04;07;12

Взаимодействие СВЧ колебаний с фотоионизированной плазмой полупроводника в двухслойном волноводе

© В.В. Антонов, С.В. Иванов

Саратовский государственный технический университет,
410054 Саратов, Россия

(Поступило в Редакцию 6 апреля 1999 г.)

Проведены теоретические исследования взаимодействия микроволнового электромагнитного излучения с фотоионизированной полупроводниковой плазмой в двухслойном волноводе. Исследовано взаимодействие характерных волновых типов колебаний с фотовозбужденнной полупроводниковой плазмой. Получены зависимости коэффициента отражения и фазы СВЧ волны от интенсивности оптического излучения, исследовано влияние поверхности и геометрических размеров полупроводниковых элементов на эти параметры.

Коэффициенты отражения СВЧ излучения от неоднородного полупроводника, расположенного в волноведущей системе, существенно зависит от частоты электромагнитного поля и распределения диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, y, z, \omega)$ по сечению образца. В проводящей среде диэлектрическая проницаемость определяется концентрацией носителей заряда в каждой точке, так что изменение проводимости полупроводниковой структуры под действием оптического излучения в области плазменного резонанса СВЧ колебаний можно использовать для измерений интенсивности лазерного луча с малой длительностью импульса.

Сравнительно малые размеры поперечного сечения канализирующей системы СВЧ излучения в миллиметровом диапазоне длин волн позволяют использовать для измерения коэффициента отражения колебаний полупроводниковые пластины с толщиной порядка диффузионной длины. В этом случае на процесс распределения концентрации по сечению значительное влияние оказывают состояния поверхностей полупроводника.

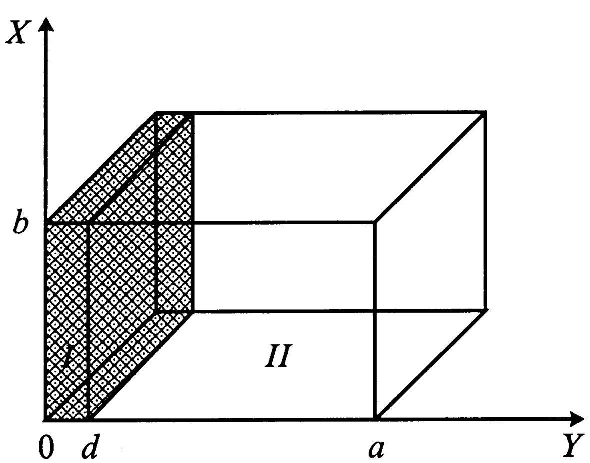

Рис. 1. Волновод, вдоль узкой стенки которого расположена полупроводниковая пластина. I — часть волноводного тракта с полупроводниковой пластиной, II — часть волноводного тракта без полупроводника.

Исследование взаимодействия СВЧ излучения с неоднородной фотоионизированной плазмой основано на следующей модели. В волноводе, геометрия которого представлена на рис. 1, вдоль узкой стенки расположена полупроводниковая пластина. Вдоль оси z распространяется электромагнитная волна частоты ω. Так как в технике СВЧ используются стандарные волноводы, рассчитанные на волну основного типа колебаний H_{01}, то волна в нерегулярной части волноводного тракта II будет волной типа LE [1]. Фотогенерация носителей заряда под действием луча лазера происходит на поверхности $y = d$.

Распределения концентраций электронов и дырок по координате y в пластине полупроводника I определим из уравнения баланса носителей заряда:

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_{n,p} = \mp e(G - R_{n,p}), \tag{1}$$

где $G = G_0 e^{\alpha(y-d)}$ — скорость генерации носителей, α — коэффициент поглощения света в кристалле, $G_0 = \eta\alpha(I_0/\hbar\omega_0)$, η — квантовый выход, ω_0 — частота света, I_0 — интенсивность лазерного луча, $R_n = (n - n_0)/\tau_{\text{rec}}$, $R_p = (p - p_0)/\tau_{\text{rec}}$, n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок, τ_{rec} — время рекомбинации.

