

ТЕХНОЛОГИИ И ЭЛЕМЕНТЫ ФОТОНИКИ

УДК 621.382 : 621.317.3

П. А. Бородовский, А. Ф. Булдыгин, Н. Х. Талипов

(Новосибирск)

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ  
В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ n-CdHgTe НА СВЧ

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследований магнитоплазменных резонансов в эпитаксиальных пленках n-CdHgTe на СВЧ. Теоретический анализ, основанный на модели Друде для электронов в полупроводниках, при постоянном магнитном поле и СВЧ-поле показывает, что при условии  $\omega_p/\omega \gg 1$  ( $\omega_p$  – плазменная частота) магнитоплазменный резонанс возможен, если  $\omega\tau \ll 1$ . Эксперименты проведены на образцах с эпитаксиальными пленками n-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te ( $x = 0,18 - 0,225$ ), выращенными методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Магнитоплазменные резонансы наблюдались в СВЧ-диапазоне ( $\omega/2\pi = 9,45$  ГГц) при температуре жидкого азота.

Плазменный резонанс, определяемый размерами образца, впервые исследован в работе [1] для гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом (2ДЭГ). Решетка дисков с 2ДЭГ диаметром  $\sim 3$  мкм и расстоянием между их центрами 4 мкм формировалась на поверхности образца фотолитографией с последующим травлением мезоструктур. При концентрации электронов в дисках  $n_s = 5,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижности  $2,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  измеренная частота плазменного резонанса 575 ГГц примерно соответствовала расчетному значению, полученному при замене диска тонким сплюснутым сфероидом с известным коэффициентом деполяризации. При приложении постоянного магнитного поля перпендикулярно плоскости образца наблюдался магнитоплазменный резонанс, частота которого понижалась до 120 ГГц с увеличением магнитного поля до 5 Тл. Аналогичные эксперименты в интервале частот 24–70 ГГц были проведены для дисков с 2ДЭГ диаметром 41, 32, 19, 14 мкм в области магнитных полей 1–6 Тл [2]. Для исследованных образцов концентрация электронов и подвижность составляли  $n_s = 3,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $8 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  соответственно.

В дальнейшем были исследованы такие размерные магнитоплазменные резонансы в образцах в форме эллипсов [3] и колец [4] в широком диапазоне СВЧ от 24 до 480 ГГц. Следует отметить, что эти эксперименты проводились при охлаждении образцов жидким гелием и измерения проведены на частотах при условии  $\omega\tau > 1$ .

В настоящей работе приведены результаты исследования магнитоплазменных резонансов в эпитаксиальных пленках  $n$ -CdHgTe при температуре жидкого азота на частотах при  $\omega\tau \ll 1$ .

**Теория СВЧ-измерений.** Используя метод, предложенный в [1], можно получить следующую формулу для СВЧ-проводимости эпитаксиальной пленки в магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца:

$$\sigma_{\pm} = \frac{k\sigma_s}{1 + i\omega\tau(1 - \omega_p^2/\omega^2) + i\omega_c\tau} = \sigma_{\pm} \mp i\sigma_{xy} \quad (1)$$

где  $k$  – коэффициент, учитывающий площадь эпитаксиальной пленки, заполняющей поперечное сечение волновода;  $\sigma_s = en_s\mu$ ,  $\mu = e/m^*\tau$ ,  $n_s = nd$ ,  $d$  – толщина пленки;  $\omega_c = e/m^*B$  – циклотронная частота;  $\omega_p$  – плазменная частота.

По уточненной формуле из [5] при замене электронного диска сплюснутым сфероидом с малой толщиной  $d$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{3\pi e^2 n_s}{8m^* a \epsilon_0 (1 + \epsilon_r)}} \quad (2)$$

где  $a$  – радиус электронного диска;  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость подложки.

Знаки  $\pm$  в индексе величины  $\sigma$  соответствуют правой и левой круговой поляризации волны. Линейно поляризованную волну, как известно, можно представить в виде суперпозиции волн с правой и левой круговой поляризацией.

