

# Диагностика эффективности возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов квантовыми точками с помощью поляризационных измерений выходного излучения

© В.А. Кукушкин<sup>+\*</sup>†, Н.В. Байдусь<sup>\*‡</sup>, А.В. Здорвейцев<sup>‡</sup>

<sup>+</sup> Институт прикладной физики Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>\*</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>‡</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 30 июня 2014 г. Принята к печати 14 ноября 2014 г.)

Разработан метод диагностики эффективности возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл–полупроводник активными квантовыми точками с помощью поляризационных измерений выходящего излучения. Он заключается в экспериментальном нахождении отношения интенсивности этого излучения с ортогональной к плоскости наногетероструктуры поляризацией к аналогичной величине с лежащей в этой плоскости поляризацией при двух различных расстояниях от слоя квантовых точек до границы металл–полупроводник. По результатам этих измерений определяются все неизвестные параметры в построенной в данной работе математической модели, позволяющей вычислить скорость возбуждения активными квантовыми точками поверхностных плазмон-поляритонов. В результате эта скорость может быть найдена без использования дорогостоящего и громоздкого оборудования для измерения малых времен.

## 1. Введение

Поверхностные плазмон-поляритоны представляют собой локализованные на границе раздела двух сред с различными знаками действительных частей их диэлектрических проницаемостей самосогласованные колебания поляризации и электромагнитного поля [1]. Масштабы распределения последнего в них по всем трем координатам могут быть значительно меньше длины его волны как в вакууме, так и в любой из этих сред, взятых по отдельности. Это позволяет согласовать малые размеры микро- и наноэлектронных схем с относительно большими расстояниями, на которых меняется электромагнитное поле оптического и инфракрасного частотных диапазонов в однородных средах. В результате появляется возможность эффективно использовать излучение этой характеризующейся большим количеством источников частотной области в оптоэлектронике, нанофотонике, микроскопии, биодетектировании и других приложениях.

Одной из основных проблем при практическом использовании поверхностных плазмон-поляритонов является их быстрое затухание с пройденным расстоянием, обусловленное сильной омической диссипацией электромагнитного поля в веществе с отрицательной действительной частью диэлектрической проницаемости (как правило, в металле). В результате для их транспортировки необходимо создание специальных волноводов с усиливающей средой, которая в какой-то степени компенсировала бы их поглощение (см. расчеты и ссылки

на соответствующие экспериментальные работы в [2]). Однако вследствие относительно больших длин волн оптического или инфракрасного излучения эффективность его ввода в эти малоапертурные устройства является весьма низкой.

В результате внимание исследователей было привлечено к идее создания плазмон-поляритонного лазера (так называемого спазера), в котором усиливающая среда, помещенная в микро- или даже нанорезонатор, сама генерировала бы поверхностные плазмон-поляритоны. Несколько лет назад появились первые сообщения о реализации таких устройств [3–5]. Их характеристики, однако, еще далеки от желаемых для практических применений.

Проблемами, затрудняющими практическое применение плазмон-поляритонных источников, являются, с одной стороны, громоздкость и дороговизна оптических схем для их накачки [6,7] и, с другой стороны, трудность использования для этого электрического тока [8]. В последнее время исследуются несколько типов генераторов плазмон-поляритонов с токовой накачкой, созданных на основе светоизлучающих диодов [9,10], структур металл–диэлектрик–полупроводник [11], металлических волноводов [12] и светодиодов с квантовыми ямами [13–15]. Одна из основных проблем при токовой накачке плазмон-поляритонного диода — это близость металлического электрического контакта к активной области (расстояние между ними обычно должно быть < 100 нм), продиктованная необходимостью обеспечить эффективное преобразование электрической энергии в энергию поверхностных плазмон-поляритонов [16]. Со-