В условиях сильной генерации неравновесная концентрация $n \gg n_0$, p_0, так что $\delta n = n - n_0 \approx \delta p = p - p_0$ (выполняется условие квазинейтральности в каждой точке образца). Для определения плотностей электронного $\mathbf{j}_n$ и дырочного $\mathbf{j}_p$ токов используем уравнение движения в диффузионном приближении

$$\mp e\mathbf{E} - \nu_{n,p} m_{n,p} \mathbf{v}_{n,p} - \frac{kT}{n} \operatorname{grad} n = 0, \tag{2}$$

где $\nu_{n,p}$ — частоты соударений электронов и дырок с узлами решетки, $m_{n,p}$ — эффективные массы электронов и дырок.

Подставляя в (1) значения $\mathbf{j}_{n,p} = \mp en\mathbf{v}_{n,p}$, с учетом равенства нулю y проекции суммарного тока получаем уравнение для определения распределения концентрации по оси y

$$D\frac{d^2(\delta n)}{dy^2} - \frac{\delta n}{\tau_{\text{rec}}} + G_0 e^{\alpha(y-d)} = 0, \tag{3}$$

где

$$D = \frac{\mu_n D_n + \mu_p D_p}{\mu_n + \mu_p}$$

— коэффициент биполярной диффузии, μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок, D_n и D_p — коэффициенты диффузии.

Общее решение уравнения (3) представим в виде

$$\delta n = Ae^{\frac{d-y}{L}} + Be^{-\frac{d-y}{L}} + Ce^{-\alpha(d-y)}, \qquad (4)$$

где $L = \sqrt{D \cdot \tau_{\text{rec}}}$, $C = G_0 \tau_{\text{rec}}/(1 - \alpha^2 L^2)$.

Постоянные интегрирования A и B определяем из граничных условий

$$j_n(y = 0) = e\delta n(0) S_1,$$

$$j_n(y = d) = -e\delta n(d) S_2, \qquad (5)$$

где S_1 и S_2 — скорости поверхностной рекомбинации на гранях $y = 0, d$.

Вводя обозначения

$$a_0 = -\frac{D}{L} - S, \quad a_1 = \frac{D}{L} - S,$$

$$b_0 = (D\alpha - S)C, \quad b_1 = (D\alpha + S)C,$$

получаем следующие выражения для постоянных A и B:

$$A = \frac{b_1 e^{d/L} - b_0 e^{-\alpha d}}{a_0(e^{-d/L} - e^{d/L})} + \frac{b_1}{a_0}, \quad B = -\frac{b_1 e^{d/L} + b_0 e^{-\alpha d}}{a_1(e^{-d/L} - e^{d/L})}.$$

Электромагнитное поле до нерегулярного участка волноводного тракта представим в виде суперпозиции падающей волны H_{01}, отраженной волны того же типа и волн H_{0m} ($m \geq 2$) высших типов, амплитуда которых убывает по мере удаления от полупроводникового слоя по оси z. Соответствующие компоненты электрического и магнитного полей определяются выражениями

$$E_x^0 = jk_{z1} \sin(k_{y1}y)(A_4 e^{jk_{z1}z} - A_5 e^{-jk_{z1}z})$$

$$+ j\sum_{m=2}^{\infty} a_m \sin(k_{ym}y) e^{jk_{zm}z},$$

$$E_y^0 = E_z^0 = 0, \qquad H_x^0 = 0,$$

$$H_y^0 = \frac{k_{z1}^2}{j\omega\mu_0} \sin(k_{y1}y)(A_4 e^{jk_{z1}z} + A_5 e^{-jk_{z1}z})$$

$$+ \sum_{m=2}^{\infty} \frac{a_m k_{zm}}{j\omega\mu_0} \sin(k_{ym}y) e^{jk_{zm}z},$$

$$H_z^0 = \frac{k_{z1}k_{y1}}{\omega\mu_0} \cos(k_{y1}y)(A_4 e^{jk_{z1}z} - A_5 e^{-jk_{z1}z})$$

$$+ \sum_{m=2}^{\infty} a_m \frac{k_{zm}k_{ym}}{\omega\mu_0} \cos(k_{y1}y) e^{jk_{zm}z},$$

где $k_{ym}^2 + k_{zm}^2 = k_0^2$, $k_{ym} = m\pi/a$; $m = 1, 2, \ldots, n$.

