

04;07;12

## Сверхбыстродействующие фотоприемники на основе эффектов взаимодействия микроволнового электромагнитного излучения с фотовозбужденной плазмой в полупроводниках

© В.В. Антонов, С.В. Иванов, В.П. Царев, В.Н. Чупис

Саратовский государственный технический университет,  
410034 Саратов, Россия

(Поступило в Редакцию 11 февраля 1997 г.)

Проведены теоретические и экспериментальные исследования взаимодействия микроволнового электромагнитного излучения с плазмой фотоионизированных полупроводниковых элементов (CdS, CdSe) в измерительных волноведущих системах. Исследовано взаимодействие характерных волноводных типов колебаний с фотовозбужденной полупроводниковой плазмой. Получены зависимости коэффициента отражения и фазы СВЧ волны от интенсивности измеряемого оптического излучения, исследовано влияние поверхности полупроводниковых фотоэлементов на значение этих параметров. Разработана конструкция СВЧ фотоприемника на основе СВЧ интерферометра миллиметрового диапазона.

Одно из важнейших направлений развития полупроводниковой фотометрии связано с необходимостью изменения параметров коротких и сверхкоротких (до 1 ns) импульсов оптического (лазерного) излучения. Создание такого рода измерительных систем принципиально важно как для обеспечения метрики нового класса мощных импульсных источников когерентного оптического излучения, так и для исследования свойств различных веществ под действием лазерных импульсов.

Однако традиционные для полупроводниковой фотометрии принципы измерения параметров фотовозбужденного полупроводника на постоянном токе к настоящему времени практически исчерпали свои возможности. Основное и принципиально неустранимое ограничение по быстродействию таких традиционных фотоприемников, как фотодиоды и фотосопротивления, связано с малой подвижностью ионизированных носителей. Создание больших тянущих полей в данном случае не решает проблему, поскольку при этом резко возрастают генерационно-рекомбинационные шумы и нагрев полупроводникового элемента. Другой характерный недостаток этого принципа измерений связан с ограничением чувствительности полупроводниковых фотоприемников рекомбинационными процессами, вследствие этого не все возбужденные (в зону проводимости) электроны проходят путь от "катода" к "аноду", значительная часть их рекомбинирует, что, естественно, снижает чувствительность и точность метода.

Одно из наиболее перспективных направлений исследований в этой области состоит в использовании эффектов взаимодействия слабого сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения с фотовозбужденной (фотоионизированной) плазмой полупроводника. Основное достоинство и отличие этого явления состоит в том, что слабая СВЧ волна "регистрирует" носители фактически в момент их возбуждения в зону проводимости. Современный уровень развития СВЧ техники миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов позволяет в интервале частот

37–150 GHz проводить подобные измерения за время, не превышающее 10 ps.

Наиболее перспективной измерительной системой является СВЧ интерферометр, отражающими зеркалами которого служат полупроводниковые вставки (фотоприемные элементы). В данном случае, как показали теоретические и экспериментальные исследования, изменение фазы отраженной от полупроводника волны прямо пропорционально концентрации фотовозбужденных носителей.

Объемный характер взаимодействия СВЧ поля с полупроводником, наличие резонансных эффектов в данной области частот для широкого класса материалов существенно расширяют возможности развития полупроводниковой фотометрии. Для определения основных параметров СВЧ фотоприемников необходимо провести исследование особенностей взаимодействия микроволнового электромагнитного излучения с фотоионизированным полупроводником в канализирующей электродинамической системе (например, в описанной ранее волноведущей системе СВЧ интерферометра).

Рассмотрим взаимодействие электромагнитной волны типа  $H_{10}$ , распространяющейся в прямоугольном волноводе с фотовозбужденной пластиной полупроводника, которая полностью перекрывает сечение волноведущей системы и является неоднородной в направлении распространения волны  $z$ . Обычно для измерения параметров оптического излучения используются тонкие полупроводники и полупроводниковые пленки с толщиной, существенно меньшей характерной диффузионной длины. В этом случае необходимо учитывать сильное влияние поверхности на распределение и концентрацию фотовозбужденных электронов. В таких фотоприемных элементах носители могут диффундировать к поверхности и там рекомбинировать. Распределение концентрации при таких соотношениях будет определяться отношением  $L_s/L$ , где  $L_s = D/P_s$ ,  $P_s$  — скорость поверхностной рекомбинации,  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии.

