

# Определение подвижности и концентрации электронов в тонких полупроводниковых пленках на сверхвысоких частотах с помощью магнитоплазменного резонанса

© П.А. Бородовский, А.Ф. Булдыгин

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 5 мая 1998 г. Принята к печати 3 марта 1999 г.)

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования магнитоплазменного резонанса на сверхвысоких частотах ( $\omega/2\pi = 8$  ГГц) в гетероструктурах AlGaAs/GaAs и пленках  $n$ -Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te при температуре жидкого азота. Для объяснения экспериментальных результатов получено выражение для проводимости  $\sigma_{xx}(\omega, B)$ . Показано, что сравнение результатов расчета с экспериментальными зависимостями позволяет определить параметры активного слоя в образцах: подвижность и концентрацию электронов.

## Введение

Магнитоплазменные эффекты в полупроводниках обычно исследуют экспериментально в инфракрасной области спектра, где  $\omega\tau \gg 1$  (см., например, [1]). Частота плазменного резонанса  $\omega_p^2 = ne^2(m^*\epsilon_0\epsilon_r)^{-1}$ , определяется концентрацией электронов  $n$  и не зависит от размеров образца. Измеренные частотные зависимости магнитоплазменного отражения света при магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца (геометрия Фарадея), позволяют также при их сравнении с расчетом определить значение эффективной массы электрона  $m^*$  и время релаксации по импульсу  $\tau$ .

В экспериментах на сверхвысоких частотах (СВЧ) можно наблюдать размерные резонансы (геликоны), которые возникают в условиях, когда толщина образца равна целому числу полуволн. Измерение длины волны в образце при резонансе позволяет определить концентрацию носителей. Толщина образца при этом значительно больше глубины скин-слоя при нулевом магнитном поле.

В работе [2] впервые наблюдался плазменный резонанс в образцах малых размеров (примерно  $3 \times 3$  мкм), изготовленных с помощью фотолитографии и последующего травления гетероструктуры AlGaAs/GaAs с двумерным электронным газом (2МЭГ). Плазменная частота определялась концентрацией  $n_s$  и диаметром электронного диска  $2a$ :

$$\omega_p^2 = \pi e^2 n_s [am^*(1 + \epsilon_r)\epsilon_0]^{-1}.$$

В магнитном поле  $B$  частота резонансного поглощения уменьшалась от 575 ГГц ( $B = 0$ ) до 120 ГГц ( $B = 5$  Тл). Эксперименты проводились при температуре 1.4 К и условие  $\omega\tau \gg 1$  выполнялось. В последующих работах магнитоплазменные резонансы (МПР) наблюдались и на низких частотах ( $\omega\tau \ll 1$ ) в образцах с достаточно большими поперечными размерами, например  $3 \times 4$  мм [3] и  $10 \times 11$  мм [4]. Следует отметить, что эти эксперименты также проводились при температуре жидкого гелия и МПР наблюдались в области достаточно больших магнитных полей, когда  $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$ , где  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{xy}$  —

компоненты тензора проводимости 2МЭГ. Наблюдаемые резонансы были названы краевыми магнитоплазмонами (КМП). Строгая теория КМП была построена Волковым и Михайловым [5].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования МПР в тонкопленочных образцах при температуре 77 К и магнитных полях, когда прохождение СВЧ сигнала на частоте  $\omega < \omega_p$  определяется диагональным компонентом тензора проводимости  $\sigma_{xx}$ . СВЧ проводимость образца в этом случае является комплексной величиной при  $\omega\tau \ll 1$ . Это имеет место при достаточно малых размерах образца по сравнению с длиной волны СВЧ излучения ( $a \ll \lambda/\sqrt{\epsilon_r}$ ), когда СВЧ поле внутри образца зависит от диэлектрической постоянной  $\epsilon_0\epsilon_r$ , поперечных размеров и формы образца. Для образца в форме сплюснутого эллипсоида (сфероида) с малой толщиной  $\delta$  и с известным из электростатики деполяризующим фактором в работе [2] использована простая теоретическая модель определения СВЧ проводимости. Аналогичный подход используется и в нашей работе при теоретическом анализе прохождения СВЧ сигнала в волноводе с тонкопленочным образцом. Кратко изложенная приближенная теория СВЧ измерений применима при условиях:

$$a \ll \lambda/\sqrt{\epsilon_r}, \quad \omega \ll \sigma/\epsilon_0\epsilon_r, \quad \omega \ll (\delta^2\sigma\mu_0)^{-1},$$

где  $\mu_0$  — магнитная проницаемость. Последнее условие для частоты означает, что толщина пленки  $\delta$  должна быть много меньше глубины скин-слоя при частоте СВЧ сигнала  $\omega$ .

