

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОЛЯРИТОНА В СИСТЕМЕ ДИЭЛЕКТРИК—МЕТАЛЛ—ПОЛУПРОВОДНИК НА ФОТООТВЕТ ПОЛУПРОВОДНИКА

Беляков Л. В., Горобей Н. Н., Горячев Д. Н.,
Сресели О. М., Ярошецкий И. Д.

Исследовано влияние поля поверхностного поляритона на фотоответ структуры металл—полупроводник. Рассмотрена задача о возбуждении поверхностного поляритона в трехслойной системе диэлектрик—металлический слой—полупроводник в приближении толстого слоя металла при наличии рельефной дифракционной решетки на границах раздела. Получено выражение для напряженности электрического поля и вектора Пойнтинга поверхностного поляритона в полупроводнике в зависимости от параметров металлического слоя и полупроводника. Проведено сравнение теоретических зависимостей с экспериментальными.

В последние годы для увеличения чувствительности различных фотоприемников используют возбуждение поверхностных поляритонов [1-3]. В частности, при освещении поляризованным светом фотоприемников на основе диодов Шоттки с дифракционной решеткой (ДР) на поверхности на спектральных характеристиках фотоответа наблюдается резонансный максимум, вызванный возбуждением поверхностных поляритонов (ПП) на границе воздух—металл, отношение фотоответов в резонансе и вдали от него составляет величину $I_p/I_0=3-7$ [1, 2]. Для изучения возможности дальнейшего повышения отношения I_p/I_0 и повышения селективной чувствительности фотодиодов необходимо рассмотреть распределение энергии падающего света между тремя средами: диэлектриком (воздухом), металлом и полупроводником при возбуждении ПП в зависимости от параметров этих сред. Ранее рассматривались возбуждение ПП в трехслойной системе с гладкими границами раздела (численный расчет) [4], а также возбуждение ПП в двухслойной системе воздух—металл с ДР (аналитическое решение) [5].

Рассмотрим задачу о возбуждении ПП в трехслойной системе диэлектрик—металлический слой—полупроводник в приближении толстого слоя металла при наличии рельефной ДР на границах раздела. Система координат и направление распространения падающей световой волны показаны на рис. 1. Напряженность электрического поля плоской монохроматической волны ТМ поляризации

$$E(x, y, z, t) = E_0(E_0 \cos \theta, 0, E_0 \sin \theta) \exp(ik_x x + ik_z z) \exp(-i\omega t), \quad (1)$$

где E_0 — амплитуда, ω — частота, $k_1(k_x, 0, k_z)$ — волновой вектор падающей волны. Электрическое поле распространяющихся и дифрагирующих световых волн в разных средах находится из уравнения

$$\nabla \times \nabla \times E_l - (\omega/c)^2 \epsilon_l E_l = 0, \quad (2)$$

где $l=1,2,3$ — диэлектрик, металл и полупроводник соответственно. Рельеф поверхности описывается следующей зависимостью:

$$\xi(x) = \xi_0 \cos qx = \xi_0/2 [\exp(iqx) + \exp(-iqx)], \quad (3)$$

где ξ_0 — амплитуда, q — волновой вектор ДР, равный $2\pi/a$, a — период ДР. Граничные условия выражают требование непрерывности тангенциальных компонентов электрического и магнитного полей на гофрированных границах раздела диэлектрик—металл и металл—полупроводник и аналогичны используемым ранее в [6].

Решения уравнения представим в блоховской форме

$$\mathbf{E}_i^{(m)}(x, z, \omega) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_i^{(m)}(z, \omega) \exp[i(k_x + mq)x] \exp(-i\omega t) \quad (4)$$

и будем искать их, сделав следующие предположения и упрощения: а) используем гипотезу Релея, т. е. решения, справедливые вдали от границ раздела, продолжим на сами границы; б) рассмотрим случай малой гофрировки, т. е. $\xi_0 \ll a$, и используем теорию возмущений (нулевой и первый порядки дифракции); при этом компоненты с $m=0$ описывают поля падающих, отраженных и проходящих волн; связь между ними вытекает из формул Френеля металлооптики для слоистой системы, а компоненты с $m=\pm 1$ описывают поле возбуждаемого ПП в разных средах, т. е. $k_{\parallel}(\omega) = k_x + q$; в) металлический слой считаем толстым, т. е. ПП, возбуждаемые на разных границах, будем рассматривать независимо ввиду их слабого взаимодействия; г) ПП возбуждаются на границе диэлектрик—металл.