Рассмотрим стационарное распределение электронов и дырок в полупроводнике, облучаемом светом с интенсивностью  $I_0$ . Интенсивность оптического излучения  $I$  внутри слоя полупроводника определяется известным соотношением [1,2]

$$I = I_0(1 - R_s) \exp(-\alpha \cdot z), \quad (1)$$

где  $R_s$  — коэффициент отражения света от поверхности  $z = 0$ ,  $\alpha$  — коэффициент затухания света.

Плотность суммарного тока, протекающего через образец, определяется диффузионным электронным и дырочными токами

$$j_n = en\mu_n E_z + eD_n \frac{dn}{dz}, \quad (2)$$

$$j_p = en\mu_p E_z - eD_p \frac{dp}{dz}, \quad (3)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p, \quad (4)$$

где

$$D_n = \frac{\mu_n kT}{e}, \quad D_p = \frac{\mu_p kT}{e}$$

— коэффициенты диффузии электронов и дырок;  $E_z$  — напряженность связанного электрического поля.

Уравнения непрерывности представим в стандартном виде [2]

$$\frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = q_n - \frac{\delta n}{\tau_{n \text{rec}}} + \frac{1}{e} \frac{dj_n}{dz} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial(\delta p)}{\partial t} = q_p - \frac{\delta p}{\tau_{p \text{rec}}} - \frac{1}{e} \frac{dj_p}{dz} = 0, \quad (6)$$

где  $\delta n = n - n_0$ ,  $\delta p = p - p_0$ ,  $\tau_{n \text{rec}}$ ,  $\tau_{p \text{rec}}$  — время рекомбинации электронов и дырок,  $q_n$  и  $q_p$  — скорости генерации электронов и дырок,  $n_0$  и  $p_0$  — равновесные плотности концентраций электронов и дырок.

Из системы (2)–(4) следует, что

$$E_z = \frac{D_p \frac{dp}{dz} - D_n \frac{dn}{dz}}{n\mu_n + p\mu_p}. \quad (7)$$

В результате действия поля  $E_z$  объемный заряд  $\rho$  существует в течение времени максвелловской релаксации  $\tau_m$  [2]

$$\rho(z) = \rho(z, 0) \exp(-t/\tau_m). \quad (8)$$

Для ряда полупроводников время  $\tau_m$  много меньше времени жизни  $\tau_{n \text{rec}}$  и  $\tau_{p \text{rec}}$ , поэтому можно считать, что  $\rho(z) \approx 0$  [1] и соответственно  $\delta n \approx \delta p$ . Подставляя  $\delta n \approx \delta p$  ( $n \approx p$ ) в уравнение (7), получаем выражение

$$E_z = \frac{D_p - D_n}{n \cdot (\mu_n + \mu_p)} \frac{d(\delta n)}{dz},$$

которое с учетом (2) и (5) дает следующее уравнение для концентрации электронов  $\delta n$ :

$$\frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = D \frac{d^2 \delta n}{dz^2} + q_0 \exp(-\alpha z) - \frac{\delta n}{\tau_{n \text{rec}}}, \quad (9)$$

где

$$q_0 = \frac{I_0(1 - R_s)}{\hbar\omega};$$

$\hbar\omega$  — энергия кванта света, падающего на пластину полупроводника.

Общее решение уравнения (9) имеет вид [1]

$$\delta n = \frac{q_0 \tau_{n \text{rec}}}{1 - \alpha^2 L^2} \exp(-\alpha z) + C_1 \exp(-z/L) + C_2 \exp(z/L), \quad (10)$$

где  $L = \sqrt{D \cdot \tau_{n \text{rec}}}$  — амбиполярная диффузионная длина.

