

01;06

Интерференционные магнитооптические эффекты в структуре с двумерным электронным газом

© В.В. Попов, Т.В. Теперик

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

Поступило в Редакцию 30 июня 2000 г.

Рассматриваются магнитооптические эффекты в структуре с двумерным ($2D$) электронным газом, связанные с интерференционными резонансами в плоскопараллельной подложке в слабых магнитных полях. Предложен новый бесконтактный способ измерения холловской проводимости $2D$ электронной системы.

Магнитооптические эффекты, возникающие при падении электромагнитной волны на двумерную ($2D$) магнитоактивную электронную систему, обычно малы [1–3], так как в этом случае мала область взаимодействия электромагнитной волны с магнитоактивной средой. Величина эффекта может значительно возрасти при возбуждении циклотронного резонанса в $2D$ электронной системе [4–6]. При этом резонансное значение магнитного поля является фиксированной и, как правило, весьма значительной величиной (до 10 Т) для реальных полупроводниковых структур.

В данной работе теоретически исследуются магнитооптические эффекты в структуре с $2D$ электронным газом, связанные с интерференционными (размерными) резонансами электромагнитной волны в подложке. В этом случае величина внешнего магнитного поля не является фиксированной и может быть значительно меньшей, чем при использовании циклотронного резонанса.

Так же как в нашей работе [6], будем рассматривать случай нормального падения линейно-поляризованной волны (с длиной волны λ) на плоскопараллельную диэлектрическую подложку толщиной d с $2D$ электронным слоем, расположенным на одной из поверхностей подлож-

ки. Внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 направлено перпендикулярно плоскости $2D$ электронной системы.

Введем комплексные коэффициенты преобразования волны:

$$r_{pp} = \frac{E_r^{(p)}}{E_i^{(p)}}, \quad r_{sp} = \frac{E_r^{(s)}}{E_i^{(p)}}, \quad t_{pp} = \frac{E_t^{(p)}}{E_i^{(p)}}, \quad t_{sp} = \frac{E_t^{(s)}}{E_i^{(p)}}, \quad (1)$$

где $E_i^{(p)}$ — комплексная амплитуда электрического поля падающей волны; $E_r^{(p)}$ и $E_t^{(p)}$ — комплексные амплитуды электрических полей соответственно отраженной и прошедшей волн с линейной поляризацией, совпадающей с поляризацией падающей волны; $E_r^{(s)}$ и $E_t^{(s)}$ — комплексные амплитуды электрических полей соответственно отраженной и прошедшей волн с линейной поляризацией, ортогональной по отношению к поляризации падающей волны.

Введем также коэффициенты преобразования мощности волны в виде соотношений величин потоков энергии:

$$R_{pp} = \frac{P_r^{(p)}}{P_i^{(p)}}, \quad R_{sp} = \frac{P_r^{(s)}}{P_i^{(p)}}, \quad T_{pp} = \frac{P_t^{(p)}}{P_i^{(p)}}, \quad T_{sp} = \frac{P_t^{(s)}}{P_i^{(p)}}. \quad (2)$$

Смысл индексов в формулах (2) тот же, что и в выражениях (1). Очевидно, что величины r_{sp} , t_{sp} и R_{sp} , T_{sp} имеют смысл коэффициентов преобразования поляризации волны.

Амплитуды электрического поля и величины потоков энергии в прошедшей и отраженной волнах вычисляются в результате решения уравнений Максвелла в области подложки в окружающих ее средах с граничными условиями на поверхностях раздела сред, учитывающими отклик магнитоактивной $2D$ электронной системы. Диэлектрические постоянные окружающих структуру сред полагаются равными единице. Компоненты тензора проводимости $2D$ электронной системы в магнитном поле задаются выражениями

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

где ω — круговая частота волны; $\omega_c = |e|B_0/m^*$ — 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 расчетах использовались параметры, характерные для структур с $2D$ электронным газом на основе арсенида галлия.