$\mathcal{E}_i^{(m)}(z, \omega)$ запишем в следующих видах: в диэлектрике

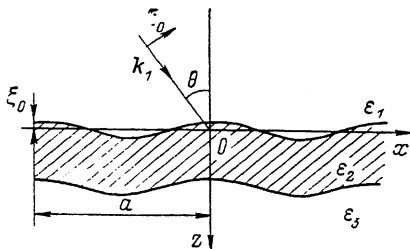


Рис. 1.

$$\mathcal{E}_1^{(m)}(z, \omega) = E_0 \delta_{m0} \exp(ik_{z1}^{(m)}z) + A_m \exp(-ik_{z1}^{(m)}z), \quad (5)$$

в металле

$$\mathcal{E}_2^{(m)}(z, \omega) = B_m \exp(ik_{z2}^{(m)}z) + C_m \exp(-ik_{z2}^{(m)}z) \quad (6)$$

и в полупроводнике

$$\mathcal{E}_3^{(m)}(z, \omega) = T_m \exp(ik_{z3}^{(m)}z), \quad (7)$$

где

$$k_{z_l}^{(m)} = [\varepsilon_l(\omega/c)^2 - (k_x + mq)^2]^{1/2}, \quad (8)$$

$l=1, 2, 3; m=0, \pm 1; \delta_{m0}$ — символ Кронекера. Видно, что при $m=0$ постоянная распространения волны вдоль оси z имеет действительное значение в неактивных первой и третьей средах, что соответствует объемной световой волне, а при возбуждении ПП ($m=\pm 1$) $k_{z1}^{(1)}$ и $k_{z2}^{(1)}$ мнимые, т. е. поле ПП экспоненциально затухает при удалении от границы раздела, вдоль которой он распространяется. Обращает на себя внимание и то, что величина $k_{z3}^{(1)}$ при $m=\pm 1$ и $\varepsilon_3 > k_{\parallel}c/\omega$ действительна, т. е. поле ПП при переходе из металла в третью среду с достаточно большим ε_3 переизлучается в обычную объемную световую волну.

В решениях этой довольно громоздкой задачи нас будут интересовать поле ПП в полупроводнике ($\mathcal{E}_3^{(1)}$) и соотношение между ним и неполяризованной частью поля прошедшей насквозь падающей волны ($\mathcal{E}_3^{(0)}$). $\mathcal{E}_3^{(0)}$ при $z=d$ описывается известным выражением

$$\mathcal{E}_3^{(0)} \equiv T_0 = E_0 \frac{d_{12}^0 d_{23}^0 \exp(ik_2 d)}{1 + r_{12}^0 r_{23}^0 \exp(i2k_2 d)}, \quad (9)$$

а $\mathcal{E}_3^{(1)} \equiv T_1$ получим после ряда преобразований и упрощений (в частности, далее приводятся формулы для «резонансной» ДР, $k_{\parallel} = q$) в виде

$$T_1 = \frac{i\xi_0 E_0}{2} \frac{k_{z1}^0 k_{z2}^1 \varepsilon_2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) (1 - r_{12}^0) (1 + r_{23}^0) \exp(ik_2^1 d)}{(\varepsilon_2 k_{z1}^1 + \varepsilon_1 k_{z2}^1) \varepsilon_1 [1 + r_{12}^0 r_{23}^0 \exp(i2k_2^1 d)] [1 + r_{12}^1 r_{23}^1 \exp(i2k_2^1 d)]}, \quad (10)$$

где

$$d_{ij}^0 = \frac{2\varepsilon_j k_{zi}^0}{\varepsilon_j k_{zi}^0 + \varepsilon_i k_{zj}^0}, \quad r_{ij}^m = \frac{\varepsilon_j k_{zi}^m - \varepsilon_i k_{zj}^m}{\varepsilon_j k_{zi}^m + \varepsilon_i k_{zj}^m}. \quad (11)$$

Полагая $k_{z2}^0 \cong k_{z2}^1 = k_2$ и $k_{z3}^0 \cong k_{z3}^1 = k_3$, т. е. $|\varepsilon_2|, \varepsilon_3 \gg 1$, и обозначив $k_{z1}^1 = k_1$, получим, что отношение амплитуд равно

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{-i\xi_0}{2} \frac{k_1 k_2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) (k_2 \varepsilon_3 + k_3 \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1 k_2 + \varepsilon_2 k_1) (\varepsilon_2 k_3 + \varepsilon_3 k_2) + (\varepsilon_1 k_2 - \varepsilon_2 k_1) (\varepsilon_2 k_3 - \varepsilon_3 k_2) \exp(i2k_2 d)}. \quad (12)$$

Можно показать, что условие возбуждения ПП в трехслойной системе с гладкими границами заключается в равенстве нулю знаменателя этого выражения. В нулевом порядке теории возмущений по малому параметру $\exp(i2k_2 d)$ это условие сводится к условию возбуждения ПП в двухслойной системе диэлектрик—металл

$$\varepsilon_1 k_2 + \varepsilon_2 k_1 = 0, \quad (13)$$

т. е. $k_{\pi} = k_0 [|\varepsilon_1 \varepsilon_2 / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)|]^{1/2}$; $k_0 = \omega/c$.

