

УДК 621.383;535.375

## СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ Ag – O – Cs ФОТОКАТОДА С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ

Ю. Н. Поливанов, В. В. Чуянов

*Проведено измерение спектральной чувствительности фотокатода, представляющего собой тонкую пленку серебра, одна из поверхностей которой активирована слоем оксида цезия. Для увеличения эффективности фотокатода реализована схема, в которой падающий свет резонансно возбуждает поверхностные плазмонные поляритоны, локализованные вблизи активированной поверхности серебра. Измерения показали, что чувствительность такого фотокатода в диапазоне 0,63 – 1,15 мкм примерно на порядок превышает чувствительность промышленных кислородно-цезиевых фотокатодов S-1.*

Важной задачей при создании фотоприемников является увеличение квантовой эффективности и расширение области спектральной чувствительности фотокатодов, в частности, в инфракрасный (ИК) диапазон. Один из возможных способов улучшения указанных параметров фотоприемников основан на преобразовании падающего света в фототок при возбуждении поверхностных плазмонных поляритонов (ПП) [1, 2]. Использование ПП в фотоприемниках с внутренним фотоэффектом посвящен обзор [3]. Увеличение квантовой эффективности и возможное расширение диапазона спектральной чувствительности в схеме с возбуждением ПП обусловлены, в частности, эффектом усиления поля ПП вблизи границы раздела (амплитуда поля ПП может значительно превышать амплитуду падающей волны) [4], а также возрастанием вклада поверхностного фотоэффекта вблизи пороговой энергии фотоэмиссии [5, 6].

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию спектральной зависимости фотоотклика (внешнего фотоэффекта) структуры призма – пленка серебра –

слой оксида цезия – вакуум при возбуждении ПП падающим светом (по схеме Крейтчмана [7, 8]) на границе раздела серебро – оксид цезия – вакуум. Проводится сопоставление свойств данной структуры со свойствами выпускаемого промышленностью серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода (обозначаемого в зарубежной литературе как S-1).

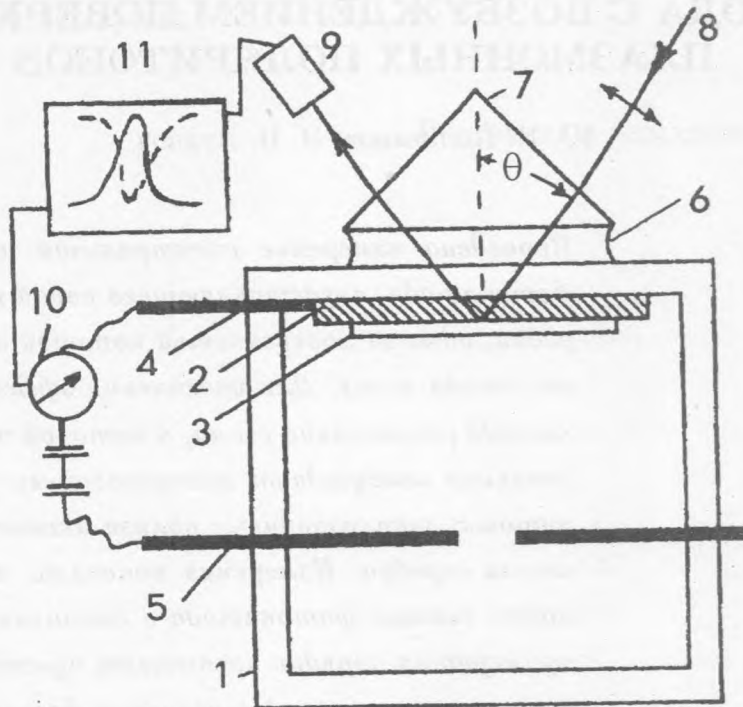


Рис. 1. Структура фотокатода и схема возбуждения ПП. 1 – стеклянная колба, откачанная до  $10^{-5}$  торр; 2 – пленка серебра толщиной  $400 \pm 10 \text{ \AA}$ ; 3 – слой оксида цезия; 4 – катод; 5 – анод; 6 – иммерсионный слой; 7 – стеклянная  $90^\circ$  призма; 8 – р-поляризованное лазерное излучение, падающее на структуру под углом  $\theta$ , 9 – фотоприемник; 10 – измеритель тока; 11 – двухперьевой самописец.