† E-mail: vakuk@appl.sci.nnov.ru

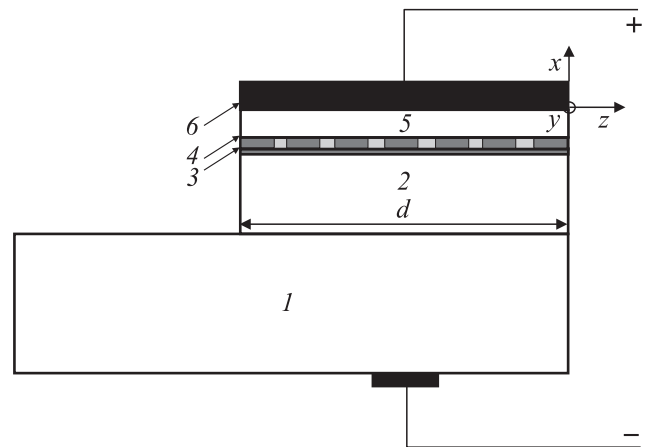
здание структур с такими параметрами является нетривиальной задачей вследствие трудностей формирования  $p-n$ -переходов на таких толщинах, а также увеличения роли безызлучательной рекомбинации на границе с металлом.

Интересным объектом для исследования в качестве активной области плазмон-поляритонных источников являются квантовые точки (КТ) благодаря их высокому ограничивающему потенциалу и, как следствие, способности сохранять высокую интенсивность люминесценции при комнатной температуре [17]. Ранее были исследованы основные закономерности фотолюминесценции сферических КТ, расположенных вблизи плоского металлического контакта [18]. Основными из них являются поляризация выходного излучения и ускорение времени излучательной рекомбинации экситонов в КТ, являющееся проявлением эффекта Парселла [19]. Нами была показана возможность возбуждения электролюминесценции от слоя КТ InAs в GaAs в прямосмещенном диоде Шоттки, в котором этот слой располагался относительно близко к металлическому контакту (на расстоянии 10–30 нм) [20]. Важным вопросом в таких диодах является механизм и эффективность инжекции неосновных носителей заряда, частично он был рассмотрен в [21].

Целью настоящей работы является разработка одного из методов анализа эффективности возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, основанного на сопоставлении вычисленных и измеренных поляризационных характеристик выходящего из структуры излучения. В следующем разделе дан расчет этих характеристик, выполненный с помощью математического аппарата квантовой электродинамики сплошных сред, который, как было показано в [22], может успешно применяться для квантового описания взаимодействия поверхностных плазмон-поляритонов с веществом. В разд. 3 описаны созданные нами плазмон-поляритонные диоды на основе Au-контакта Шоттки с гетероструктурой с КТ InAs в GaAs. Установлено появление в их электролюминесценции перпендикулярной плоскости роста поляризации, степень которой зависела от расстояния между слоем КТ и границей раздела металл–полупроводник. В итоге путем сопоставления экспериментальных и расчетных данных определена эффективность генерации в них поверхностных плазмон-поляритонов в зависимости от расстояния между слоем КТ и границей раздела металл–полупроводник.

## 2. Квантово-электродинамический расчет возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов квантовыми точками

Поверхностным плазмон-поляритоном называют электромагнитную волну, локализованную вблизи поверхности раздела двух сред с разными знаками действитель-



**Рис. 1.** Схема плазмон-поляритонного диода и используемая в тексте система координат: 1 — подложка, 2 — буферный слой, 3 — смачивающий слой, 4 — КТ, 5 — покровный слой, 6 — металл.