Как показано в [7], при больших d влияние второй границы раздела приводит к поправке порядка $\text{const} \cdot \exp(i2k_2 d)$ к величине k_{π} . При возбуждении ПП в на-

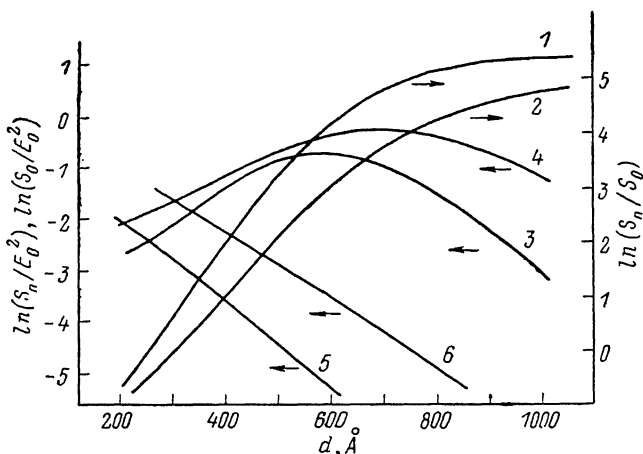


Рис. 2. Зависимость величин S_{π}/S_0 (1, 2), S_{π} (3, 4) и S_0 (5, 6) от толщины слоя металла d . λ , мкм: 1, 3, 5 — 0.6328, 2, 4, 6 — 0.5145.

шем случае знаменатель выражения (12) стремится к нулю, но остается конечной величиной благодаря наличию затухания в структуре (диссипация и потери на переизлучение ПП на ДР).

Учтем комплексность диэлектрической проницаемости ε_2 и связанного с ней k_2 и преобразуем (12), введя обозначения

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2'', \quad \varepsilon_1 = 1, \quad k_1 = i\gamma_1 = ik_0 [(k_{\pi}/k_0)^2 - 1]^{1/2}, \quad (14)$$

$$k_2 = i\gamma_2 = ik_0 [(k_{\pi}/k_0)^2 - \varepsilon_2]^{1/2}, \quad \gamma_2 = \gamma_2' + i\gamma_2''.$$

Тогда

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{\xi_0}{2} \frac{-\gamma_1 [\gamma_2' (\varepsilon_2' - 1) + i(\gamma_2'' \varepsilon_2' + \gamma_2' \varepsilon_2'')] }{(\gamma_2' + \gamma_1 \varepsilon_2') + i(\gamma_2'' + \gamma_1 \varepsilon_2'') + \frac{f_1 + if_2}{f_3} \exp(-2\gamma_2' d)}, \quad (15)$$

где

$$f_1 = (\gamma_2' - \gamma_1 \varepsilon_2') [-\varepsilon_3^2 (\gamma_2'')^2 + k_3^2 (\varepsilon_2'')^2] + 2k_3 \varepsilon_3 \gamma_2' \varepsilon_2' (\gamma_2'' - \gamma_1 \varepsilon_2''),$$

$$f_2 = (\gamma_2'' - \gamma_1 \varepsilon_2'') [-\varepsilon_3^2 (\gamma_2')^2 + k_3^2 (\varepsilon_2')^2] - 2k_3 \varepsilon_3 \gamma_2' \varepsilon_2' (\gamma_2' - \gamma_1 \varepsilon_2'),$$

$$f_3 = (\varepsilon_3 \gamma_2' + k_3 \varepsilon_2'')^2 + (\varepsilon_3 \gamma_2'' - k_3 \varepsilon_2')^2.$$

Для сравнения с экспериментом целесообразно определить отношение средних по периоду значений вектора Пойнтинга переизлученной поляритонной волны в полупроводнике S_{π} и проходящей насквозь объемной (френелевской) волны S_0 :

$$\frac{S_{\pi}}{S_0} = \left(\frac{T_1}{T_0}\right) \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^* =$$

$$= \left(\frac{\xi_0 \gamma_1}{2}\right)^2 \frac{(\gamma_2')^2 (\varepsilon_2' - 1)^2 + (\gamma_2'' \varepsilon_2' + \gamma_2' \varepsilon_2'')^2}{\left[(\gamma_2' + \gamma_1 \varepsilon_2') + \frac{f_1}{f_3} \exp(-2\gamma_2' d)\right]^2 + \left[(\gamma_2'' + \gamma_1 \varepsilon_2'') + \frac{f_2}{f_3} \exp(-2\gamma_2' d)\right]^2}. \quad (16)$$