Для определения поля в области II введем электрический векторный потенциал $\mathbf{F}(0, F, 0)$, направленный по оси y (LE-волны) [2–4]

$$\mathbf{E} = -\operatorname{rot} \mathbf{F}. \qquad (6)$$

Векторный потенциал $\mathbf{F}$ удовлетворяет однородному уравнению Гельмгольца

$$\Delta \mathbf{F} + k^2 \mathbf{F} = 0, \qquad (7)$$

где $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$.

Решение уравнения (7) с граничными условиями $E_x(y = d) = 0$ определяет структуру поля в следующей форме:

$$E_x^1 = jk_z \sin\big(k_y(a - y)\big)(A_4' e^{jk_{z1}z} - A_5' e^{-jk_{z1}z}),$$

$$E_y^1 = E_z^1 = 0, \quad H_x^1 = 0,$$

$$H_y^1 = \frac{k_z^2}{j\omega\mu_0} \sin\big(k_y(a - y)\big)(A_4' e^{jk_{z1}z} + A_5' e^{-jk_{z1}z}),$$

$$H_z^1 = -\frac{k_z k_y}{\omega\mu_0} \cos\big(k_y(a - y)\big)(A_4' e^{jk_{z1}z} - A_5' e^{-jk_{z1}z}),$$

где $k_y^2 + k_z^2 = k_0^2$.

Равенство тангенциальных компонент на границе раздела $y = d$ позволяет получить из уравнений Максвелла волновое уравнение для определения амплитуды электрической компоненты поля внутри слоя полупроводника

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k_1^2 - k_z^2 - j\omega\mu_0\sigma)E_x = 0, \qquad (8)$$

где $k_1^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_p$, ε_p — диэлектрическая проницаемость решетки;

$$\sigma = \frac{e^2\big(m_p\nu_p + m_n\nu_n + j\omega(m_p + m_n)\big)n}{m_p m_n(\nu_n + j\omega)(\nu_p + j\omega)}$$

— коэффициент электропроводности электронов и дырок на частоте ω; m_p, m_n — эффективные массы дырок и электронов; ν_p, ν_n — частоты соударений дырок и электронов с узлами решетки; n — концентрация носителей заряда в единице объема.

Вводя обозначения

$$\varepsilon = \varepsilon_p - \frac{k_z^2}{\varepsilon_0\mu_0\omega^2} - \frac{j\sigma}{j\omega\mu_0}, \;\; \psi(y) = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\int \sqrt{\varepsilon}\,dy \;\; (9)$$

и применяя метод ВКБ (Венцеля–Крамера–Бриллюэна), получаем решение уравнения (8) в виде

$$E_x = \frac{C_1 e^{j\psi} + C_2 e^{-j\psi}}{\sqrt[4]{\varepsilon}}(F_3 e^{k_z z} - F_4 e^{-k_z z}). \qquad (10)$$

На стенке волновода $y = 0$ тангенциальная компонента поля $E_x(0) = 0$, что позволяет определить связь между