Постоянные интегрирования  $C_1$  и  $C_2$  определим из граничных условий [1]

$$j_n(z = 0) = P_{s1} \cdot \delta n(z = 0),$$

$$j_n(z = d) = P_{s2} \cdot \delta n(z = d), \quad (11)$$

где  $|P_{s1}| = |P_{s2}| = P_s$  — скорости поверхностной рекомбинации на гранях  $z = 0, d$ ;  $P_{s1} > 0$ ,  $P_{s2} > 0$ , если ток направлен в объем образца от его границ [1].

С учетом принятых обозначений

$$a_0 = \frac{D}{L} - P_s, \quad a_1 = \frac{D}{L} + P_s, \quad b_0 = \frac{q_0 \tau_{n \text{rec}}}{1 - \alpha^2 L^2}$$

система (11) допускает решение в виде

$$C_1 = \frac{b_0 [\alpha D \cdot (a_1 \exp(d/L) - a_0 \exp(-\alpha d)) + P_s (a_1 \exp(d/L) + a_0 \exp(-\alpha d))]}{a_0^2 \exp(-d/L) - a_1^2 \exp(d/L)},$$

$$C_2 = \frac{b_0 [\alpha D \cdot (a_0 \exp(-d/L) - a_1 \exp(-\alpha d)) + P_s (a_0 \exp(-d/L) + a_1 \exp(-\alpha d))]}{a_0^2 \exp(-d/L) - a_1^2 \exp(d/L)}.$$

Электромагнитная волна  $H_{10}$ , падающая на такую пластину, в волноводе характеризуется следующей структурой поля:

$$E_x^0 = 0, \quad E_y^0 = -\frac{j\omega\mu_0}{\pi} \alpha H_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(-j\beta z),$$

$$E_z^0 = 0,$$

$$H_x^0 = \frac{j\beta a}{\pi} H_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(-j\beta z), \quad H_y^0 = 0,$$

$$H_z^0 = H_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(-j\beta z), \quad (12)$$

где  $\alpha$  — размер по широкой стенке волновода, вдоль которой направлена ось  $x$ ;

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2};$$

$H_0$  — амплитуда магнитной составляющей волны;  $\omega$  — частота поля;  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума.

Ось  $z$  направлена вдоль направления распространения волны. Отраженная от поверхности полупроводника (при  $z = 0$ ) СВЧ волна имеет следующие компоненты:

$$\begin{aligned} E_x^1 &= 0, & E_y^1 &= -\frac{j\omega\mu_0}{\pi}\alpha H_0^1 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(i\beta z), & E_z^1 &= 0, \\ H_x^1 &= -\frac{j\beta a}{\pi}H_0^1 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(j\beta z), & H_y^1 &= 0, \\ H_z^1 &= H_0^1 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(j\beta z). \end{aligned} \quad (13)$$

В области волновода, заполненного полупроводником, электрические и магнитные составляющие поля определяются системой уравнений

$$\begin{aligned} E_y &= A(z) \sin\frac{\pi x}{a}, & H_x &= \frac{\partial E_y}{\partial z} \frac{1}{j\omega\mu_0}, \\ H_z &= -\frac{\partial E_y}{\partial x} \frac{1}{j\omega\mu_0}. \end{aligned}$$

Функция  $A(z)$  в данном случае удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\frac{\partial^2 A(z)}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left( \varepsilon_r + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_0} - \left( \frac{\pi c}{a\omega} \right)^2 \right) \cdot A(z) = 0, \quad (14)$$

где  $\varepsilon_r$  — диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника,

$$\sigma = c^2(\delta n + n_0) \cdot \left( \frac{1}{m_n(j\omega + \nu_n)} + \frac{1}{m_p(j\omega + \nu_p)} \right).$$