Исследование проводилось на образце, структура которого показана на рис. 1. Образец представлял собой откачанную до давления  $10^{-5}$  торр стеклянную цилиндрическую колбу (1) с плоскими окнами на торцах. На внутреннюю поверхность одного из окон с помощью вакуумного распыления была нанесена пленка серебра (2) толщиной  $400 \pm 10 \text{ \AA}$ , которая активировалась слоем оксида цезия (3) толщиной около  $70 \text{ \AA}$  для понижения работы выхода электронов из серебра. Слой оксида цезия создавался путем напыления цезия на серебро с последующим окислением с помощью тлеющего разряда в атмосфере

кислорода. В колбу были впаяны электроды (катод (4) и анод (5)), позволяющие измерять фототок при фотоэмиссии электронов из серебра, активированного оксидом цезия, в вакуум.

ПП возбуждались на активированной оксидом цезия поверхности серебра методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) по схеме Крейтчмана [7, 8]. Для этого к окну колбы гипотенузной гранью прижималась  $90^\circ$  стеклянная призма (7) через иммерсию (6). Лазерный луч (8), поляризованный в плоскости падения ( $p$ -поляризация), падал на пленку со стороны призмы под углом  $\theta$ . Для контроля за возбуждением ПП снималась зависимость интенсивности отраженного сигнала, регистрируемого с помощью фотоприемника (9), от угла падения  $\theta$  (угловые спектры НПВО). Одновременно с отражением регистрировался фототок и оба сигнала записывались с помощью двухперьевого самописца, движение ленты которого было синхронизовано с изменением угла падения  $\theta$ .

На рис. 2 в качестве примера приведены экспериментальные зависимости фототока  $I$  и коэффициента отражения  $R$  от угла падения  $\theta$   $p$ -поляризованного излучения гелий-неонового лазера с длиной волны  $632,8$  нм, полученные с использованием структуры, показанной на рис. 1. Резкое уменьшение коэффициента отражения структуры и острый пик фототока при угле падения  $\theta = 45,2^\circ$  соответствуют резонансному возбуждению ПП. Это происходит при условии равенства тангенциальной составляющей волнового вектора падающего со стороны призмы излучения  $k_x = (2\pi/\lambda)n_1 \sin \theta$  (здесь  $\lambda$  – длина волны падающего излучения,  $n_1$  – показатель преломления призмы на длине волны  $\lambda$ ) и действительной части  $\text{Re}k_{sp}$  волнового вектора ПП, локализованных вблизи активированной поверхности серебра.

Действительно, коэффициент отражения изучаемой нами четырехслойной структуры определяется соотношением [9]

$$\mathbf{R}(\theta) \equiv |r_{1234}|^2 = \left| \frac{r_{12} + r_{234} \exp[2ik_{2z}d]}{1 + r_{12}r_{234} \exp[2ik_{2z}d]} \right|^2 \quad (1)$$

Здесь

$$r_{ij} = (\epsilon_j k_{iz} - \epsilon_i k_{jz}) / (\epsilon_j k_{iz} + \epsilon_i k_{jz})$$

– френелевский коэффициент отражения ( $i, j = 1, 2, 3, 4$ ) на границе раздела между средами  $i$  и  $j$  (индексы 1, 2, 3 и 4 обозначают соответственно стекло, серебро, оксид

цезия и вакуум),  $\epsilon_j$  – в общем случае комплексная частотно-зависящая диэлектрическая проницаемость среды  $j$ ,  $d$  – толщина серебряной пленки,

$$k_{iz} = [(\omega/c)^2 \epsilon_i - k_x^2]^{1/2}$$

представляет собой нормальную составляющую волнового вектора падающего излучения частоты  $\omega$  в среде  $i$ , а  $k_x$  – тангенциальную составляющую,

$$r_{234} = \frac{r_{23} + r_{34} \exp[2ik_{3z}\delta]}{1 + r_{23}r_{34} \exp[2ik_{3z}\delta]}, \quad (2)$$

где  $\delta$  – толщина слоя оксида цезия.

Минимум отражения  $R(\theta)$  реализуется при стремлении к нулю знаменателя в выражении (1). Вблизи минимума отражения выражение (1) может быть сведено к достаточно простому виду, если воспользоваться реализуемым в нашем эксперименте приближением

$$|\exp(2ik_{2z}d)| \ll 1, \quad |k_{3z}\delta| \ll 1.$$

В этом случае

$$R(\theta) = 1 - \frac{4[\text{Im}k_0 + \text{Im}k_\delta]\text{Im}k_R}{[k_x - \text{Re}k_{sp}]^2 + [\text{Im}k_{sp}]^2}. \quad (3)$$

Здесь

$$k_{sp} = k_0 + k_R + k_\delta, \quad (4)$$

где

$$k_0 = \frac{\omega}{c} \left[ \frac{\epsilon_2 \epsilon_4}{\epsilon_2 + \epsilon_4} \right]^{1/2} \quad (5)$$