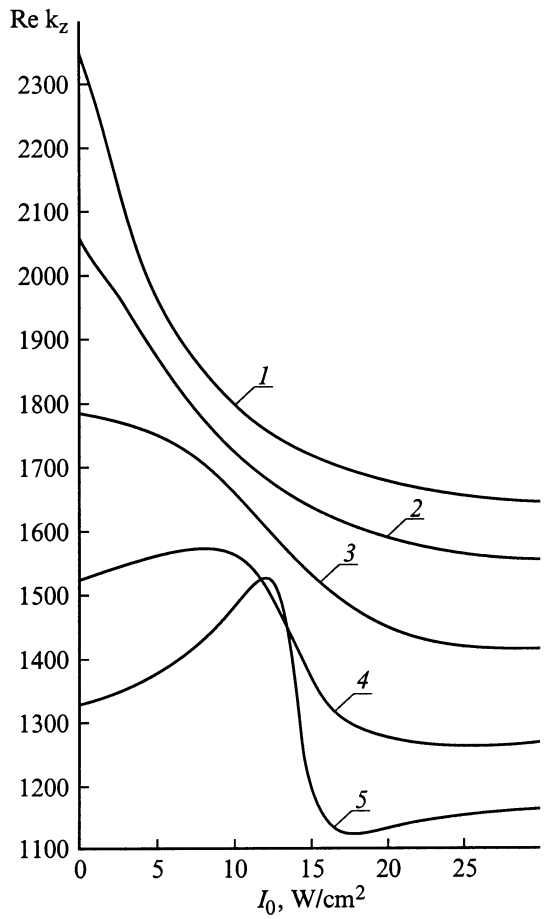

Рис. 2. Зависимости реальной части k_z от интенсивности света I_0. При скорости поверхностной рекомбинации $S = 10\,\mathrm{m/s}$ и при $d = 400$ (*1*), 420 (*2*), 450 (*3*), 480 (*4*), 500 μm (*5*).

постоянными C_1 и C_2. Электромагнитное поле в этом случае можно выразить в следующем виде:

$$E_x = \frac{\sin\bigl(\psi(0) - \psi(y)\bigr)}{\sqrt[4]{\varepsilon}} (F_3 e^{jk_z z} + F_4 e^{-jk_z z}),$$

$$H_y = -\frac{k_z}{\omega\mu_0} \frac{\sin\bigl(\psi(0) - \psi(y)\bigr)}{\sqrt[4]{\varepsilon}} (F_3 e^{jk_z z} - F_4 e^{-jk_z z}),$$

$$H_z = -\frac{1}{\omega\mu_0}\left(\frac{\cos\bigl(\psi(0) - \psi(d)\bigr)\psi'}{\sqrt[4]{\varepsilon}} - \frac{\sin\bigl(\psi(0) - \psi(d)\bigr)\varepsilon'}{4\varepsilon^{5/4}}\right)(F_3 e^{jk_z z} + F_4 e^{-jk_z z}), \quad (11)$$

где $\psi' = d\psi/dy$, $\varepsilon' = d\varepsilon/dy$.

Из уравнения равенства импедансов на границе образца $y = d$

$$\frac{E_x}{H_z} = \frac{E_x^{(1)}}{H_z^{(1)}}$$

следует уравнение для определения постоянной k_y

$$\frac{\mathrm{tg}\bigl[k_y(a - d)\bigr]}{k_y} = \frac{\mathrm{tg}\bigl(\psi(0) - \psi(d)\bigr)}{\psi'(d) + \mathrm{tg}\bigl(\psi(0) - \psi(d)\bigr)/4\varepsilon(d)\varepsilon'(d)}. \quad (12)$$

Приравняем тангенциальные компоненты полей на границах $z = 0$, l и умножим полученные равенства на $\sin(\pi/a)y$, а затем проинтегрируем по переменной y в пределах от 0 до a. В результате интегрирования получаем уравнения

$$jk_{z1}(A_4 - A_5) = 2(\psi_1 + \psi_2)(A_4' - A_5'),$$

$$k_{z1}^2(A_4 + A_5) = 2jk_z(\psi_1 + \psi_2)(A_4' + A_5'),$$

$$jk_{z1}A_5 e^{-jk_z l} = 2(\psi_1 + \psi_2)(A_4' e^{jk_z l} - A_5' e^{-jk_z l}),$$

$$k_{z1}^2 A_5 e^{-jk_{z1} l} = -2jk_z(\psi_1 + \psi_2)(A_4' e^{jk_z l} - A_5' e^{-jk_z l}), \quad (13)$$