ных частей диэлектрических проницаемостей  $\epsilon_1, \epsilon_2$  [1]. На практике одной из таких сред может быть металл ( $\text{Re } \epsilon_1 < 0$ ), а второй — полупроводник ( $\text{Re } \epsilon_2 > 0$ ). В рассматриваемом нами диапазоне частот  $\omega$  модуль действительной части  $\epsilon_1$  значительно превышает модуль ее мнимой части, которой мы поэтому будем пренебрегать.<sup>1</sup> Для вычисления  $\epsilon_1$  мы используем модель Друде [23]. Согласно хорошо известным формулам [1], закон дисперсии поверхностного плазмон-поляритона дается формулой  $k_{\parallel} = (\omega/c) \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2 / (\epsilon_1 + \epsilon_2)}$ , где  $k_{\parallel}$  — величина параллельной поверхности раздела металл–полупроводник компоненты его волнового вектора,  $c$  — скорость света в вакууме. Для рассматриваемых в настоящей работе частот и материалов  $|\text{Re } \epsilon_1| > \text{Re } \epsilon_2$  (что обеспечивает положительность действительной части подкоренного выражения в формуле для  $k_{\parallel}$ ), а затухание поверхностного плазмон-поляритона с расстоянием определяется в основном мнимой частью  $\epsilon_1$ . Проекции волнового вектора поверхностного плазмон-поляритона на ортогональную плоскости структуры ось  $x$  в металле и полупроводнике,  $k_{x1}$  и  $k_{x2}$  соответственно (см. рис. 1), даются формулами  $k_{x1} = -i\omega\epsilon_1 / [c\sqrt{-(\epsilon_1 + \epsilon_2)}]$  и  $k_{x2} = -i\omega\epsilon_2 / [c\sqrt{-(\epsilon_1 + \epsilon_2)}]$ .

Оператор вектор-потенциала поверхностного плазмон-поляритона в кулоновской калибровке имеет вид

$$\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \left( \hat{a}_{\mathbf{k}_{\parallel}} \mathbf{A}_{\mathbf{k}_{\parallel}} + \hat{a}_{\mathbf{k}_{\parallel}}^{\dagger} \mathbf{A}_{\mathbf{k}_{\parallel}}^* \right), \quad (1)$$

где  $\hat{a}_{\mathbf{k}_{\parallel}}$ ,  $\hat{a}_{\mathbf{k}_{\parallel}}^{\dagger}$  — операторы уничтожения и рождения поверхностного плазмон-поляритона с параллельной поверхности раздела компонентой волнового вектора  $\mathbf{k}_{\parallel}$  соответственно, суммирование ведется по всем  $\mathbf{k}_{\parallel}$ , удовлетворяющим двумерным периодическим граничным

<sup>1</sup> Однако этого нельзя делать при вычислении определяемого мнимой частью  $\epsilon_1$  коэффициента затухания поверхностного плазмон-поляритона.

условиям Борна–Кармана [23],

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{\mathbf{k}_{\parallel}}(x > 0) &= A_0(-k_{\parallel}\mathbf{x}^0/k_{x1} + \mathbf{k}_{\parallel}/k_{\parallel}) \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}_{\parallel} + ik_{x1}x), \\ \mathbf{A}_{\mathbf{k}_{\parallel}}(x < 0) &= A_0(-k_{\parallel}\mathbf{x}^0/k_{x2} + \mathbf{k}_{\parallel}/k_{\parallel}) \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}_{\parallel} + ik_{x2}x), \\ A_0 &= \frac{\sqrt{8\pi c\hbar}}{\sqrt{S}[-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)]^{1/4} \{ [(1 - \varepsilon_1/\varepsilon_2)\omega\varepsilon'_2 - 2\varepsilon_1]/\varepsilon_2 - [(1 - \varepsilon_2/\varepsilon_1)\omega\varepsilon'_1 - 2\varepsilon_2]/\varepsilon_1 \}^{1/2}}, \end{aligned}$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $S$  — площадь поверхности раздела металл–диэлектрик, штрих означает производную по частоте. Величина нормировочного множителя  $A_0$  выбрана из условия, чтобы энергия одного поверхностного плазмон-поляритона равнялась  $\hbar\omega$ . Эта энергия вычисляется с учетом частотной дисперсии диэлектрических проницаемостей граничащих сред [22,24,25] при пренебрежении их мнимыми частями по сравнению с действительными.

