

01;09

Преобразование поляризации электромагнитной волны при циклотронном резонансе в двумерной электронной системе

© В.В. Попов, Т.В. Теперик

Институт радиотехники и электроники РАН (Саратовское отделение)

Поступило в Редакцию 11 мая 1999 г.

Теоретически исследовано явление преобразования поляризации электромагнитной волны при возбуждении циклотронного резонанса в двумерной ($2D$) электронной системе. Показано, что наибольшее преобразование поляризации можно получить в отраженной волне. При большой концентрации электронов величина эффекта остается весьма значительной и в присутствии электронного рассеяния. В этом случае эффект преобразования поляризации волны может быть использован, в том числе и для получения информации о величине электронной релаксации в $2D$ -системе.

Циклотронный резонанс в двумерных ($2D$) электронных системах исследовался во многих работах как экспериментально [1–5], так и теоретически [6–9]. В экспериментах, как правило, используется нормальное падение линейно-поляризованной электромагнитной волны субмиллиметрового диапазона на $2D$ электронную систему и измеряется относительное изменение суммарного (по обеим ортогональным поляризациям) коэффициента прохождения мощности волны при резонансе. Таким образом, в стороне остается вопрос о преобразовании поляризации волны. В теоретических работах вопрос о преобразовании поляризации электромагнитной волны при циклотронном резонансе также до настоящего времени не рассматривался. В то же время можно ожидать, что в условиях возбуждения циклотронного резонанса в $2D$ электронной системе величина эффекта преобразования поляризации волны будет существенно (резонансным образом) возрастать. Это позволяет рассчитывать на использование явления резонансного преобразования поляризации как для диагностики самой $2D$ электронной

системы, так и для создания управляемых поляризационных устройств в субмиллиметровом диапазоне волн.

В работах [10,11] теоретически рассмотрен эффект резонансного преобразования электромагнитного излучения при возбуждении поперечных плазменных колебаний в гиротропной полупроводниковой пленке. При этом величина эффекта оказывается пропорциональной толщине пленки, что существенно снижает эффективность преобразования поляризации в случае очень тонких (в том числе двумерных) электронных слоев. В отличие от поперечных плазменных колебаний циклотронное движение электронов происходит в плоскости электронной системы, поэтому в принципе ограничения, связанные с толщиной слоя, не должны возникать.

Рассмотрим случай нормального падения линейно-поляризованной электромагнитной волны из среды 1 на поверхность $2D$ электронной системы, находящейся на границе раздела сред 1 и 2 с относительными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 . Будем считать, что внешнее постоянное магнитное поле направлено нормально к плоскости $2D$ системы из среды 1 в среду 2 .

Введем коэффициенты преобразования мощности падающей волны в виде соотношений:

$$\begin{aligned} R_{pp} &= \frac{P_{rp}}{P_{ip}}, & R_{sp} &= \frac{P_{rs}}{P_{ip}}, \\ T_{pp} &= \frac{P_{tp}}{P_{ip}}, & T_{sp} &= \frac{P_{ts}}{P_{ip}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где P_{ip} — величина плотности потока энергии падающей волны; P_{rp} и P_{tp} — плотности потоков энергии соответственно отраженной и прошедшей волн с поляризацией, совпадающей с поляризацией падающей волны; P_{rs} и P_{ts} — плотности потоков энергии отраженной и прошедшей волн с линейной поляризацией, ортогональной по отношению к поляризации падающей волны. Очевидно, что величины R_{sp} и T_{sp} имеют смысл коэффициентов преобразования поляризации волны.

Решение уравнений Максвелла в средах 1 и 2 с граничными условиями на поверхности раздела сред, учитывающими отклик магнитоактивной $2D$ электронной плазмы, приводит к следующим выражениям для коэффициентов преобразования:

$$R_{pp} = \left| \frac{(\sqrt{\varepsilon_2} + Z_0 \sigma_{\perp})^2 - \varepsilon_1 + Z_0^2 \sigma_{\times}^2}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + Z_0 \sigma_{\perp})^2 + Z_0^2 \sigma_{\times}^2} \right|^2,$$

$$\begin{aligned}
T_{pp} &= 4\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2} \left| \frac{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + Z_0\sigma_{\perp}}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + Z_0\sigma_{\perp})^2 + Z_0^2\sigma_{\times}^2} \right|^2, \\
R_{sp} &= 4\varepsilon_1 \left| \frac{Z_0\sigma_{\times}}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + Z_0\sigma_{\perp})^2 + Z_0^2\sigma_{\times}^2} \right|^2, \\
T_{sp} &= 4\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2} \left| \frac{Z_0\sigma_{\times}}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2} + Z_0\sigma_{\perp})^2 + Z_0^2\sigma_{\times}^2} \right|^2, \quad (2)
\end{aligned}$$