При выборе размера пластины вдоль оси распространения волны меньше, чем  $\alpha^{-1}$  и  $L$ , избыточная концентрация  $\delta n(z) \approx \delta n(0) \approx \text{const}$  [1], так что уравнение (14) можно решить методом Венцеля–Крамера–Бриллюэна [3]. Определяя функцию  $A(z)$  в виде

$$\begin{aligned} A(z) &= \left[ A_0(z) + \frac{c}{\omega} A_1(z) + \frac{c^2}{\omega^2} A_2(z) + \dots \right. \\ &\quad \left. + \frac{c^n}{\omega^n} A_n(z) \right] \exp\left(-j\frac{\omega}{c}\psi(z)\right), \end{aligned}$$

получаем следующее решение [3]:

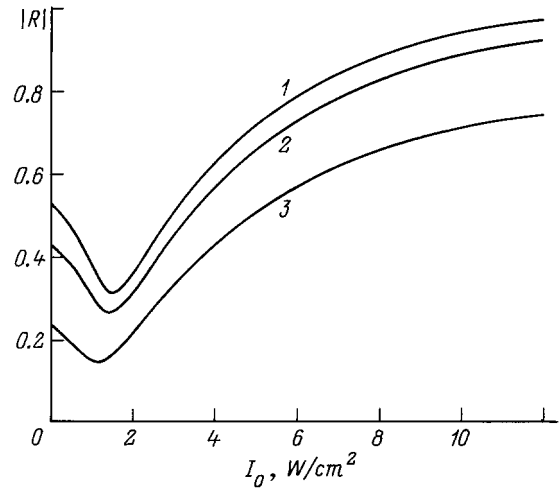
$$\begin{aligned} A(z) &= \varepsilon^{-1/4} \cdot \left( C_1 \exp\left(-j\frac{\omega}{c} \int_0^z \sqrt{\varepsilon} dz\right) \right. \\ &\quad \left. + C_2 \exp\left(j\frac{\omega}{c} \int_0^z \sqrt{\varepsilon} dz\right) \right), \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_r + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon_0} - \left( \frac{\pi c}{a\omega} \right)^2.$$

Решение в виде (15) может быть получено при выполнении неравенства

$$\frac{c}{\omega} \left| \frac{A_1(z)}{A_0(z)} \right| \ll 1.$$



**Рис. 1.** Зависимости модуля коэффициента отражения от интенсивности света при  $P_s = 10$  мВт;  $d = 300$  (1), 200 (2), 100 мкм (3).

Для полупроводников типа CdSe и CdS, используемых при экспериментальных исследованиях, указанное соотношение изменяется в пределах

$$0.03 < \frac{c}{\omega} \left| \frac{A_1(z)}{A_0(z)} \right| \approx \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{1}{L\sqrt{\varepsilon_r}} \frac{c}{\omega} < 0.1,$$

так что решения в форме (15) дает функцию  $A(z)$ , в хорошем приближении удовлетворяющую уравнению (14). Проведенные оценки позволяют определить  $y$ -компоненту электрического поля  $\mathbf{E}$  и  $x$ -компоненту магнитного поля  $\mathbf{H}$

$$\begin{aligned} E_y &= [C_1 \cdot F_1(z) + C_2 \cdot F_2(z)] \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cdot \varepsilon^{-1/4}, \\ H_x &= [C_1 \cdot f_1(z) + C_2 \cdot f_2(z)] \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right), \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$F_1(z) = \exp\left(-j\frac{\omega}{c} \int_0^z \sqrt{\varepsilon} dz\right), \quad F_2(z) = \exp\left(j\frac{\omega}{c} \int_0^z \sqrt{\varepsilon} dz\right),$$

$$f_1(z) = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \left( \frac{1}{4} \varepsilon^{-5/4} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \varepsilon^{1/4} j\frac{\omega}{c} \right) \cdot F_1(z),$$

$$f_2(z) = \frac{1}{j\omega\mu_0} \left( -\frac{1}{4} \varepsilon^{-5/4} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \varepsilon^{1/4} j\frac{\omega}{c} \right) \cdot F_2(z).$$