## Расчет коэффициентов прохождения СВЧ сигнала

Прежде чем перейти к экспериментальным результатам, установим формулы для расчета коэффициента прохождения СВЧ сигнала. Теоретический расчет коэффициентов отражения  $\Gamma$  и передачи  $T$  для случая, когда проводящая пленка полностью перекрывает поперечное сечение прямоугольного волновода с основным типом

волны  $H_{10}$ , рассмотрен в работе [6]. В случае, когда  $\gamma\delta \ll 1$  ( $\gamma$  — постоянная распространения в проводящей среде) и проводимость равна  $\sigma_s = \sigma\delta = en_s\mu$ , формулы для  $\Gamma$  и  $T$  имеют простой вид:

$$\Gamma = \bar{\sigma}(2 + \bar{\sigma})^{-1}, \quad (1)$$

$$T = 2(2 + \bar{\sigma})^{-1}, \quad (2)$$

где  $\bar{\sigma} = \sigma_s Z_g$ ,  $Z_g = 120\pi\lambda_g/\lambda$  — характеристическое сопротивление волновода. Коэффициент поглощения СВЧ излучения при этом равен

$$A = 1 - \Gamma^2 - T^2 = 2\bar{\sigma}(2 + \bar{\sigma})^{-2}. \quad (3)$$

Из формулы (3) следует, что поглощение СВЧ излучения максимально при  $\sigma = \sigma_s Z_g = 2$ . Однако коэффициент передачи СВЧ сигнала при изменении  $\sigma$  изменяется монотонно и не имеет минимума, поскольку с увеличением поглощения СВЧ излучения в пленке соответственно уменьшается коэффициент отражения. Таким образом, при активной проводимости (при  $\omega\tau \ll 1$ ) зависимость коэффициента СВЧ сигнала  $T(B)$  не имеет минимума.

Отметим, что в случае  $\omega\tau > 1$  проводимость становится комплексной величиной  $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_{\text{Re}} + i\bar{\sigma}_{\text{Im}}$ , действительная часть которой  $\bar{\sigma}_{\text{Re}}$  определяет поглощение СВЧ мощности, а мнимая (реактивная проводимость)  $\bar{\sigma}_{\text{Im}}$  обуславливает изменение фазы отраженного и проходящего СВЧ сигналов. В этом случае возможно появление минимума при измерении магнитополевой зависимости модуля коэффициента передачи  $|T(B)|$ . Этот вопрос, однако, выходит за рамки данной работы и далее мы рассмотрим комплексную проводимость образца малых размеров, возникающую вследствие магнитоплазменных эффектов в случае, когда  $\omega\tau \ll 1$ ,  $\omega < \omega_p$ .

Используя теоретическую модель, предложенную в работе [2], можно показать, что СВЧ проводимость образца малых размеров, расположенного в центре поперечного сечения волновода, определяется следующим выражением:

$$\sigma_{\pm}(\omega, B) = \frac{F\sigma_s}{1 - i\omega\tau(\omega_p^2/\omega^2 - 1) \pm i\omega_c\tau}, \quad (4)$$

где  $F < 1$  — коэффициент, зависящий от размеров образца (учитывающий степень заполнения пленочным образцом поперечного сечения волновода),  $\sigma_s = en_s\mu$ ,  $n_s = n\delta$ ,  $\mu = e/m^*\tau$ ,  $\omega_c = e/m^*B$  — циклотронная частота. Для пленочных образцов в форме дисков плазменная частота по уточненной формуле из работы [7] составляет

$$\omega_p^2 = 3\pi e^2 n_s [8am^* \varepsilon_0 (1 + \varepsilon_r)]^{-1},$$

где  $a$  — радиус диска,  $\varepsilon_r$  — относительная диэлектрическая проницаемость подложки. Знаки  $\pm$  в знаменателе уравнения (4) соответствуют правой и левой круговым поляризациям СВЧ волны. Линейно поляризованную волну, как известно, можно представить в виде суперпозиции двух волн с правой и левой поляризацией.