Магнитоплазменный резонанс имеет место, когда мнимая часть в знаменателе уравнения (1) равна нулю. Тогда частота резонанса при  $\omega < \omega_p$

$$\omega = \sqrt{\omega_p^2 + (\omega_c/2)^2} - \omega_c/2 \quad (3)$$

Необходимо отметить также, что магнитоплазменный резонанс будет достаточно заметным при условии  $\omega\tau(\omega_p^2/\omega^2 - 1) > 1$ , но это не требует выполнения условия  $\omega\tau > 1$ , так как при  $\omega_p^2/\omega^2 \gg 1$  величина  $\omega\tau$  может быть значительно меньше единицы.

Полагая, что частота СВЧ-сигнала много меньше частоты диэлектрической релаксации в эпитаксиальном слое ( $\omega \ll \sigma/\epsilon_r\epsilon_0$ ), и пренебрегая влиянием диэлектрической подложки, можно установить простую формулу для коэффициента прохождения (передачи) СВЧ-сигнала в волноводе с образцом (см., например, [6]):

$$T = \frac{z}{2 + \bar{\sigma}} \quad (4)$$

где  $\bar{\sigma} = \sigma z_g$ ,  $z_g = 120\pi(1 - \lambda^2/\lambda_{кр}^2)^{-1/2}$  – волновое сопротивление волновода. В нашем случае при наличии постоянного магнитного поля вдоль оси

волновода измеряемый коэффициент передачи, очевидно, должен быть равен:

$$T_{\text{в}} = \frac{1}{2}(T_{+} + T_{-}) = \frac{1}{2 + \bar{\sigma}_{+}} + \frac{1}{2 + \bar{\sigma}_{-}}. \quad (5)$$

Подставляя в уравнение (5) выражение для проводимости из уравнения (1), после некоторых преобразований и замены  $\omega_c \tau$  на величину  $\mu B$  получим

$$T_{\text{в}} = \frac{[1 - i\omega\tau(\omega_p^2/\omega^2 - 1)][1 + \bar{\sigma}_0/2 - i\omega\tau(\omega_p^2/\omega^2 - 1)] + \mu^2 B^2}{[1 + \bar{\sigma}_0/2 - i\omega\tau(\omega_p^2/\omega^2 - 1)]^2 + \mu^2 B^2}, \quad (6)$$

где  $\bar{\sigma}_0 = k\sigma_x z_g$  — эквивалентная нормированная проводимость образца в волноводе.

Для случая  $\omega_p/\omega \leq 1$ ,  $\omega\tau \ll 1$  уравнение (6) значительно упрощается и имеет вид:

$$T_{\text{в}} = \frac{(1 + \bar{\sigma}_0/2) + \mu^2 B^2}{(1 + \bar{\sigma}_0/2)^2 + \mu^2 B^2}. \quad (7)$$

При этом относительное изменение коэффициента передачи в магнитном поле

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{T_{\text{в}}}{T_0} - 1 = \frac{\bar{\sigma}_0}{2} \frac{\mu^2 B^2}{\mu^2 B^2 + (1 + \bar{\sigma}_0/2)^2}. \quad (8)$$

При малых уровнях мощности СВЧ-сигнала и работе детектора в квадратичном режиме напряжение на выходе детектора  $U_0$  пропорционально коэффициенту передачи по мощности  $|T^2|$ . В линейном режиме напряжение на выходе детектора пропорционально модулю коэффициента передачи, определяемому из уравнения (6) и  $U_0 \propto |T_{\text{в}}|$ .

Для примера на рис. 1 приведены расчетные зависимости относительного изменения коэффициента передачи для образцов в форме дисков диаметром 5, 2 и 1 мм. При расчетах были приняты типичные параметры для эпитаксиальной пленки  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ : состав  $x=0,22$ , толщина пленки  $d=10$  мкм, концентрация электронов  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , подвижность  $1 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (сплошная кривая на рис. 1) и  $5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (штриховая). Плазменная частота определялась по формуле (2) при  $\epsilon_r \approx 13$  (подложка GaAs) и  $m^*/m_0 = 0,00858$  для состава  $x=0,22$ . Частота СВЧ-сигнала  $\omega/2\pi = 1 \cdot 10^{10}$  Гц, и величина эффективной нормированной проводимости  $\bar{\sigma}_0 = 0,2$ . Величины отношения  $\omega_p/\omega$  для диаметра 5 (1), 2 (2) и 1 мм (3) равны 4; 6,3; 8,9 соответственно.

