

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 $\omega_p/\omega \gg 1$ (ω_p – плазменная частота) магнитоплазменный резонанс возможен, если $\omega\tau \ll 1$. Эксперименты проведены на образцах с эпитаксиальными пленками n-Cd_xHg_{1-x}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 ~ 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; ω_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; ϵ_r – относительная диэлектрическая проницаемость подложки.

Знаки \pm в индексе величины σ 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 μB 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 ω_p/ω 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

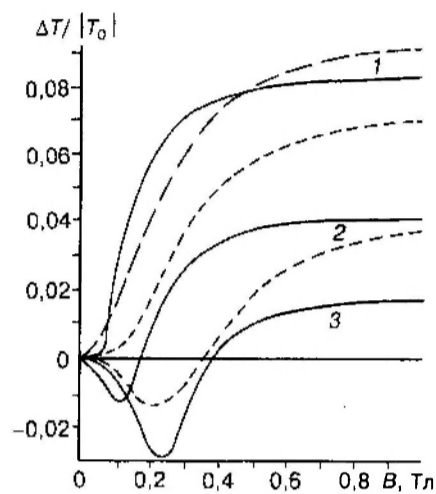


Рис. 1. Расчетные зависимости изменения коэффициента передачи $\Delta T/T_0$ в магнитном поле при различных размерах образца: 1 – диаметр образца 5 мм, $\omega_p/\omega = 4$; 2 – 2 мм, $\omega_p/\omega = 6,3$; 3 – 1 мм, $\omega_p/\omega = 8,9$. Сплошные кривые $\mu = 10 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, 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 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

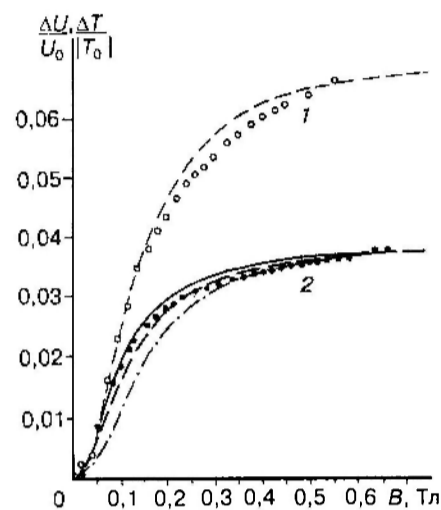


Рис. 2. Измеренные зависимости изменения напряжения на выходе СВЧ-детектора $\Delta U/U_0$ и расчетные зависимости $\Delta T/T_0$ от магнитного поля образца 1 (1) и образца 2 (2). Значения, принятые при расчете: кривая 1 — $\mu = 7,7 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, 2 — $11 \text{ м}^2/\text{В}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

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

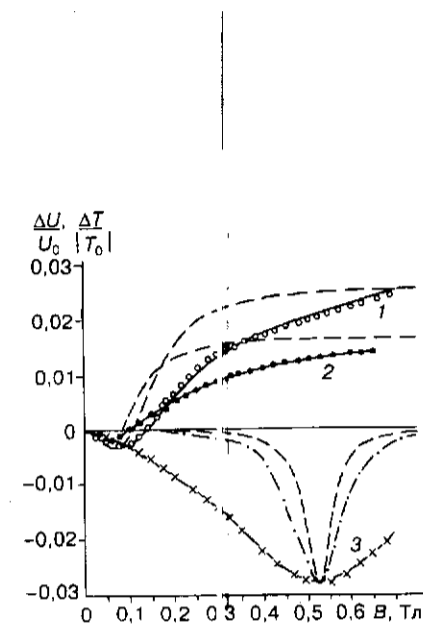


Рис. 3. Измеренные магнитооптические зависимости $\Delta U/U_0(B)$ и расчетные $\Delta T/T_0(B)$ (штриховые кривые) для образцов 4 (1), 3 (2) и 5 (3). Расчетные зависимости получены при $f = 9,45$ ГГц, $\mu = 12 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (1); $15 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (2); $30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