Комплексные коэффициенты преобразования волны использовались для вычисления величин поляризационных углов ψ_r , ψ_t и Δ_r , Δ_t по известным формулам [7]:

$$\operatorname{tg} \psi_r = \left| \frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right|, \quad \Delta_r = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}(r_{sp}/r_{pp})}{\operatorname{Re}(r_{sp}/r_{pp})},$$

$$\operatorname{tg} \psi_t = \left| \frac{t_{sp}}{t_{pp}} \right|, \quad \Delta_t = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}(t_{sp}/t_{pp})}{\operatorname{Re}(t_{sp}/t_{pp})}.$$

На рис. 1 и 2 приведены расчетные зависимости коэффициентов преобразования мощности волны и поляризационных углов, полученные без учета электронного рассеяния в $2D$ системе ($1/\tau = 0$) в слабом магнитном поле ($B_0 = 0.5 \text{ Т}$). Наибольшие значения коэффициентов преобразования мощности и поляризационных углов ψ_r и ψ_t получаются при длинах падающей волны λ_N , соответствующих случаю полутолщины подложки $\lambda_N = 2d\sqrt{\varepsilon_s}/N$, где ε_s — диэлектрическая постоянная материала подложки, N — натуральное число.

Подложка полутолщины в отсутствие $2D$ электронного слоя является полностью прозрачной для падающей электромагнитной волны ($R_{pp} = 0$, $T_{pp} = 1$). Присутствие $2D$ электронного слоя незначительно сдвигает положения минимумов коэффициента отражения $R_{pp} \simeq 0$ и соответственно максимумов коэффициента прохождения $T_{pp} \simeq 1$ (в масштабе графиков рис. 1, 2 указанный сдвиг и отличие R_{pp} и T_{pp} соответственно от нуля и единицы не заметны). В случае полутолщины подложки минимумы коэффициента отражения R_{pp} возникают вследствие сложения в противофазе волн с p -поляризацией, отраженных от лицевой и тыльной поверхностей подложки.

Явление преобразования поляризации в рассматриваемой структуре обуславливается холловскими токами, индуцируемыми внешней волной в $2D$ электронной системе. Осциллирующий холловский ток наводит в структуре электромагнитные поля с s -поляризацией. Интерференция между колебаниями холловского тока и тока, индуцируемого в $2D$ электронной плазме полями колебаний с s -поляризацией, возбужденными этим холловским током в плоском диэлектрическом слое подложки,