описывает дисперсию ПП на границе металл-вакуум,

$$k_R = \frac{\omega}{c} \frac{2}{\epsilon_2 + \epsilon_4} \left[ \frac{\epsilon_4 \epsilon_2}{\epsilon_2 + \epsilon_4} \right]^{3/2} r_{12|k=k_0} \exp \left\{ \frac{4\pi i d}{\lambda} \frac{\epsilon_2}{[\epsilon_2 + \epsilon_4]^{1/2}} \right\} \quad (6)$$

– изменение дисперсии ПП из-за влияния призмы, а

$$k_\delta = i \frac{\omega}{c} \left[ \frac{\epsilon_2 \epsilon_4}{\epsilon_2 + \epsilon_4} \right] \frac{1}{[\epsilon_2 \epsilon_4]^{1/2}} \frac{[\epsilon_3 - \epsilon_4][\epsilon_3 - \epsilon_2]}{\epsilon_3[\epsilon_4 - \epsilon_2]} \frac{2\pi \delta}{\lambda} \quad (7)$$

– влияние слоя оксида цезия на дисперсию ПП.

Из выражения (3) видно, что "провал" в отражении происходит при  $k_x \equiv (\omega/c)n_1 \sin \theta = \text{Re}k_{sp}$ , т.е. при равенстве тангенциальной составляющей волнового вектора падающего со стороны призмы света и действительной части волнового вектора ПП (4) на активированной поверхности серебра. "Провал" имеет форму, близкую к лоренцевской, а его ширина определяется мнимой частью  $\text{Im}k_{sp}$  волнового вектора ПП. Из (3) и (4) следует также, что глубина "провала" при резонансном значении угла  $\theta_{res}$ , отвечающего минимуму отражения, равна

$$1 - R(\theta_{res}) = \frac{4[\text{Im}k_0 + \text{Im}k_\delta]\text{Im}k_R}{[\text{Im}k_0 + \text{Im}k_R + \text{Im}k_\delta]^2}.$$

Отсюда видно, что 100% преобразование падающей волны в ПП (нулевое отражение,  $R(\theta_{res}) = 0$ ) может быть реализовано при  $\text{Im}k_R = \text{Im}k_0 + \text{Im}k_\delta$ , т.е. при равенстве радиационных потерь (за счет обратного преобразования ПП в свет через призму), определяемых величиной  $\text{Im}k_R$ , и джоулевых потерь, определяемых поглощением ПП в пленке серебра и слое оксида цезия,  $\text{Im}k_0 + \text{Im}k_\delta$ . Согласно (4) - (7) это условие может быть выполнено путем соответствующего выбора оптимальных толщин пленки серебра и слоя оксида цезия и было реализовано в наших экспериментах. Действительно, из спектра НПВО, приведенного на рис. 2 (кривая  $R$ ), видно, что отражение в минимуме падает практически до нуля, что соответствует полному преобразованию падающей волны в ПП.

Заметим, что толщины пленки серебра и слоя оксида цезия контролировались нами в процессе их напыления. Результаты исследования свойств результирующей структуры, которые необходимы для осуществления контроля толщин, а также вопросы, касающиеся реализации условий полного преобразования падающего излучения в ПП, изложены в работе [9].

При проведении измерений спектральной чувствительности полученного фотокатода (рис. 1) мы использовали излучение непрерывных титан-сапфирового лазера с перестраиваемой длиной волны в диапазоне 0,71 - 0,98 мкм, гелий-неонового лазера с длинами волн 0,63 мкм и 1,15 мкм, а также лазера на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом с длиной волны 1,064 мкм. Поскольку условие резонансного возбуждения ПП ( $\theta_{res}$ ) зависит от длины волны падающего излучения, что обусловлено главным образом дисперсией ПП, на каждой заданной длине волны осуществлялась подстройка угла  $\theta$  на максимум фототока. При этом условия проводились измерения мощности падающего излучения и величины фототока. Далее изменялась длина волны излучения и процедура повторялась. Результаты измерений приведены на рис. 3 (кривая SP).

Ошибка измерений составляла примерно 25%. Для сравнения на этом же рисунке приведена спектральная чувствительность промышленного серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода (кривая S-1).