Эффект МПР имеет место, когда мнимая часть в знаменателе (4) равна нулю, т.е. при  $\omega\tau(\omega_p^2/\omega^2 - 1) \mp \omega_c\tau = 0$ , откуда частота МПР

$$\omega = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2/4} \pm \omega_c/2. \quad (5)$$

В нашем случае при  $\omega < \omega_p$  мы будем иметь дело с низкочастотной ветвью МПР, для которой резонансная частота с ростом магнитного поля уменьшается пропорционально  $1/B$ , так как

$$\omega = \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega_c} \simeq \frac{\omega_p^2}{\omega_c} \sim \frac{1}{B}.$$

Для СВЧ волны с правой и левой круговыми поляризациями проводимость, как известно [1], можно представить в виде  $\sigma_{\pm} = \sigma_{xx} \mp \sigma_{xy}$ . При этом, очевидно, и коэффициент передачи будет иметь два значения  $T_+$  и  $T_-$ . При приближенных расчетах мы будем вычислять модуль коэффициента передачи  $|T_B|$ , подставляя в формулу (1) проводимость  $\bar{\sigma}_{xx} = (\bar{\sigma}_+ + \bar{\sigma}_-)/2$ . В этом случае

$$|T_B| = \left[ \left( 1 + \frac{\bar{\sigma}_{\text{Re}}}{2} \right)^2 + \frac{\sigma_{\text{Im}}^2}{4} \right]^{-1}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{\text{Re}} &= F\sigma_s Z_g (1 + \mu^2 B^2 + \alpha^2) \\ &\times [(1 + \mu^2 B^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2]^{-1} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{\text{Im}} &= F\sigma_s Z_g \alpha (1 - \mu^2 B^2 + \alpha^2) \\ &\times [(1 + \mu^2 B^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2]^{-1}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\alpha = \omega\tau(\omega_p^2/\omega^2 - 1)$  и  $\mu B = \omega_c\tau$ . Из анализа приведенных выше формул следует, что минимум модуля коэффициента передачи, т.е. МПР, имеет место при значении магнитного поля  $B = B_m$ , определяемого условием:

$$\mu B_m = \alpha [2\sqrt{1 + 1/\alpha^2} - (1 + 1/\alpha^2)]^{1/2}, \quad (9)$$

$$\mu B_m \simeq \alpha \quad \text{при} \quad 1/\alpha^2 \ll 1.$$

Очевидно, что МПР будет наблюдаться, если  $\alpha \gtrsim 1$ , но это не требует выполнения условия  $\omega\tau > 1$ , поскольку при  $\omega_p^2/\omega^2 \gg 1$  величина  $\omega\tau$  может быть достаточно малой.

При небольших размерах образца доля поглощаемой им СВЧ мощности, проходящей в волноводе, мала и при наблюдении МПР целесообразно регистрировать относительное изменение коэффициента передачи в магнитном поле:

$$\Delta T/|T_0| = |T_B|/|T_{B=0}| - 1.$$

При отсутствии МПР, т.е. при  $\omega \gtrsim \omega_p$  и  $\omega\tau \ll 1$ , когда  $\alpha \ll 1$ , можно получить простую формулу для

Таблица 1.

Номер образца (структуры)	Размеры в мм	$\mu$ , $10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$n_s$ , $10^{11} \text{ см}^{-2}$	$\bar{\sigma}_0$	$\omega_p/2\pi$ , ГГц	$\omega\tau$	$\omega\tau(\omega_p^2/\omega^2 - 1)$
1(GA106R)	$3 \times 3$	6.8	3.26	0.104	15.58	0.132	0.37
2(GA17123)	$2.7 \times 2.8$	11.5	5.26	0.28	19.8	0.223	1.15
3(GA33R)	$3 \times 3.3$	9.5	10.3	0.41	25	0.185	1.62

относительного изменения коэффициента прохождения (передачи) СВЧ сигнала в магнитном поле:

$$\Delta T/|T_0| \simeq \frac{\bar{\sigma}_0}{2} \mu^2 B^2 \left[ \mu^2 B^2 + \left( 1 + \frac{\bar{\sigma}_0}{2} \right)^2 \right]^{-1},$$

$$\bar{\sigma}_0 = F \sigma_s Z_g. \quad (10)$$

При выводе формул для приближенного расчета коэффициента передачи  $|T|$  влияние подложки не учитывалось. При этом предполагалось, что толщина подложки  $d$  с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0 \epsilon_r$  много меньше длины волны ( $d \ll \lambda/\sqrt{\epsilon_r}$ ).