Используя стандартное выражение для нерелятивистского гамильтониана взаимодействия электрона с электромагнитным полем и оставляя в нем лишь резонансные члены, из уравнения Шредингера легко получить систему уравнений для амплитуд состояний, отвечающих возбужденной КТ (т.е. КТ, в которой находится один экситон в своем основном состоянии) при отсутствии поверхностных плазмон-поляритонов ( $c_1$ ) и невозбужденной КТ (т.е. КТ без экситона) при наличии одного поверхностного плазмон-поляритона с параллельной поверхности раздела компонентой волнового вектора  $\mathbf{k}_{\parallel}$  ( $c_{0\mathbf{k}_{\parallel}}$ ):

$$i\hbar\dot{c}_1 = -\frac{e}{mc} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \mathbf{A}_{\mathbf{k}_{\parallel}}(x = -x_0) \mathbf{p}_{10} \exp(i\omega_0 t) c_{0\mathbf{k}_{\parallel}}, \quad (2)$$

$$i\hbar\dot{c}_{0\mathbf{k}_{\parallel}} = -\frac{e}{mc} \mathbf{A}_{\mathbf{k}_{\parallel}}^*(x = -x_0) \mathbf{p}_{01} \exp(-i\omega_0 t) c_1, \quad (3)$$

где точка над символом обозначает дифференцирование по времени,  $e$  — величина элементарного заряда ( $e > 0$ ),  $m$  — масса свободного электрона,  $\mathbf{p}_{10} = \mathbf{p}_{01}^*$  — матричный элемент оператора импульса электрона между его основным (энергия  $E_0$ ) и возбужденным (энергия  $E_1$ ) состояниями в КТ,  $\omega_0 \equiv (E_1 - E_0)/\hbar$  — частота перехода.

Из этой системы в приближении Вигнера–Вайскопфа [26] легко получается уравнение для  $c_1$ :

$$\begin{aligned} \dot{c}_1 &= -\left(\frac{e}{mc\hbar}\right)^2 \pi c_1 \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \delta(\omega - \omega_0) \exp[-2\text{Im}(k_{x2})x_0] \\ &\times |A_0|^2 \left| -\frac{k_{\parallel} p_{01x}}{k_{x2}} + \frac{\mathbf{p}_{01}\mathbf{k}_{\parallel}}{k_{\parallel}} \right|^2 \equiv -\frac{c_1 \Gamma_{\text{pl}}}{2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $x_0 < 0$  —  $x$ -координата плоскости КТ. Суммирование по  $\mathbf{k}_{\parallel}$  заменим интегрированием с помощью формулы

$$\sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \rightarrow \int_0^{+\infty} \frac{S}{(2\pi)^2} 2\pi k_{\parallel} dk_{\parallel}.$$

Исходя из выражения для закона дисперсии поверхностного плазмон-поляритона, легко показать, что

$$k_{\parallel} dk_{\parallel} / d\omega = \frac{\omega}{c^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \left( \varepsilon_1 \varepsilon_2 + \frac{\omega}{2} \frac{\varepsilon'_1 \varepsilon_2^2 + \varepsilon'_2 \varepsilon_1^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right).$$

Таким образом, скорость возбуждения КТ поверхностных плазмон-поляритонов  $\Gamma_{\text{pl}}$  быстро растет при приближении модуля отрицательной диэлектрической проницаемости металла к положительной диэлектрической проницаемости полупроводника. При точном их совпадении величина  $\Gamma_{\text{pl}}$  должна, однако, оставаться конечной, что обеспечивается не учтенными здесь мнимыми частями их диэлектрических проницаемостей.

Для вычисления плазмон-поляритонного вклада в интенсивность выходного излучения с ортогональной плоскости структуры поляризацией будем считать, что длина рассеяния поверхностного плазмон-поляритона в фотон на неровностях границы металл–полупроводник много меньше характерной длины затухания поверхностного плазмон-поляритона, определяемой мнимой частью  $k_{\parallel}$  и составляющей величину  $\sim 10$  мкм. Далее будем считать, что излучение КТ поверхностных плазмон-поляритонов и их рассеяние в фотоны на неровностях границы металл–полупроводник изотропно, причем в процессе последнего магнитное поле остается лежащим в плоскости структуры. Тогда плазмон-поляритонный вклад в интенсивность выходного излучения с ортогональной плоскости структуры поляризацией в расчете на одну возбужденную КТ будет даваться формулой  $\hbar\omega_0 \Gamma_{\text{pl}} (1 - R_{\text{ph}}) \Omega / (4\pi \varepsilon_2)$ , где  $\hbar\omega_0$  — средняя энергия плазмон-поляритонов,  $\Gamma_{\text{pl}}$  — скорость их излучения возбужденной КТ,  $R_{\text{ph}} \approx (\sqrt{\varepsilon_2} - 1)^2 / (\sqrt{\varepsilon_2} + 1)^2$  — коэффициент отражения (по интенсивности) фотонов от выходной грани структуры при нормальном падении,  $\Omega \ll 1$  — телесный угол, под которым из структуры видна собирающая линза, а множитель  $1/\varepsilon_2$  учитывает преломление фотонов на выходной грани структуры.