Приравнявая тангенциальные составляющие поля на границах  $z = 0$  и  $d$ , получаем алгебраическую систему уравнений для определения коэффициентов отражения волны  $R = H_0^1/H_0$ ,  $R_1 = C_2/C_1$  от граней  $z = 0$  и  $z = d$  соответственно:

$$\begin{aligned} \frac{1+R}{j\beta(R-1)} &= \frac{1}{\varepsilon^{1/4}(0)} \left( \frac{1+R_1}{f_1(0)+R_1 f_2(0)} \right), \\ -\frac{1}{j\beta} &= \frac{1}{\varepsilon^{1/4}(d)} \left( \frac{F_1(d)+R_1 F_2(d)}{f(d)+R_1 f_2(d)} \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Система уравнений (17) имеет решение в виде

$$R = \frac{1 + j\beta F_3}{j\beta F_3 - 1}, \quad R_1 = \frac{j\beta F_1 - \varepsilon^{1/4}(d) \cdot f_1(d)}{j\beta F_2 + \varepsilon^{1/4}(d) \cdot f_2(d)},$$

где

$$F_3 = \frac{1}{\varepsilon^{1/4}(0)} \left( \frac{1 + R_1}{f_1(0) + R_1 f_2(0)} \right).$$

На рис. 1 представлены зависимости модуля коэффициента отражения сверхвысокочастотной волны от интенсивности света  $I_0$  для частоты СВЧ поля  $f = 37.5$  GHz при различных значениях толщин пластины полупроводника CdS по направлению распространения волны. Полученные зависимости имеют немонотонный характер, причем минимумы  $|R|$  смещаются с ростом  $d$  в сторону больших значений интенсивности. Увеличение интенсивности приводит к появлению носителей заряда в объеме и уменьшению действительной части  $\varepsilon$ , что приводит к согласованию сред вакуум-полупроводник. С уменьшением толщины образца растет амплитуда волны отраженной от второй грани и на границе  $z = 0$  имеет место сложение двух колебаний, сдвинутых по фазе относительно друг друга. В результате такой суперпозиции волн модуль коэффициента отражения уменьшается при соответствующем изменении  $d$ . Скорость поверхностной рекомбинации в данном случае  $P_s = 10$  m/s.

На рис. 2 приведены количественные оценки фазы отраженной от грани  $z = 0$  волны. В интервале значений интенсивности  $I_0$  от нуля до  $1.5$  W/cm<sup>2</sup> зависимость фазы волны от  $I_0$  определяется почти линейной функцией.

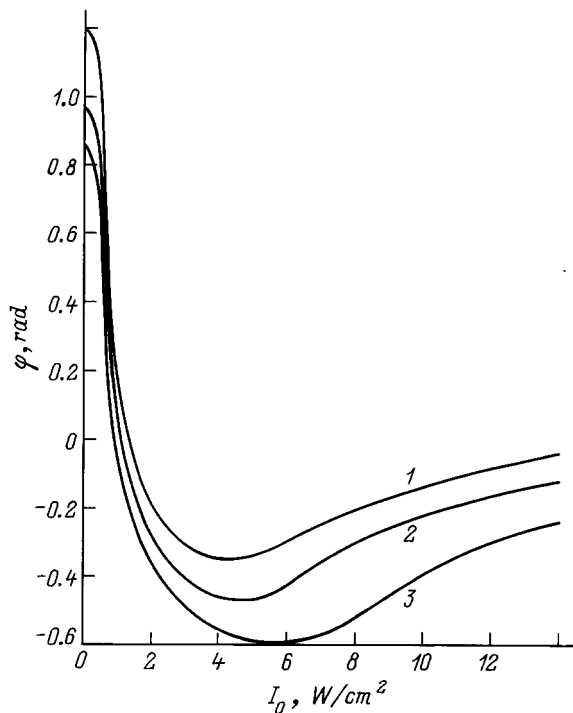


Рис. 2. Зависимости фазы коэффициента отражения от интенсивности света при  $P_s = 10$  m/s ( $I-3$  — то же, что и на рис. 1).