## Экспериментальные результаты

Для экспериментов использовались гетероструктуры AlGaAs/GaAs и эпитаксиальные пленки  $n$ -CdHgTe (КРТ), выращенные на подложках GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Размеры образцов первой группы были приблизительно  $3 \times 3$  мм. Образцы с эпитаксиальной пленкой КРТ были изготовлены с помощью фотолитографии и последующего травления для получения мезоструктур размерами  $0.7 \times 0.7$  мм на расстоянии 0.3 мм друг от друга (16 мезоструктур на подложке с размерами  $4 \times 4$  мм).

При СВЧ измерениях образцы помещались в центральной части поперечного сечения прямоугольного волновода ( $5 \times 23$  мм) между тонкими пластинками слюды. Волноводная секция с образцом устанавливалась между полюсами электромагнита и охлаждалась жидким азотом. Аналогичная установка подробнее описана в нашей работе [8]. Измерения проводились на частоте 8 ГГц. Напряжение на выходе СВЧ детектора  $U_B$ , пропорциональное модулю коэффициента передачи  $|T_B|$  (линейный режим детектирования), измерялось цифровым вольтметром и одновременно подавалось на  $Y$ -вход самописца. На  $X$ -вход подводилось напряжение с датчика Холла, пропорциональное магнитному полю. При компенсации напряжения с детектора  $U_0$  в начальной точке ( $B = 0$ ) и чувствительности самописца, равной 1 мВ/см, можно вполне уверенно регистрировать малые изменения коэффициента передачи при развертке магнитного поля от 0 до 0.7 Тл (с точностью  $\Delta U/U_0 \simeq 10^{-3}$ ).

На рис. 1 приведены результаты измерений  $\Delta U(B)/U_0$  и расчетные зависимости  $\Delta T(B)/|T_0|$  для трех образцов, изготовленных из гетероструктур AlGaAs/GaAs с

различной концентрацией электронов  $n_s$ . В образце 1 эффект МПР не наблюдается и, используя формулу (10), можно определить подвижность электронов  $\mu$  и эффективную проводимость  $\bar{\sigma}_0 = F n_s \mu Z_g$ . Для двух остальных образцов наблюдается МРП (минимум прохождения СВЧ сигнала) при значениях магнитного поля  $B_m = 0.09$  и 0.167 Тл. Из условия резонанса (5) можно при известном значении  $B_m$  определить плазменную частоту

$$\omega_p = \sqrt{\omega(\omega + e/m^* B_m)}, \quad (11)$$

а следовательно, и концентрацию электронов  $n_s$  при известных размерах образца. Параметры, при которых были получены расчетные зависимости на рис. 1, приведены в табл. 1. При этом использовались значения  $m^*/m_0 = 0.068$ ,  $\epsilon_r = 13$ , а величина  $2a$  (диаметр диска) принималась равной стороне квадрата (размеры см. в табл. 1). Значения  $n_s$  и  $\omega_p/2\pi$  для образца 1 оценены из сопоставления подгоночного параметра  $\bar{\sigma}_0$  с аналогичным значением  $\bar{\sigma}_0$  для образца 3, имеющего примерно такие же размеры.

Холловские измерения исследуемых образцов нами не проводились, однако можно сказать, что установленные значения  $\mu$  и  $n_s$  в табл. 1 согласуются с паспортными параметрами структур, из которых образцы были изготовлены. Например, для образца 2 паспортные параметры (холловские подвижность и концентрация электронов) составляют  $\mu_H = 1.38 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  и