В уравнения (2), (3) и (4) не включена возможность перехода КТ из возбужденного в основное состояние с излучением не поверхностного плазмон-поляритона, а обычного фотона. Для ее учета в указанные уравнения необходимо добавить соответствующие слагаемые и провести вычисления в рамках стандартного метода Вигнера–Вайскопфа [26] с использованием обычных формул квантовой электродинамики сплошных

сред [24].<sup>2</sup> В результате для обычного фотонного вклада в интенсивность выходного излучения с вертикальной поляризацией в расчете на одну возбужденную КТ легко получить выражение  $\hbar\omega_0 2e^2 \sqrt{\epsilon_2} \omega_0 |p_{01x}|^2 / (\hbar c^3 m^2) (1 - R_{ph}) \Omega / (4\pi \epsilon_2) \equiv \hbar\omega_0 \Gamma_{ph\perp} (1 - R_{ph}) \Omega / (4\pi \epsilon_2)$ . Поступая аналогично, оценим обычный фотонный вклад в интенсивность выходного излучения с горизонтальной поляризацией в расчете на одну возбужденную КТ выражением  $\hbar\omega_0 2e^2 \sqrt{\epsilon_2} \omega_0 |p_{01y}|^2 / (\hbar c^3 m^2) (1 - R_{ph}) \Omega / (4\pi \epsilon_2) \equiv \hbar\omega_0 \Gamma_{ph\parallel} (1 - R_{ph}) \Omega / (4\pi \epsilon_2)$ . В итоге для отношения интенсивностей выходного излучения с вертикальной и горизонтальной поляризациями получим формулу

$$\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = \frac{\Gamma_{pl} + \Gamma_{ph\perp}}{\Gamma_{ph\parallel}}. \quad (5)$$

Вычислим также скорость перехода КТ из возбужденного в основное состояние в зависимости от их удаления от границы металл–полупроводник. Очевидно, что она является суммой  $\Gamma_{pl} + \Gamma_{ph}$  скорости излучения во все возможные направления поверхностных плазмон-поляритонов,  $\Gamma_{pl}$ , и фотонов со всеми допустимыми поляризациями,  $\Gamma_{ph}$ . Последняя величина дается формулой [24,26]

$$\Gamma_{ph} \equiv 4e^2 \sqrt{\epsilon_2} \omega_0 |p_{01}|^2 / (3\hbar c^3 m^2) = \frac{2}{3} (\Gamma_{ph\perp} + 2\Gamma_{ph\parallel}),$$

где вследствие предполагаемой симметрии КТ в плоскости структуры положено  $|p_{01y}|^2 = |p_{01z}|^2$ , а множитель  $2/3$  возникает из-за усреднения по двум возможным для каждого волнового вектора фотона его поляризациям. Степень влияния границы металл–полупроводник на радиационное время жизни КТ в возбужденном состоянии удобно характеризовать отношением  $(\Gamma_{pl} + \Gamma_{ph})/\Gamma_{ph}$  скорости их перехода в основное состояние при наличии металла к аналогичной величине в его отсутствие.

### 3. Экспериментальные результаты и их сравнение с расчетом

Гетероструктуры с КТ InAs в матрице GaAs (рис. 1) были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений) при атмосферном давлении на подложках (1)  $n^+$ -GaAs с ориентацией (100). Слой КТ InAs (4) формировался на легированном Si буферном слое GaAs (2) толщиной 0.5 мкм при температуре 500°C. Толщина покровного слоя (5) для разных структур изменялась в пределах 12–300 нм. Омический контакт к подложке формировался искровым вжиганием Sn-фольги. Для создания барьера Шоттки на покровный слой наносилась

<sup>2</sup> При этом для оценок мы пренебрегаем наличием металла, т.е. считаем, что КТ излучают фотоны так, как если бы они находились в безграничной однородной изотропной среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$ .