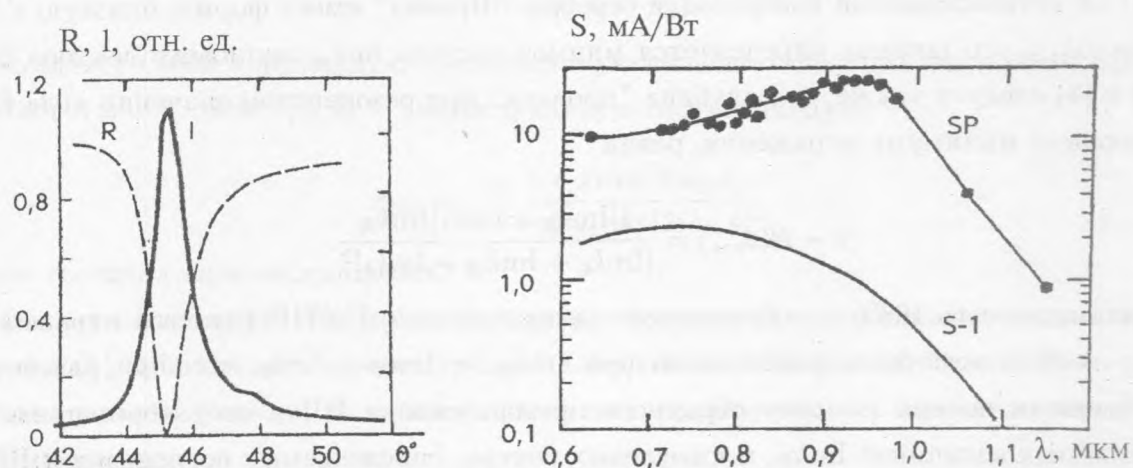


Рис. 2. Угловые зависимости фототока  $I$  и коэффициента отражения  $R$ , полученные при длине волны падающего излучения  $\lambda = 632,8$  нм с использованием схемы, показанной на рис. 1.

Рис. 3. Кривые спектральной чувствительности промышленного серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода (S-1) и исследованного в данной работе фотокатода с возбуждением ПП (SP). Точки - результаты измерений.

Из рис. 3 видно, что чувствительность фотокатода с возбуждением ПП примерно на порядок превышает чувствительность фотокатода S-1 в спектральном диапазоне 0,63 - 1,15 мкм. Интересно отметить также, что максимум спектральной чувствительности фотокатода с возбуждением ПП (расположенный вблизи 0,95 мкм) значительно сдвинут в длинноволновую область относительно максимума фотокатода S-1, который расположен вблизи длины волны 0,75 мкм. Этот сдвиг является, по-видимому, следствием проявления особенностей в спектральной зависимости вклада поверхностного фотоэффекта по отношению к объемному при возбуждении ПП. Действительно, в [5, 6] показано, что при возбуждении ПП роль поверхностного фотоэффекта возрастает по мере приближения энергии кванта падающего излучения (со стороны высоких энергий) к порогу фотоэмиссии и вблизи пороговой энергии его вклад может на порядок превышать объемный фотоэффект.

В заключение следует отметить, что в изученной структуре фотокатода серебряная пленка является одновременно носителем ПП и эмиттером фотоэлектронов. Однако на пленку можно наносить фотокатод, сформированный независимо от пленки, и тогда металл будет выполнять только функцию носителя ПП. В этом случае можно использовать различные фотокатоды и особенно привлекательными являются, по-видимому, фотокатоды с малым поглощением. В качестве носителя ПП наиболее предпочтительными являются благородные металлы, обладающие большой величиной отношения действительной части диэлектрической проницаемости к мнимой, которая фактически определяет эффект усиления поля вблизи границы раздела, обусловленный резонансным возбуждением ПП.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Endriz J. G. Appl. Phys. Lett., **25**, 261 (1974).
- [2] Hincelin G., Septier A. Proc. 7th Intern. Congr. & 3rd Intern. Conf. Solid Surface, eds. R. Dobrozemsky F. Rundenaur, F. P. Viehbock, A. Breit (F. Berger and Sohne, Viena, 1977), p. 1269.
- [3] Беляков Л. В., Оресели О. М. ФТП, **25**, 1281 (1991).
- [4] Weber W. H., Ford G. W. Opt. Lett., **6**, 122 (1981).
- [5] Endriz J. G. Phys. Rev., **В 7**, 3464 (1973).
- [6] Hincelin G. Phys. Rev., **В 24**, 787 (1981).
- [7] Kretschmann E. Z. Phys., **241**, 313 (1971).
- [8] Дмитрук Н. Л., Литовченко В. Г., Стрижевский В. Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев, Наукова думка, 1989.
- [9] Поливанов Ю. Н., Саяхов Р. Ш., Чуянов В. В. Труды ИОФАН, **43**, 104 (1993).