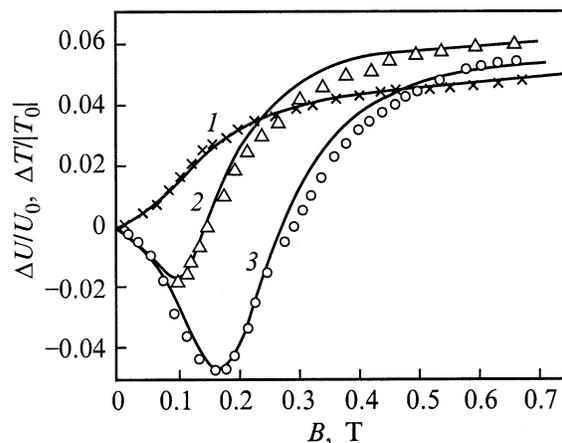


Рис. 1. Магнитопольные зависимости коэффициента прохождения СВЧ сигнала в волноводе с образцом  $n$ -AlGaAs/GaAs при температуре жидкого азота. Номера у кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

Таблица 2.

T, K	n-Cd <sub>0.22</sub> Hg <sub>0.78</sub> Te				n-Cd <sub>0.23</sub> Hg <sub>0.77</sub> Te			
	$\mu$ , 10 <sup>4</sup> см <sup>2</sup> /(В · с)	$n_s$ , 10 <sup>11</sup> см <sup>-2</sup>	$\bar{\sigma}_0$	$\omega_p/\omega$	$\mu$ , 10 <sup>4</sup> см <sup>2</sup> /(В · с)	$n_s$ , 10 <sup>11</sup> см <sup>-2</sup>	$\bar{\sigma}_0$	$\omega_p/\omega$
80	7.2	1.5	0.42	8.35	2.9	5.57	0.54	13
130	3.7	2.36	0.39	9.925	2.24	6.74	0.48	13.75
150	2.1	4.98	0.36	14	1.8	9.88	0.52	16.375

$n_s = 5.16 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что близко к значениям  $\mu$  и  $n_s$ , приведенным в табл. 1. Следует отметить, что при подгонке расчетных зависимостей  $\Delta T(B)/|T_0|$  к экспериментальным  $\Delta U(B)/U_0$  по формулам (6)–(10) значение параметра  $\mu$  менее критично, чем  $\omega_p$ , и поэтому ошибка в определении подвижности электронов  $\mu$  больше, чем для  $n_s$ .

Результаты измерений и расчетов для двух образцов с пленками CdHgTe (КРТ) при температурах 80, 130 и 150 К приведены на рис. 2, а, б. С ростом температуры концентрация электронов, как известно, увеличивается и, как видно из рис. 2, МПР смещается в область больших магнитных полей. Необходимо также отметить, что при этом заметно изменяется и эффективная масса электрона

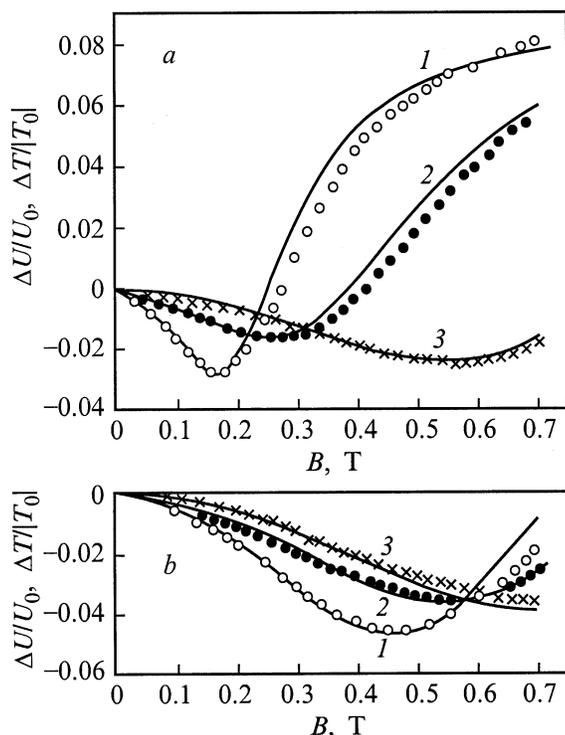
$m^*/m_0$ , что учитывалось при расчетах (использовались данные из работы [9]). Параметры, полученные из сравнения экспериментальных зависимостей с расчетными, приведены в табл. 2. Первый образец, изготовленный из эпитаксиальной структуры с толщиной пленки  $\delta = 9 \text{ мкм}$ , имеет установленные при  $T = 80 \text{ К}$  значения объемной концентрации  $n = n_s/\delta = 1.66 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и подвижности  $\mu = 7.2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , близкие к холловским параметрам исходной структуры при температуре жидкого азота:  $n_H = 2.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_H = 7.8 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Для второго образца, с толщиной пленки  $\delta = 10.8 \text{ мкм}$ , установленные при 80 К параметры  $n = 5.15 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu = 2.9 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  существенно отличаются от результатов холловских измерений для исходной эпитаксиальной структуры:  $n_H = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_H = 1.2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Это расхождение, возможно, объясняется неоднородностью параметров пленки по площади и необходимы холловские измерения непосредственно на исследуемых образцах. При температурах 130 и 150 К установленные по МПР концентрации электронов (см. табл. 2) хорошо согласуются со значениями  $n_s = n\delta = 6.64 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $n_s = 9.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , полученными из расчета по формулам из работы [9].