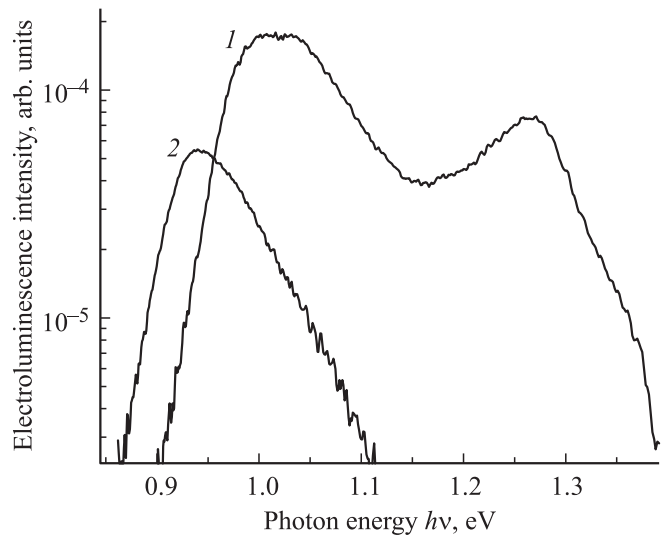


Рис. 2. Спектры электролюминесценции показанной на рис. 1 наногетероструктуры при толщине покровного слоя 30 нм, Температура измерений, К: 1 — 77, 2 — 300.

пленка Au (6) толщиной 20–30 нм методом термического осаждения в вакууме. Далее методом фотолитографии формировались мезаструктуры диаметром  $d = 450$  мкм.

Электролюминесценция этих структур регистрировалась со сколотых их краев при приложенных прямых смещениях 1.5–2 В и токах 10–100 мА в квазистатическом режиме с использованием синхронного детектирования. Измерения проводились при температурах  $T = 77$  и 300 К. Спектры электролюминесценции (рис. 2) регистрировались с помощью решеточного монохроматора МДР-23 и являются типичными для КТ InAs в матрице GaAs. В спектрах, полученных при 77 К, наблюдаются полосы, соответствующие оптическим переходам с участием основных и возбужденных электронных и дырочных состояний КТ (т.е. переходам, связанным с рекомбинацией заключенных в КТ экситонов, находящихся в основном или возбужденном состоянии), а также смачивающего слоя. При 300 К наблюдается сдвиг положения пиков электролюминесценции от слоя КТ в длинноволновую сторону на 70–80 мЭВ и незначительное уменьшение их интенсивностей (при тех же токах накачки). Полоса электролюминесценции от смачивающего слоя при 300 К практически не наблюдается вследствие ее температурного гашения. Следует заметить также, что длинноволновый сдвиг положения основного пика электролюминесценции происходит также при уменьшении толщины покровного слоя, что связано с частичной релаксацией упругих напряжений в слое КТ при его приближении к поверхности структуры [27].

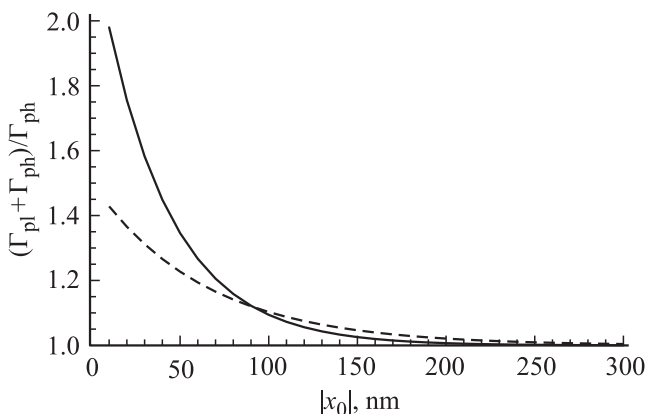
Измерения интенсивности выходного излучения с разными поляризациями выполнялись с использованием призмы Глана–Тейлора. При этом проводился учет различия коэффициентов пропускания монохроматором