**Экспериментальные результаты.** Для экспериментальных исследований использовались эпитаксиальные пленки  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , выращенные на GaAs-подложках методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Технология получения и характеристики таких структур описаны в [7]. Параметры исследованных образцов  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  приведены в таблице. Следует

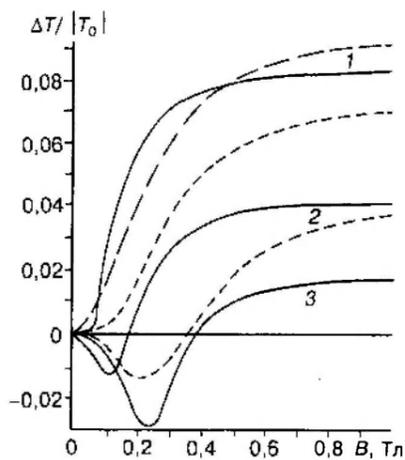


Рис. 1. Расчетные зависимости изменения коэффициента передачи  $\Delta T/T_0$  в магнитном поле при различных размерах образца: 1 – диаметр образца 5 мм,  $\omega_p/\omega = 4$ ; 2 – 2 мм,  $\omega_p/\omega = 6,3$ ; 3 – 1 мм,  $\omega_p/\omega = 8,9$ . Сплошные кривые  $\mu = 10 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , штриховые  $\mu = 5 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Концентрация электронов:  $n_e = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Частота СВЧ-сигнала  $f = \omega/2\pi = 10 \text{ ГГц}$

отметить, что холловские параметры при температуре жидкого азота измерялись методом Ван-дер-Пау непосредственно на исследуемых образцах, имеющих примерно форму квадрата (размеры указаны в таблице).

СВЧ-измерения были выполнены на установке, аналогичной установке, ранее описанной нами в работе [8]. Образец, находящийся между тонкими пластинками слюды, помещался в центре поперечного сечения волновода  $5 \times 23 \text{ мм}$ . Напряжение на выходе СВЧ-детектора, пропорциональное модулю коэффициента передачи  $|T_a|$ , измерялось цифровым вольтметром и одновременно подавалось на Y-вход двухкоординатного самописца. На X-вход подавалось напряжение с датчика Холла, пропорциональное напряженности магнитного поля  $B$  между полюсами электромагнита. При компенсации напряжения с детектора в точке  $B = 0$  и чувствительности самописца  $1 \text{ мВ/см}$  можно было достаточно уверенно регистрировать малые изменения напря-

Номер образца	Состав x	Толщина пленки, мкм	Холловские параметры при $T = 77 \text{ К}$		Размеры образца, мм
			$n, 10^{14} \text{ см}^{-3}$	$\mu, 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	
1	0,22	18	2,9	7,7	4,8 × 9,8
2	0,21	8	3,6	6,6	2,2 × 2,5
3	0,22	18	3,2	8,2	2 × 2,3
4	0,225	9	7,8	7,8	2,2 × 2,5
5	0,18	7,5	31	17	2 × 2,2

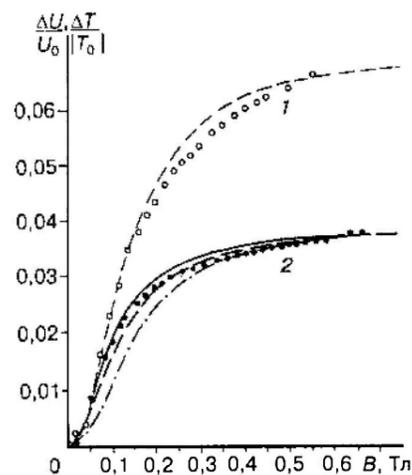


Рис. 2. Измеренные зависимости изменения напряжения на выходе СВЧ-детектора  $\Delta U/U_0$  и расчетные зависимости  $\Delta T/T_0$  от магнитного поля образца 1 (1) и образца 2 (2). Значения, принятые при расчете: кривая 1 —  $\mu = 7,7 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , 2 —  $11 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (сплошная кривая),  $8 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (штриховая),  $6,6 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (штрихпунктирная)

жения на выходе детектора (до  $\Delta U/U_0 \sim 10^{-3}$ ) при регулировке магнитного поля в пределах от нуля до 0,7 Тл.

