}}, \quad (1)$$

где $E_{\pm}^{(t)}$ и $E_{\pm}^{(i)}$ — амплитуды электрических полей парциальных волн с левой и правой круговыми поляризациями соответственно в падающей и прошедшей волнах;

$$\sigma_{\pm} = \frac{e^2 N_s}{m^*} \frac{1}{\nu - i(\omega \mp \omega_c)}$$

— комплексные проводимости $2D$ электронной системы для электрических полей с левой и правой круговыми поляризациями; ω — круговая частота волны; $\omega_c = |e|B_0/m^*$ — циклотронная частота; e , m^* , N_s и $\nu = 1/\tau$ — соответственно заряд, эффективная масса, поверхностная концентрация электронов и обратное время электронного рассеяния.

Суммарный коэффициент прохождения мощности падающей линейно-поляризованной волны в среду 2 определяется формулой

$T = (T_+ + T_-)/2$, где

$$T_{\pm} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} |t_{\pm}|^2.$$

Заметим, что при записи аналогичной формулы авторами работы [4] пропущен множитель $\sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1}$, в результате чего в их работе возник ошибочный коэффициент в окончательном выражении для величины T . Правильные выражения для T_{\pm} выглядят следующим образом:

$$T_{\pm} = \frac{4\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})^2} \cdot \frac{\nu^2 + (\omega \mp \omega_c)^2}{(\omega \mp \omega_c)^2 + (\nu + \gamma_r)^2}, \quad (2)$$

где величина

$$\gamma_r = \frac{4\pi}{c} \frac{e^2 N_s}{m^* (\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})}$$

представляет собой не что иное, как радиационное затухание свободного циклотронного движения электронов в $2D$ системе [5].

В экспериментах обычно измеряется относительное изменение коэффициента прохождения

$$\frac{\Delta T}{T} = 1 - \frac{T(X)}{T(X_0)},$$

где в качестве параметров X и X_0 используются два различных значения величины внешнего магнитного поля или концентрации электронов в $2D$ системе. При этом форма резонансной кривой для коэффициента $\Delta T/T$ не зависит от выбора того или иного типа параметров. Для определенности будем использовать следующее выражение для относительного изменения коэффициента прохождения:

$$\frac{\Delta T}{T} = 1 - \frac{T(N_s)}{T(N_s = 0)}.$$

Очевидно, что $T(N_s = 0) = T_{\pm}(N_s = 0) = 4\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}/(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})$. Поэтому имеем

$$\frac{\Delta T}{T} = 1 - \frac{T_+(N_s) + T_-(N_s)}{2T(N_s = 0)}.$$

При достаточно добротном циклотронном резонансе $\nu, \gamma_r \ll \omega$ из (2) следует, что $T_-(N_s)/T_-(N_s = 0) \simeq 1$. Тогда можно записать

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{T_+(N_s)}{T(N_s = 0)} \right].$$

Подставляя явные выражения для $T_+(N_s)$ и $T_+(N_s = 0)$, получаем

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2} \gamma_r \frac{2\nu + \gamma_r}{(\omega \mp \omega_c)^2 + (\nu + \gamma_r)^2}. \quad (3)$$

В соответствии с формулой (3) циклотронный резонанс в $2D$ системе описывается лоренцевской кривой с высотой

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\max} = \frac{1}{2} \gamma_r \frac{2\nu + \gamma_r}{(\nu + \gamma_r)^2}. \quad (4)$$

Ширина резонансной кривой на уровне половинной высоты $\Delta\omega = 2(\nu + \gamma_r)$. Таким образом, ширина резонансной кривой остается конечной даже в отсутствие электронного рассеяния. Наличие радиационного затухания приводит к уширению резонансной кривой. В то же время радиационное затухание играет роль параметра связи внешней электромагнитной волны с $2D$ электронами, так как высота кривой циклотронного резонанса в соответствии с формулой (4) пропорциональна величине γ_r . При $\nu \rightarrow 0$ высота резонансной кривой насыщается на уровне значения $(\Delta T/T)_{\max} = 0.5$.

Малосигнальное приближение соответствует малому значению параметра связи $\gamma_r \ll \nu$. При этом ширина резонансной кривой определяется только обратным временем рассеяния электронов в $2D$ системе $\Delta\omega \simeq 2\nu$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы" по проекту 696.3 и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 00–02–16440).

Список литературы

- [1] Batke E., Heitmann D., Tu C.W. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 10. P. 6951–6960.
- [2] Abstreiter G., Kotthaus J.P., Koch J.P., Dorda G. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 6. P. 2480–2493.
- [3] Merkt U., Horst M., Ewelbauer T., Kotthaus J.P. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 10. P. 7234–7245.
- [4] Chiu K.W., Lee T.K., Quinn J.J. // Surface Science. 1976. V. 58. P. 182–185.
- [5] Матов О.Р., Мешков О.Ф., Полищук О.В., Попов В.В. // ЖЭТФ. Т. 109. В. 3. P. 876–890.