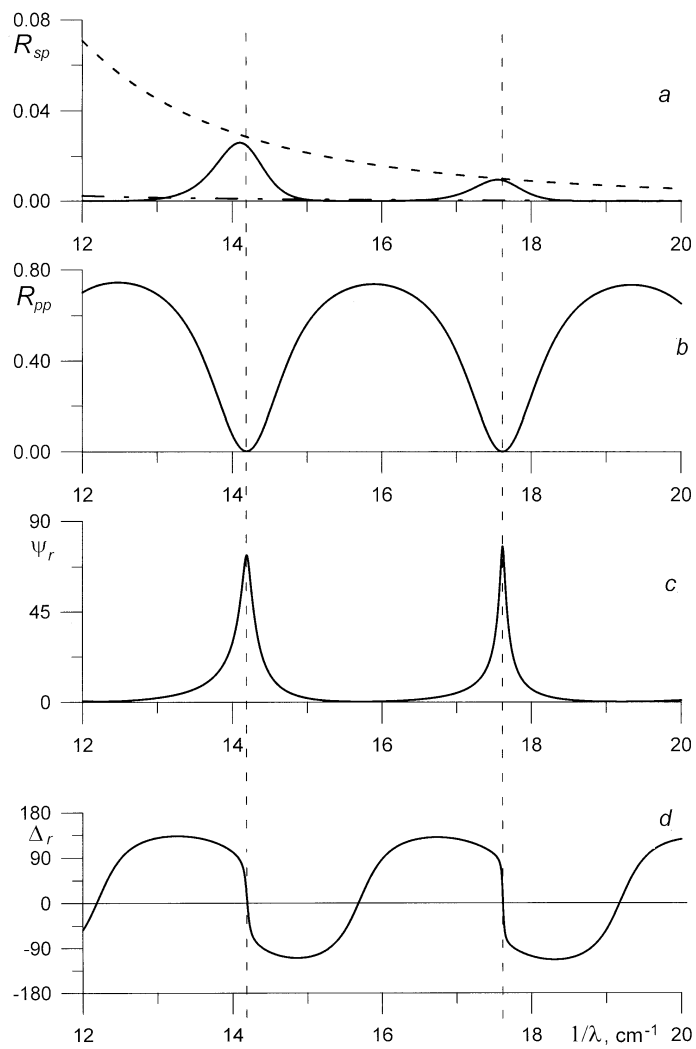


Рис. 1. Расчетные зависимости коэффициентов преобразования мощности волны и поляризационных углов для отраженной волны. $\epsilon_s = 12.8$; $N_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$; $d = 4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$; $B_0 = 0.5 \text{ T}$.

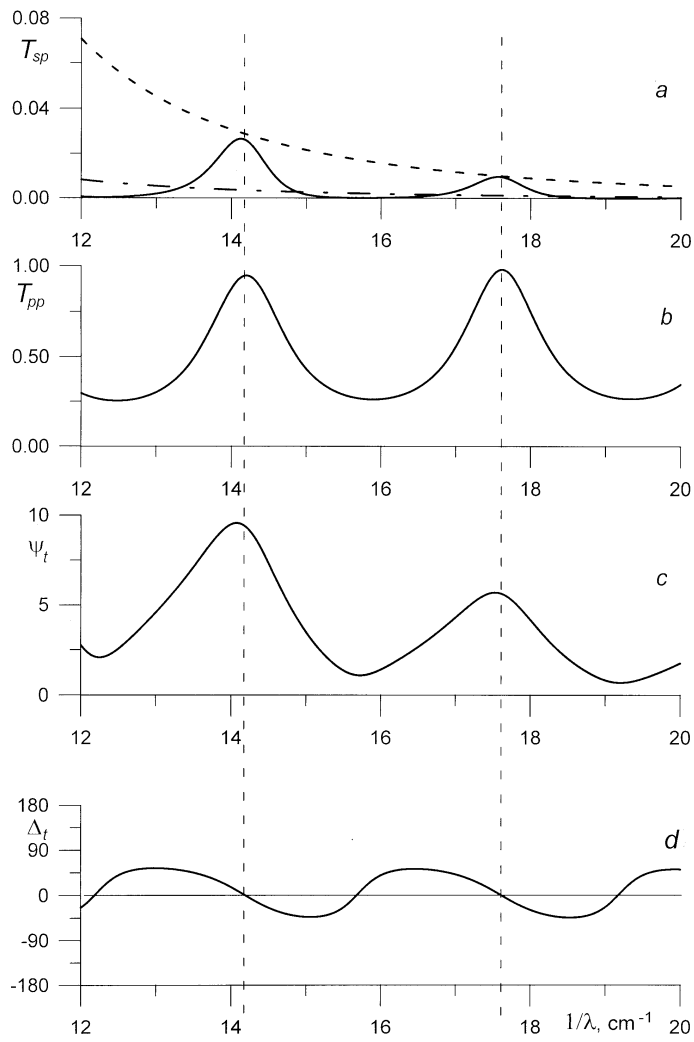


Рис. 2. Расчетные зависимости коэффициентов преобразования мощности волны и поляризационных углов для прошедшей волны. Параметры структуры те же, что и на рис. 1.