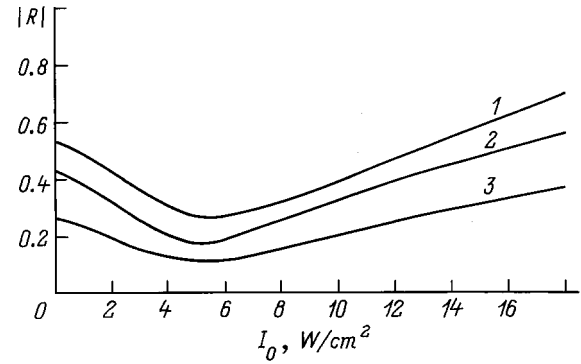


Рис. 3. Зависимости модуля коэффициента отражения от интенсивности света при  $P_s = 50$  m/s ( $I-3$  — то же, что и на рис. 1).

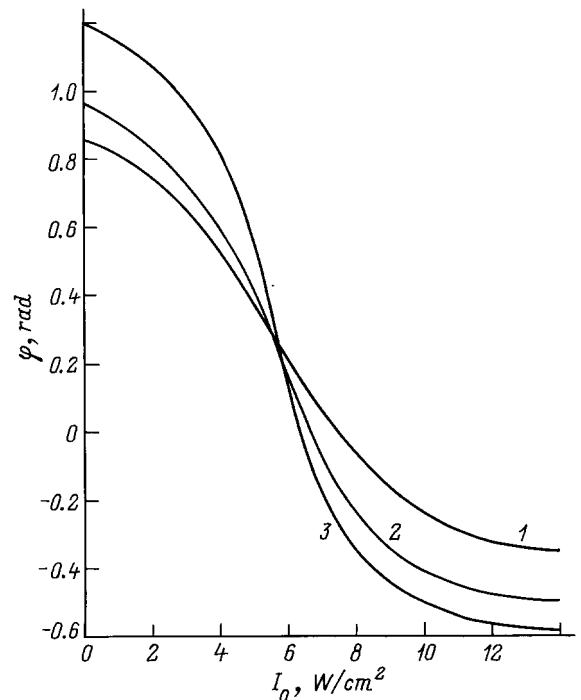
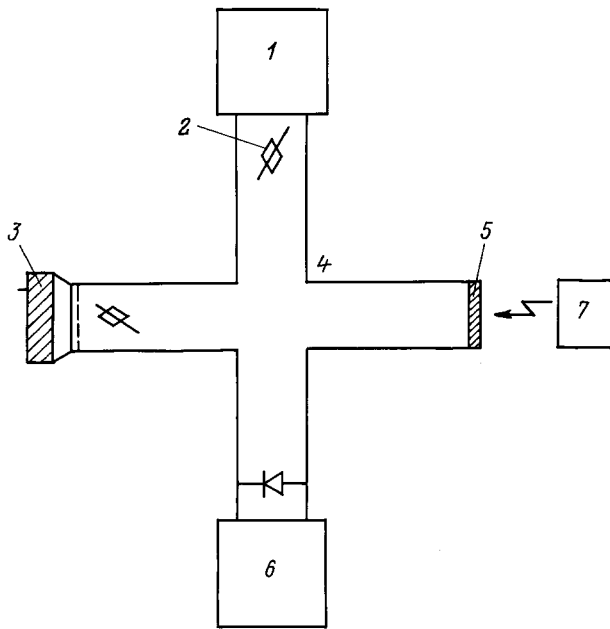
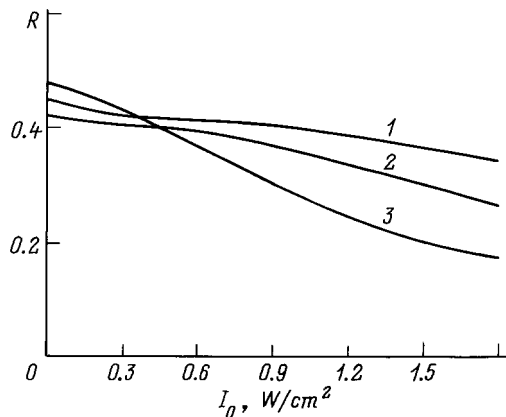


Рис. 4. Зависимости фазы коэффициента отражения от интенсивности света при  $P_s = 50$  m/s ( $I-3$  — то же, что и на рис. 1).