где введены обозначения

$$\int_0^d \frac{\sin\bigl(\psi(0) - \psi(y)\bigr)}{\sqrt[4]{\varepsilon}} \sin\left(\frac{\pi}{a}y\right) dy = \psi_1,$$

$$jk_z \int_0^d \sin\bigl(k_y(a - y)\bigr) \sin\left(\frac{\pi}{a}y\right) dy = \psi_2.$$

Из алгебраической системы уравнений (13) следует следующее выражение для коэффициента отражения

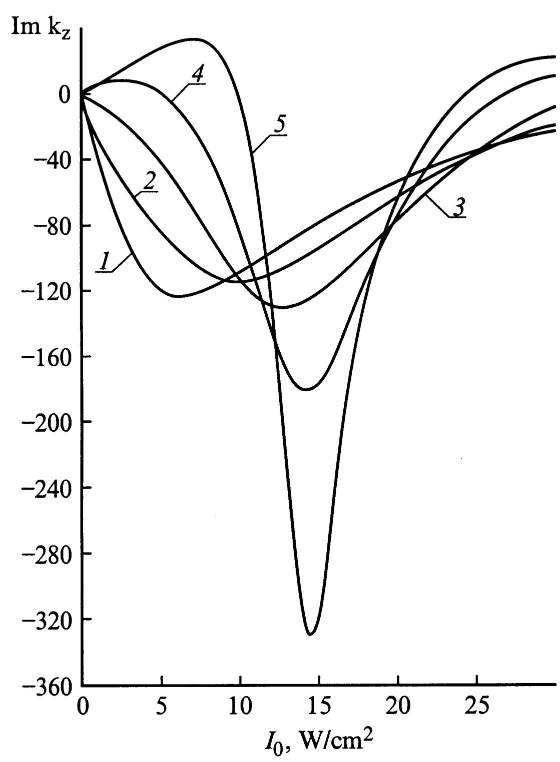

Рис. 3. То же, что на рис. 2, для мнимой части k_z.

волны R от нерегулярного слоя:

$$R = \frac{A_4}{A_5} = \frac{(k_{z1} + k_z)R_1 + k_z - k_{z1}}{(k_{z1} - k_z)R_1 + k_z + k_{z1}}, \qquad (14)$$

где

$$\frac{A'_4}{A'_5} = R_1 = \frac{(k_{z1} - k_z)}{(k_{z1} + k_z)} e^{-2k_z l}$$

— коэффициент отражения СВЧ волны от границы $z = l$.

Решение уравнения (12) для реальной $\mathrm{Re}\,k_z$ и мнимой $\mathrm{Im}\,k_z$ частей k_z как функций интенсивности I представлены на рис. 2 и 3. В пределах $0.48 \leq d \leq 0.5\,\mathrm{mm}$ реализуются минимумы функции $\mathrm{Re}\,k_z$, которые с ростом толщины образца d становятся более выраженными. Значения интенсивности в точках минимума соответствуют условию плазменного резонанса ($\omega = \omega_p$). С увеличением толщины образца влияние скорости поверхностной рекомбинации уменьшается и максимум концентрации реализуется вблизи поверхности $y = d$. Аналогичные зависимости имеет $\mathrm{Im}k_z$.

На рис. 4 представлены зависимости модуля коэффициента отражения сверхвысокочастотной волны от интенсивности света I при различных значениях толщин пластины полупроводника. Полученные зависимости имеют немонотонный характер, причем минимумы $|R|$ смещаются с ростом d в сторону бо́льших значений интенсивности. При плазменном резонансе происходит поглощение энергии СВЧ колебаний, в результате которого отражение от слоя возрастает.