приводит к различной интенсивности преобразования поляризации в зависимости от длины падающей волны (или от толщины подложки при фиксированной длине волны). При полуволновой толщине подложки волна с s -поляризацией, отраженная от свободной поверхности подложки, наводит в плоскости $2D$ системы ток, колеблющийся в фазе с холловским током. Суммарный ток в $2D$ системе возбуждает поля с s -поляризацией большей интенсивности. Далее процесс повторяется. В результате интенсивность преобразования возрастает на порядок по сравнению со случаем отсутствия отражения от свободной границы подложки. Заметим, что на практике обычно реализуются именно последние ситуации за счет нарушения плоскопараллельности подложки (соответствующие кривые коэффициентов преобразования показаны штрихпунктирными линиями на рис. 1, a и 2, a). В противном случае, когда подложка имеет четвертьволновую толщину, процесс преобразования поляризации практически подавляется. Ситуация остается полностью идентичной независимо от того, на какой поверхности подложки расположен $2D$ электронный слой.

При полуволновой толщине подложки, когда она является полностью прозрачной для внешней электромагнитной волны, процесс преобразования поляризации происходит фактически точно так же, как если бы $2D$ электронная система была помещена в однородное пространство с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 1$. В этом случае легко оценить эффективность преобразования поляризации. Индуцируемый электрическим полем $E_i^{(p)}$ падающей электромагнитной волны холловский ток $j^{(s)} = -\sigma_{\times} E_i^{(p)}$ наводит в окружающих средах магнитные поля $H_{r,t}^{(s)} = \pm 2\pi\sigma_{\times} E_i^{(p)}/c$. Эти магнитные поля в свою очередь возбуждают вихревые электрические поля $E_{r,t}^{(s)} = \pm H_{r,t}^{(s)}$. В двух последних формулах верхние и нижние знаки относятся соответственно к отраженной и прошедшей волнам. В результате $2D$ электронный слой излучает электромагнитные волны с s -поляризацией. Потоки энергии отраженной и прошедшей волн с s -поляризацией даются формулами

$$P_{r,t}^{(s)} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(\mathbf{E}_{r,t}^{(s)} \times \mathbf{H}_{r,t}^{(s)*}) = \frac{\pi}{2c} |\sigma_{\times}|^2 E_r^{(p)}.$$

Тогда для коэффициентов преобразования (2) имеем:

$$R_{sp} = T_{sp} = \left(\frac{2\pi}{c}\right)^2 |\sigma_{\times}|^2. \quad (4)$$

Кривые, задаваемые выражениями (4), показаны на рис. 1, *a* и 2, *a* штриховыми линиями. Результаты строгих расчетов и значения, даваемые формулой (4), практически совпадают при больших частотах $2\pi c/\lambda > (2 \div 3)\omega_c$. Заметим, что формула (4) остается справедливой также и в присутствии электронного рассеяния в $2D$ системе. Это дает возможность простого бесконтактного измерения величины холловской проводимости в реальных структурах на высоких частотах ($\omega > \omega_c$). При понижении частоты точность формулы (4), полученной в приближении заданного тока $j^{(s)}$, уменьшается. В общем случае плотность тока $j^{(s)}$ необходимо вычислять в рамках самосогласованного подхода по формуле $j^{(s)} = -\sigma_{\times} E_i^{(p)} + \sigma_{\perp} E_r^{(s)}$.

Отраженная и прошедшие волны имеют в общем случае эллиптическую поляризацию (рис. 1, *c*, *d* и 2, *c*, *d*). В случае полуволновой толщины подложки происходит практически полное преобразование поляризации в отраженной волне, т. е. плоскость поляризации отраженной волны повернута почти на 90° относительно плоскости поляризации падающей волны (рис. 1, *c*, *d*).

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] *O'Connell R.F., Wallace G.* // Phys. Rev. 1982. V. B26. P. 2231–2234.
- [2] *Волков В.А., Михайлов С.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. В. 41. С. 389–390.
- [3] *Волков В.А., Галченков Д.В., Галченков Л.А.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. В. 43. С. 255–257.
- [4] *Попов В.В., Теперик Т.В.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 21. С. 21–26.
- [5] *Попов В.В., Теперик Т.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. В. 4. С. 247–252.
- [6] *Попов В.В., Теперик Т.В.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 18. С. 17–23.
- [7] *Аззам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.