Результаты измерений для двух образцов приведены на рис. 2. Магнито-плазменные эффекты в этих образцах заметно не проявляются, и для расчетов можно использовать упрощенную формулу (8). Для образца 1 (кривая 1) расчет удовлетворительно согласуется с экспериментом при величине подвижности электронов  $\mu = 7,7 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , приведенной в таблице. Однако это не наблюдается для образца 2, и расчетная магнитополевая зависимость (штрихпунктирная кривая) при  $\mu = 6,6 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (см. таблицу) заметно отличается от измеренной. Для сравнения приведены расчетные зависимости при других значениях подвижности электронов  $\mu = 8 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (штриховая кривая) и  $\mu = 11 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (сплошная кривая). С учетом небольшого влияния магнито-плазменных эффектов последнее значение  $\mu$  можно считать наиболее вероятным.

На рис. 3 показаны экспериментальные зависимости для образцов 3–5, где наблюдался магнитоплазменный резонанс (максимум поглощения СВЧ-мощности) при разной величине магнитного поля. Для образца 3 (кривая 2), изготовленного, как и образец 1, из структуры с относительно большой толщиной пленки (18 мкм), магнитоплазменный резонанс проявляется слабо в области  $B_{\text{рез}} \approx 0,06 \text{ Тл}$ . Наиболее сильно магнитоплазменный резонанс проявляется для образца 5 (кривая 3), имеющего достаточно высокую концентрацию и подвижность электронов (см. таблицу). Используя формулу (3), можно определить плазменную частоту

$$f_p = \omega_p / 2\pi = \sqrt{f(f_{\text{cm}} + f)}, \quad (9)$$

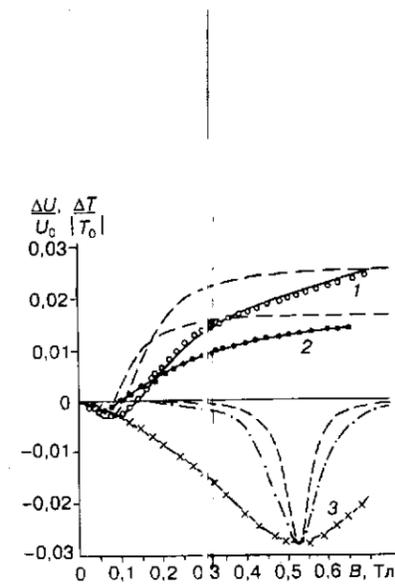


Рис. 3. Измеренные магнитооптические зависимости  $\Delta U/U_0(B)$  и расчетные  $\Delta T/T_0(B)$  (штриховые кривые) для образцов 4 (1), 3 (2) и 5 (3). Расчетные зависимости получены при  $f = 9,45$  ГГц,  $\mu = 12 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (1);  $15 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (2);  $30 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (3);  $17 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (штрихпунктирная кривая)

где  $f = \omega/2\pi = 9,45 \cdot 10^9$  Гц – частота, на которой проводились измерения;  $f_{cm} = \omega_{cm}/2\pi = 1/2\pi e/m^* B_m$ ,  $B_m$  – магнитное поле магнитоплазменного резонанса. Определяя  $B_m$  из экспериментальных зависимостей на рис. 3, можно установить, что для кривой 1 (образец 4) при  $B_m = 0,08$  Тл величина  $\omega_p/\omega \approx 5,5$ , для кривой 2 (образец 3)  $\omega_p/\omega \approx 4,3$  и для кривой 3 (образец 5)  $\omega_p/\omega \approx 20$ .