Следует отметить также, что формулы для расчета  $\Delta T(B)/|T_0|$  получены без учета фарадеевского вращения и возникающей при этом эллиптичности, которые при этом могут быть уже существенными для пленки толщиной порядка 10 мкм с достаточно высокой подвижностью и концентрацией электронов.

### Заключение

В целом можно сделать вывод, что метод магнито-плазменного резонанса на сверхвысоких частотах может использоваться как бесконтактный экспресс-метод для определения концентрации и подвижности электронов в тонкопленочных образцах малых размеров и мезоструктурах на высокоомных подложках.

Авторы выражают благодарность А.И. Торопову, Н.Т. Мошегову, Ю.Г. Сидорову, В.С. Варавину за предоставление тонкопленочных полупроводниковых структур и В.В. Васильеву, Т.И. Захарьяш за изготовление образцов с пленками Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te.



**Рис. 2.** Измеренные (значки) и расчетные (сплошные линии) магнитопольные зависимости коэффициента прохождения СВЧ сигнала в волноводе с образцом. Образцы с пленкой n-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (см. табл. 2) с составом и толщиной  $\delta$ : а —  $x = 0.22$ ,  $\delta = 9 \text{ мкм}$ ; б —  $x = 0.23$ ,  $\delta = 10.8 \text{ мкм}$ . Температура  $T$ , К: 1 — 80, 2 — 130, 3 — 150.

## Список литературы

- [1] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977) с. 148. [Пер. с англ.: К. Seeger. *Semiconductor physics* (Springer Verlag, Wien, N.Y., 1973)].
- [2] S.A. Allen, jr., H.L. Störmer, J.C.M. Hwang. *Phys. Rev. B*, **28**, 4875 (1983).
- [3] С.А. Говорков, М.И. Резников, А.П. Сеничкин, В.И. Тальянский. *Письма ЖЭТФ*, **44**, 380 (1986).
- [4] M. Wassermeier, J. Oshinow, J.P. Cotthaus, A.H. Mac Donald, C.T. Foxon, J.J. Harris. *Phys. Rev. B*, **41** 10 287 (1990).
- [5] В.А. Волков, С.А. Михайлов. *ЖЭТФ*, **94**, 217 (1988).
- [6] R.L. Ramey, T.S. Lewis. *J. Appl. Phys.*, **39**, 1747 (1968).
- [7] R.P. Leavitt, J.W. Little. *Phys. Rev. B*, **34**, 2450 (1986).
- [8] П.А. Бородовский, А.Ф. Булдыгин, С.А. Студеникин. *Автометрия*, № 4, 59 (1966).
- [9] G.L. Hansen, J.L. Schmit. *J. Appl. Phys.*, **54**, 1963 (1983).

*Редактор Т.А. Полянская*

## Determination of electron mobility and density in thin semiconductor films by microwave magnetoplasma resonance

P.A. Borodovskii, A.F. Buldygin

Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** The results of experimental and theoretical study of magnetoplasma resonances at microwave ( $\omega/2\pi = 8$  GHz) in AlGaAs/GaAs heterostructures and  $n$ -Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te films at liquid nitrogen temperature are presented. For explanation of the experimental data a theoretical expression for conductivity  $\sigma_{xx}(\omega, B)$  has been obtained. It is shown that the comparison between theory and experiment allows us to obtain parameters of thin active layers in samples: electron mobility and density.