Поляризация электролюминесценции с торца диодов Шоттки на основе наногетероструктур с разными толщинами покровного слоя

Номер структуры	Толщина покровного слоя, нм	Длина волны излучения квантовых точек, мкм	$I_{\perp}/I_{\parallel}$	
			эксперимент	расчет
7358	300	1.19	0.5	0.5
7499	30	1.17	1.47	1.47
4597	17	1.44	1.11	1.14
4457	16	1.32	1.5	1.38

излучения с различными поляризациями путем использования предварительно измеренной калибровочной зависимости отношения этих коэффициентов от длины волны, снятой с источником неполяризованного излучения. Результаты этих измерений приведены в таблице.

Для их сопоставления с расчетными величинами, даваемыми формулой (5), заметим, что вследствие экспоненциального падения  $\Gamma_{pl}$  при увеличении  $|x_0|$  (см. (4)), при удалении слоя КТ от границы металл-полупроводник на расстояние, большее  $-i/(2k_{x2}) \approx 60$  нм,  $I_{\perp}/I_{\parallel} = \Gamma_{ph\perp}/\Gamma_{ph\parallel}$ . С другой стороны, из эксперимента следует, что в этом случае (конкретно при  $x_0 = -300$  нм)  $I_{\perp}/I_{\parallel} \approx 0.5$ . Отсюда заключаем, что  $\Gamma_{ph\perp}/\Gamma_{ph\parallel} = |p_{01x}|^2/|p_{01y}|^2 \approx 0.5$ . В результате единственным неизвестным параметром в (5) остается определяющее величину  $\Gamma_{pl}/\Gamma_{ph\parallel}$  отношение  $|-k_{\parallel}p_{01x}/k_{x2} + \mathbf{p}_{01}\mathbf{k}_{\parallel}/k_{\parallel}|^2/|p_{01y}|^2$ , которое мы будем считать постоянным, пренебрегая его слабой зависимостью от длины волны излучения КТ в рассматриваемом узком спектральном диапазоне. Для его нахождения используем экспериментальные данные для  $x_0 = -30$  нм, из которых следует, что это отношение равняется  $\sim 0.92$ .



**Рис. 3.** Относительная скорость перехода КТ из возбужденного в основное состояние в зависимости от их удаления от границы металл-полупроводник  $|x_0|$  на длине волны 1.17 (сплошная кривая) и 1.44 нм (штриховая).

Таким образом, формула (5) позволяет теперь найти  $I_{\perp}/I_{\parallel}$  при всех длинах волн излучения КТ и толщинах покровного слоя (см. таблицу). Близость рассчитанного и измеренного отношений  $I_{\perp}/I_{\parallel}$  при всех использованных в эксперименте значениях  $x_0$  и длинах волн излучения КТ означает, что использованный математический аппарат квантовой электродинамики сплошных сред правильно описывает возбуждение КТ поверхностных плазмон-поляритонов.<sup>3</sup> Поэтому его можно использовать для расчета скорости спонтанного перехода КТ из возбужденного в основное состояние в зависимости от их удаления от границы металл-полупроводник, формула для которой получена в конце предыдущего раздела. Зависимость этой величины (с учетом найденных выше из теоретических соображений и сопоставления результатов расчета с экспериментальными данными соотношений  $|p_{01y}|^2 = |p_{01z}|^2$ ,  $|p_{01x}|^2/|p_{01y}|^2 \approx 0.5$  и  $|-k_{\parallel}p_{01x}/k_{x2} + \mathbf{p}_{01}\mathbf{k}_{\parallel}/k_{\parallel}|^2/|p_{01y}|^2 \approx 0.92$ ) от удаления КТ от границы металл-полупроводник приведена на рис. 3. Из рисунка видно, что при приближении КТ к этой границе скорость их спонтанного перехода из возбужденного в основное состояние может увеличиваться в несколько раз, что является проявлением в рассматриваемой нами системе эффекта Парселла [19].