Результаты численного расчета этого выражения приведены на рис. 2 с учетом того, что $k_{\pi}/k_0 \cong 1$, $|\varepsilon_2'|$ и $\varepsilon_3 \gg 1$, ε_2' отрицательна, $\gamma_2' \cong k_0 \times |\varepsilon_2'|^{1/2}$, $\gamma_2'' \ll \gamma_2'$, $\gamma_2'' = -0.5k_0 \varepsilon_2'' |\varepsilon_2'|^{-1/2}$, $k_3 \cong k_0 \varepsilon_3^{1/2}$. На больших толщинах γ_1 вычислялась по (13): $\gamma_1 \cong k_0 (|\varepsilon_2'| - 1)^{-1/2}$, а для относительно небольших толщин учитывалась поправка Δk_{π} работы [7]. На рис. 2 приведены зависимости S_{π}/S_0 от толщины металлического слоя в системе воздух—Ag—GaAs для двух длин волн возбуждающего света $\lambda=0.6328$ и 0.5145 мкм при $\xi_0=100$ Å (кривые 1, 2). Оптические постоянные для Ag взяты из [8], а для GaAs — из [9].

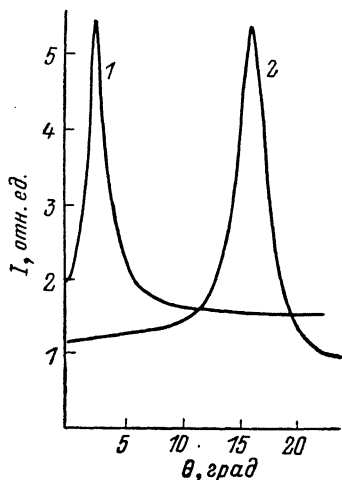


Рис. 3. Зависимость фотоответа структуры Ag—GaAs от угла падения ТМ поляризованного света.

λ , мкм: 1 — 0.6328, 2 — 0.5145.
 Параметры ДР: $a=0.637$ мкм,
 $\xi=150$ Å. Толщина Ag $d=620$ Å.

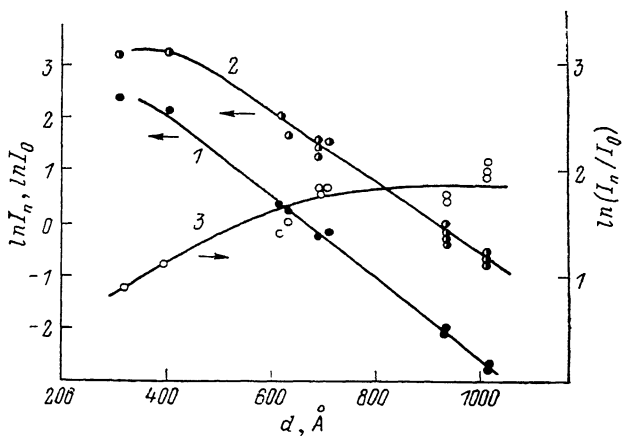


Рис. 4. Зависимость фотоответа структуры от толщины металлического слоя d .

1 — I_{π} , 2 — I_0 , 3 — I_{π}/I_0 .

Анализ зависимости (16) показывает, что при достаточно малой толщине d , но при которой приближение толстого слоя уже работает, слагаемые, стоящие в знаменателе (16) и зависящие от d , превышают постоянные члены и отношение S_{π}/S_0 растет. Эти слагаемые описывают затухание ПП из-за его переизлучения в объемную волну в полупроводнике. По мере увеличения d экспоненциальные множители уменьшаются и, следовательно, поле ПП растет. Однако при дальнейшем увеличении d определяющую роль в выражении (16) играют постоянные члены, главным образом $\gamma_2'' + \gamma_1 \varepsilon_2''$, описывающие затухание ПП, обусловленное диссипацией в металле. Отношение S_{π}/S_0 становится постоянным, но сами величины S_{π} и S_0 экспоненциально уменьшаются с ростом d . Надо отметить, что в некотором интервале толщин S_{π} растет по абсолютной величине с ростом d (рис. 2, кривые 3, 4). Этот интересный, но не очевидный эффект связан, по-видимому, с разным поглощением в металле поляризованной антисимметричной моды и объемной световой волны.