где $Z_0 = 120\pi \Omega$ — волновое сопротивление свободного пространства,

$$\sigma_{\perp} = \sigma_0 \frac{1 - i\omega\tau}{(\omega_c\tau)^2 + (1 - i\omega\tau)^2}, \quad \sigma_{\times} = -\sigma_0 \frac{\omega_c\tau}{(\omega_c\tau)^2 + (1 - i\omega\tau)^2} \quad (3)$$

— компоненты тензора проводимости $2D$ электронной плазмы в магнитном поле. Здесь ω — круговая частота волны, $\omega_c = eB_0/m^*$ — циклотронная частота; $\sigma_0 = e^2N_s\tau/m^*$ — проводимость $2D$ электронной системы на постоянном токе в отсутствие внешнего магнитного поля; e , m^* , N_s и τ — соответственно заряд, эффективная масса, поверхностная концентрация и феноменологическое время релаксации импульса электронов в $2D$ системе.

В пренебрежении рассеянием электронов в $2D$ системе ($1/\tau \rightarrow 0$) формулы (3) приобретают более простой вид, что позволяет записать явные выражения для величины внешнего магнитного поля $B_0 = B_0^{\max}$, соответствующего максимальному преобразованию поляризации волны, и для максимальных значений коэффициентов R_{sp} и T_{sp} (положения максимумов R_{sp} и T_{sp} совпадают):

$$B_0^{\max} = \frac{m^*}{e} \sqrt{\frac{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})^2\omega^2 + (e^2N_sZ_0/m^*)^2}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})^2}}, \quad (4)$$

$$R_{sp}^{\max} = \frac{\varepsilon_1}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})^2}, \quad (5)$$

$$T_{sp}^{\max} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})^2}. \quad (6)$$

При малых значениях концентрации N_s второе слагаемое в числителе под знаком радикала в формуле (4) может стать значительно меньше первого слагаемого. В этом случае максимальное преобразование поляризации волны имеет место при $\omega_c \simeq \omega$. С ростом N_s максимум преобразования поляризации сдвигается в сторону больших магнитных полей.

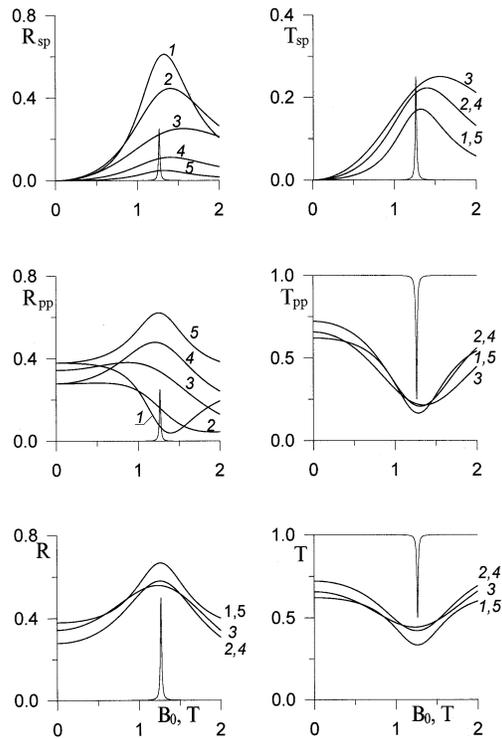


Рис. 1. Зависимости коэффициентов преобразования от магнитного поля на частоте 20 см^{-1} при $1/\tau = 0$, $N_s = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\varepsilon_2/\varepsilon_1$: 1/12 (1); 1/4 (2); 1/1 (3); 4/1 (4); 12/1 (5). Тонкими сплошными линиями показаны соответствующие зависимости при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$ и $N_s = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Зависимости коэффициентов преобразования мощности волны от магнитного поля при различных значениях поверхностной концентрации электронов в $2D$ системе и разных соотношениях диэлектрических проницаемостей сред 1 и 2 показаны на рис. 1. Из рисунка видно, что наряду со сдвигом максимума преобразования поляризации с ростом N_s увеличивается ширина резонансных кривых коэффициентов преобразования. Заметим, что резонансные кривые суммарных коэффициентов отражения $R = R_{pp} + R_{sp}$ и прохождения $T = T_{pp} + T_{sp}$ практически