Зависимость модуля коэффициента отражения  $|R|$  и его фазы от интенсивности оптического излучения при скорости поверхностной рекомбинации  $P_s = 50$  m/s представлены на рис. 3 и 4. Уменьшение концентрации носителей заряда, связанное с поверхностной рекомбинацией носителей, приводит к появлению более плавной зависимости  $R(I)$ . Согласование сред при действительной части  $\text{Re } \varepsilon = 0$ , будет, естественно, наблюдаться для  $P_s = 50$  m/s при более высокой интенсивности света, чем в случае  $P_s = 10$  m/s. Как видно, на интервале интенсивностей от  $1.0$  до  $8$  W/cm<sup>2</sup> зависимость  $\varphi(I)$  описывается линейной функцией.



**Рис. 5.** Блок-схема СВЧ интерферометра: 1 — генератор ГЧ-156, 2 — аттенуатор, 3 — короткозамыкающий поршень, 4 — двойной волноводный тройник, 5 — полупроводниковый элемент, 6 — СВЧ детектор с микровольтметром В6-4, 7 — лазер.



**Рис. 6.** Экспериментальные зависимости модуля коэффициента отражения от интенсивности лазерного излучения  $I_0$  при  $f = 27$  (1), 36 (2), 29.8 GHz (3).

Экспериментальная система в данном случае представляет собой (рис. 5) СВЧ интерферометр на основе подключенного к генератору восьмимиллиметрового диапазона 1 двойного волноводного тройника 4, плечи которого замыкают с одной стороны волноводный фланец с полупроводниковым элементом CdS 5, а с другой — аттенуатор 2 и короткозамыкающий поршень 3. Принцип действия СВЧ интерферометра основан на бесконтактном измерении параметров фотовозбужденного полупроводникового элемента. В плоскости симметрии волноводного тройника происходит интер-

ференция волн [5], отраженных от полупроводника и короткозамыкающего поршня. Если в этой плоскости симметрии располагается максимум электрического поля, то энергия не поступает в плечо с детектором 6. Под воздействием оптического излучения He-Ne лазера типа ЛГ-38 с длиной волны  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  изменяется концентрация носителей заряда, что приводит к изменению коэффициента отражения электромагнитной волны и появлению сигнала в цепи индикатора. При измерении зависимости  $R(I)$  интенсивность лазерного излучения регулировалась поляризатором.

На рис. 6 представлены экспериментальные зависимости  $R(I)$  при толщине образца  $d = 300 \mu\text{m}$  и сечении  $7.2 \times 3.4 \text{ mm}$  для различных частот генератора СВЧ. Как видно из рис. 6, качественно экспериментальные зависимости хорошо согласуются с теоретическими результатами.

Таким образом, принцип бесконтактного измерения параметров фотовозбужденной плазмы на СВЧ позволяет расширить возможности полупроводниковой фотометрии в плане создания сверхбыстродействующих фотоприемников с высокой точностью измерения параметров оптического излучения.

## Список литературы

- [1] Бойко Б.Т., Гуревич Ю.Г. Физика фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии. Харьков: ХГУ, 1992.
- [2] Киреев С.П. Физика полупроводников. М.: Высшая школа, 1975.
- [3] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
- [4] Кац Л.И., Царев В.П., Чупис В.Н. А.с. № 1185259 СССР МКИ ОИР 21/12. № 375621/24/09. БИ. 1985. № 38.
- [5] Душин Л.А. СВЧ интерферометры для измерения плотности плазмы в импульсном газовом разряде. М.: Атомиздат, 1973.
- [6] Чупис В.Н., Царев В.П. // Научно-техн. сб. "Оборонная техника". М., 1996. 35 с.