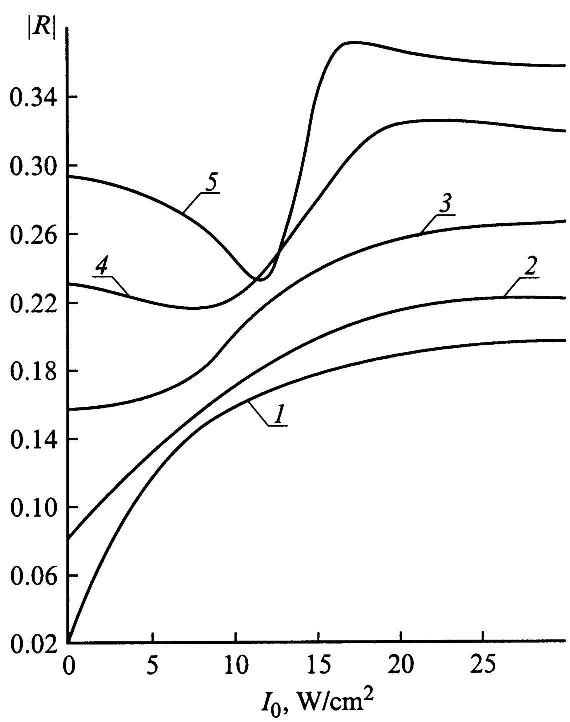

Рис. 4. То же, что на рис. 2, для модуля коэффициента отражения $|R|$.

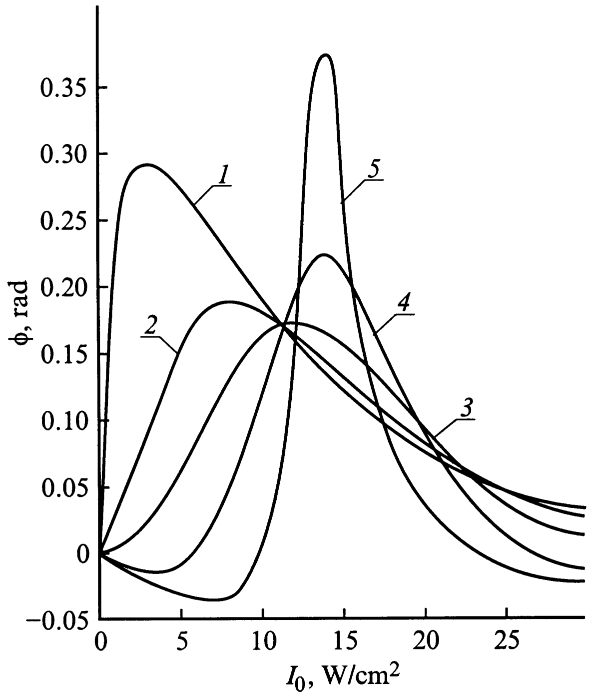

Рис. 5. То же, что на рис. 2, для фазы коэффициента отражения φ.

Соответствующие зависимости фазы коэффициента отражения ϕ от интенсивности представлены на рис. 5. Количественные оценки зависимостей $\mathrm{Re}\,k_z$, $\mathrm{Im}\,k_z$, $|R|$, ϕ приведены для частоты электромагнитного поля $\omega = 9.42 \cdot 10^{11}\,\mathrm{Hz}$ и сечения волноводного тракта $0.8 \times 1.6\,\mathrm{mm}$. В качестве полупроводниковой вставки использовался CdSe с основными параметрами $\mu_n = 0.01\,\mathrm{m^2/(V{\cdot}s)}$, $\mu_p = 0.005\,\mathrm{m^2/(V{\cdot}s)}$, $n_0 = 10^5\,\mathrm{m^{-3}}$, $S = 10\,\mathrm{m/s}$, $\tau_{\mathrm{rec}} = 10^{-6}\,\mathrm{s}$.

В результате теоретических исследований получены зависимости модуля коэффициента отражения и фазы от интенсивности лазерного излучения. Приведенные характеристики определяют возможность использования эффекта взаимодействия СВЧ излучения миллиметрового диапазона с фотоионизированной плазмой для измерений основных параметров лазерных импульсов в инфракрасном и оптическом диапазонах длин волн.

Список литературы

[1] *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.

[2] *Егоров Ю.В.* Частично заполненные прямоугольные волноводы. М.: Сов. радио, 1967.

[3] *Киреев П.С.* Физика полупроводников. М.: Высшая школа, 1975.

[4] *Антонов В.В., Иванов С.В., Царев В.П., Чупис В.Н.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 11. С. 94.