Экспериментально исследовалась величина резонансного пика фотоответа структуры типа диода Шоттки с ДР на границе раздела при возбуждении ПП на границе воздух—металл (I_{π}) в зависимости от толщины металлического слоя d и в сравнении с фотоответом в отсутствие возбуждения ПП (I_0). Можно полагать, что отношение этих величин эквивалентно отношению S_{π}/S_0 , так как

фотоответ структуры с поверхностью барьером пропорционален интенсивности света, вошедшего в полупроводник.

На поверхности образцов GaAs ($n=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) методом фотохимического интерференционного травления [10] изготавливались рельефные ДР с шагом 0.5 мкм и глубиной 300 Å ($\xi_0=150 \text{ Å}$), поверх которых напылялся слой Ag; толщина последнего определялась по оптической плотности контрольных слоев на стеклянных подложках и с помощью интерференционного микроскопа. Условие «толстого» слоя для Ag [$\exp(-2\gamma_2 d) \ll 1$] выполняется начиная с толщин 150—200 Å, поэтому d выбиралось в пределах от 200 до 1000 Å. Измеряли фототок или фотоэдс между Ag и омическим контактом на тыльной стороне образца GaAs при освещении ТМ поляризованным светом с $\lambda=0.6328$ и 0.5145 мкм при угле падения, соответствующем условию возбуждения ПП (I_{\parallel});

$$k_{\bullet} \sin \theta + q = k_{\text{н}}, \quad (17)$$

и в отсутствие возбуждения ПП (I_0). Экспериментальные кривые приведены на рис. 3. На рис. 4 приведены зависимости I_0 , I_{\parallel} и I_{\parallel}/I_0 от толщины металла. Зависимость I_0 от толщины d , как и следовало ожидать, хорошо спрямляется в координатах $\ln I_0 = f(d)$, наклон прямой дает $\gamma_2 = 3.9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, что несколько меньше расчетного значения $4.26 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Зависимость I_{\parallel} от d (рис. 4, кривая 2) имеет немонотонный характер, но предсказанного теорией возрастания S_{\parallel} и, следовательно, I_{\parallel} не наблюдается. Увеличение d приводит к более пологому спаду I_{\parallel} , чем I_0 . Отношение I_{\parallel}/I_0 (рис. 4, кривая 3) растет с увеличением толщины слоя d , а при больших толщинах стремится к насыщению, т. е. качественно ход зависимости I_{\parallel}/I_0 повторяет ход зависимости S_{\parallel}/S_0 .

Обращает на себя внимание существенное различие в абсолютных величинах экспериментально полученного отношения поляритонного пика фотоответа к фотоответу без возбуждения ПП (порядка 10) и предсказанного теорией (до 280 на толстых слоях Ag). Возможной причиной этого может быть то, что теория возмущений справедлива для относительно малых глубин ДР и не учитывает переизлучения ПП в воздух и полупроводник, связанного с расстройением ПП по гофрированной поверхности. Однако наши оценки показывают, что более существенной причиной следует считать наличие заметного диффузного рассеяния света поверхностью образцов, связанного с химическим растравливанием полупроводника в процессе изготовления ДР и не учитываемого расчетом. Поэтому можно ожидать, что более качественное изготовление ДР и слоев серебра (имеется в виду влияние технологии напыления Ag на величину ϵ_2) приведет к значительному росту отношения I_{\parallel}/I_0 .

Авторы признательны В. А. Кособикину и Б. Л. Румянцеву за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. — Письма ЖТФ, 1985, т. 11, в. 19, с. 1162—1165.
- [2] Berthold K., Beinstingl W., Berger R., Gornik E. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 48, N 8, p. 526—528.
- [3] Berthold K., Hopfel R. A., Gornik E. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 46, N 7, p. 626—628.
- [4] Fergusson P., Wallis R., Chauvet G. — Surf. Sci., 1979, v. 82, N 1, p. 255—269.
- [5] Емельянов В. И., Семиногов В. Н., Соколов В. И. — Квант. электрон., 1987, т. 14, в. 1, с. 33—46.
- [6] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. М., 1985. 525 с.
- [7] Kretschmann E. — Z. Physik, 1971, Bd 241, H. 4, S. 313—324.
- [8] Johnson P. B., Christy R. W. — Phys. Rev., 1972, v. 6B, N 12, p. 4370—4379.
- [9] Aspnos D. E., Studna A. A. — Phys. Rev., 1983, v. 27B, N 6, p. 985—991.
- [10] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Парицкий Л. Г., Сресели О. М. — ФТП, 1976, т. 10, в. 8, с. 1603.