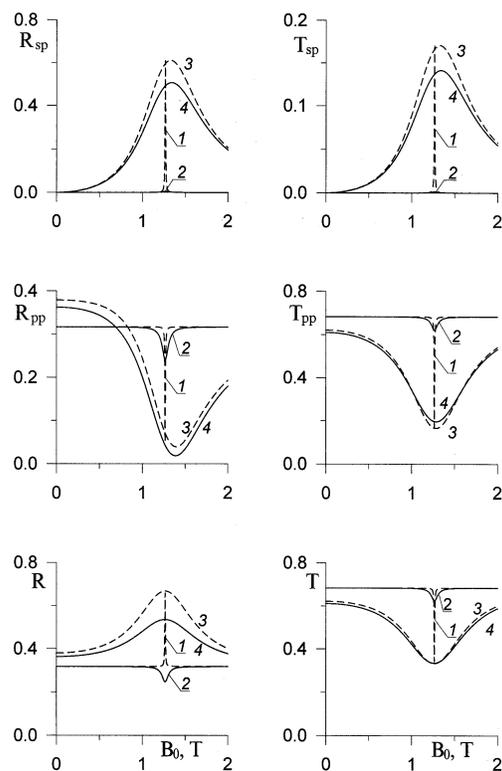


Рис. 2. То же, что на рис. 1 при $\varepsilon_1/\varepsilon_2 = 1/12.8$ и $1/\tau, \text{s}^{-1}$: 0 (1, 3); $1 \cdot 10^{11}$ (2, 4). N_s, cm^{-2} : $3 \cdot 10^{10}$ (1, 2); $3 \cdot 10^{12}$ (3, 4).

не сдвигаются (а просто расширяются) при изменении поверхностной концентрации электронов.

Из формул (5) и (6) следует, что максимальные значения коэффициентов преобразования поляризации определяются только соотношением диэлектрических проницаемостей сред 1 и 2. Так, например, при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ имеем $R_{sp}^{\max} = T_{sp}^{\max} = 0.25$. Величина R_{sp}^{\max} значительно возрастает, если электромагнитная волна падает на поверхность 2D системы из оптически более плотной среды (см. рис. 1). В противоположной ситуации R_{sp}^{\max} уменьшается. В то же время величина T_{sp}^{\max} уменьшается с ростом

диэлектрической проницаемости любой из сред, но не изменяется при перестановке значений ε_1 и ε_2 . Таким образом, наиболее эффективное преобразование поляризации можно получить в отраженной волне.

Рис. 2 иллюстрирует влияние рассеяния электронов в $2D$ системе на величину эффекта преобразования поляризации волны. В расчетах использовались параметры структуры, близкие к реальным параметрам $2D$ электронных систем в полупроводниковых гетеропереходах GaAs/AlGaAs. При малых значениях N_s рассеяние электронов практически полностью подавляет эффект преобразования поляризации, однако при больших концентрациях эффект остается значительным. Заметим, что обычно используемый в экспериментах по изучению циклотронного резонанса суммарный коэффициент прохождения T слабо зависит от параметра релаксации $1/\tau$ при большой концентрации электронов. В этом случае для исследования процессов электронной релаксации более предпочтительными являются поляризационные измерения в прошедшей волне.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы" по проекту 696.3.

Список литературы

- [1] *Abstreiter G., Kotthaus J.P., Koch J.F., Dorda G.* // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 6. P. 2480–2493.
- [2] *Schlesinger Z., Allen S.J., Hwang J.C.M. et al.* // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 1. P. 435–437.
- [3] *Chou M.J., Tsui D.C., Weimann G.* // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 2. P. 848–854.
- [4] *Сучалкин С.Д., Васильев Ю.Б., Иванов Ю.Л.* // ФТП. 1993. Т. 27. В. 11/12. С. 2075–2077.
- [5] *Van Bockstal L., Mahy M., De Keyser A. et al.* // Physica B. 1995. V. 211. N 1–4. С. 466–469.
- [6] *Ando T.* // J. Phys. Soc. Jpn. 1975. V. 38. N 4. P. 989–997.
- [7] *Ting C.S., Ying S.C., Quinn J.J.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. N 4. P. 215–218.
- [8] *Lassnig R., Gornik E.* // Solid State. Commun. 1983. V. 47. N 12. P. 959–963.
- [9] *Kallin C., Halperin B.I.* // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 6. P. 3635–3647.
- [10] *Бакунов М.И., Жуков С.Н.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 1 С. 69–72.
- [11] *Бакунов М.И., Жуков С.Н.* // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36. № 7. С. 1284–1290.