Для образцов в форме дисков с очень малой толщиной можно по величине плазменной частоты из формулы (2) определить концентрацию электронов  $n_e$ . В нашем случае для образцов в примерно квадратной формы эквивалентный радиус диска  $a$  можно приближенно определить как  $a_e = P/2\pi$ , где  $P$  – периметр образца. Значения  $n_e$ , полученные таким образом, удовлетворительно согласуются с холловским значением только для образца 5 (расхождение  $\sim 15\%$ ), а для образца 3, 4 разница составляет  $\sim 75\%$  и  $\sim 45\%$ , причем расчетные значения концентрации электронов ниже холловских. Причины этого расхождения мы не будем здесь рассматривать, однако отметим, что плазменная частота, вычисляемая по формуле (9), определяется величиной  $f_{cm}$ , которая зависит от состава  $x$ . Состав  $x$  непосредственно в исследованных образцах не контролировался.

На рис. 3 приведены также расчетные кривые, полученные при использовании формулы (6). Значения подвижности электронов и эффективной нормированной проводимости  $\bar{\sigma}_0$  подбирались из условия существования магнитоплазменного резонанса (наличие минимума). Показанные на рис. 3 теоретические кривые (штриховые) были получены при  $\mu = 12 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\bar{\sigma}_0 = 0,1$  (1);  $\mu = 15 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\bar{\sigma}_0 = 0,06$  (2) и  $\mu = 30 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\bar{\sigma}_0 = 0,12$  (3). Следует отметить, что только для образца 5 (3) удалось получить МПР при измеренном значении холловской подвижности  $17 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (штрихпунктирная кривая). Расчетные кривые во всех случаях существенно отличаются от экспериментальных. Эти различия свидетельствуют о неучтенных

потерях СВЧ-мощности, которые, по-видимому, связаны с излучением на частоте плазменных осцилляций. Теоретически возможность трансформации плазменных осцилляций в СВЧ-излучение предсказана в [5]. При этом излучательное затухание пропорционально радиусу электронного диска  $Q$ . В нашем случае при относительно больших размерах образца потери, связанные с СВЧ-излучением на плазменной частоте, могут быть существенными и необходимы специальные эксперименты по обнаружению этого излучения.

В заключение отметим, что обнаружение магнитоплазменного резонанса в образцах с эпитаксиальным слоем  $n$ -CdHgTe открывает новые возможности для определения параметров пленок из СВЧ-измерений.

Авторы выражают благодарность В. С. Варавину и Ю. Г. Сидорову за предоставленные образцы для исследований.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-0-19555).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Allen S. J., Störmer H. L., Hwang J. C. M. Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures // Phys. Rev. B. 1983. **28**, N 8. P. 4875.
2. Галченков Л. А., Гродненский И. М., Костовецкий М. В. и др. Резонансный эффект Фарадея в ограниченной двумерной электронной системе // ФТП. 1988. **22**, № 7. С. 1196.
3. Dahl C., Brinkop F., Wixford A., Kotthaus J. P. Dimensional resonances in elliptic electron disks // Solid State Commun. 1991. **80**, N 9. P. 673.
4. Dahl C., Kotthaus J. P., Nickel H., Schlapp W. Magnetoplasmaresonance in two-dimensional electron rings // Phys. Rev. B. 1993. **48**, N 20. P. 15480.
5. Leavitt R. P., Little J. W. Absorption and emission of radiations by plasmons in two-dimensional electron-gas disks // Phys. Rev. B. 1986. **34**, N 4. P. 2450.
6. Otaredian T. Analysis of microwave scattering from semiconductor wafers // Solid State Electron. 1993. **36**, N 2. P. 163.
7. Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Liberman V. I. et al. Molecular beam epitaxy of high quality  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  films with control of the composition distribution // J. Cryst. Growth. 1996. **159**. P. 1161.
8. Бородавский П. А., Булдыгин А. Ф., Студеникин С. А. СВЧ-методы измерения параметров эпитаксиальных пленок КРТ // Автометрия. 1996. № 4. С. 59.

Поступила в редакцию 21 января 1998 г.