#### 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, что измерение поляризационных характеристик выходящего из структуры типа плазмонного лазера излучения позволяет оценить эффективность возбуждения находящимися в ней накачиваемыми квантовыми точками поверхностных плазмон-поляритонов. Такое измерение является значительно более простым, чем обычно применяемое для нахождения этой эффективности измерение коротких времен исчезновения выходного излучения после выключения накачки. В итоге определение одной из важнейших характеристик структур типа плазмонного лазера может осуществляться на значительно более простом и дешевом оборудовании, чем ранее.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за выращивание гетероструктур с КТ для создания плазмон-поляритонных диодов Шоттки.

Публикация базируется на работе, финансируемой Сколковским институтом науки и технологий (Сколтех) в рамках Skoltech/MIT Initiative, РФФИ (грант 14-02-00766-а), правительством РФ (Постановление 220 от 09.04.2010, договор 14.B25.31.0021 от 26.06.2013

<sup>3</sup> Отклонения результатов расчета и эксперимента связаны, по-видимому, с тем, что величины  $|p_{01x}|^2/|p_{01y}|^2$  и  $|-k_{\parallel}p_{01x}/k_{x2} + \mathbf{p}_{01}\mathbf{k}_{\parallel}/k_{\parallel}|^2/|p_{01y}|^2$  находились для одних образцов, а потом использовались при вычислении отношения  $I_{\perp}/I_{\parallel}$  для других образцов. Хотя все образцы и выращивались в одинаковых условиях и должны поэтому различаться лишь толщиной покровного слоя, трудность точного воспроизведения условий роста приводит к небольшому различию этих величин для разных образцов.

с основной организацией Институт прикладной физики РАН), Министерством образования и науки РФ (госзаказ 3.285.2014/К, соглашение 0.2.В.49.21.0003 между Минобрнауки РФ и Нижегородским государственным университетом им. Н.И. Лобачевского от 27.08.2013) и Советом по грантам президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ (грант НШ-1041.2014.2).

## Список литературы

- [1] С.А. Майер. *Плазмоника: теория и приложения* (М., Ижевск, R & C Dynamics, 2011) гл. 2.
- [2] D.Yu. Fedyanin, A.V. Krasavin, A.V. Arsenin, A.V. Zayats. *Nano Lett.*, **12**, 2459 (2012).
- [3] M.T. Hill, M. Marell, E.S.P. Leong, B. Smalbrugge, Y. Zhu, M. Sun, P.J. van Veldhoven, E.J. Geluk, F. Karouta, Y.S. Oei, R. Notzel, C.-Z. Ning, M.K. Smit. *Opt. Express*, **17** (13), 11 107 (2009).
- [4] R.F. Oulton, V.J. Sorger, T. Zentgraf, R.M. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal, X. Zhang. *Nature*, **461**, 629 (2009).
- [5] M.A. Noginov, G. Zhu, A.M. Belgrave, R. Bakker, V.M. Shalaev, E.E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong, U. Wiesner. *Nature*, **460** (7259), 1110 (2009).
- [6] И.В. Гук, Г.А. Марциновский, Г.Д. Шандыбина, Е.Б. Яковлев. *ФТП*, **47** (12), 1642 (2013).
- [7] Л.С. Максименко, И.Е. Матяш, О.Н. Мищук, С.П. Руденко, Б.К. Сердега. *ФТП*, **47** (7), 916 (2013).
- [8] C. Wang, H.J. Qu, W.X. Chen, G.Z. Ran, H.Y. Yu, B. Niu, J.Q. Pan, W. Wang. *Appl. Phys. Lett.*, **102** (6), 061112 (2013).
- [9] G.Z. Ran, D.F. Jiang, Q. Kan, H.D. Chen. *Appl. Phys. Lett.*, **97** (23), 233 304 (2010).
- [10] А.А. Усикова, Н.Д. Ильинская, Б.А. Матвеев, Т.В. Шубина, П.С. Копьев. *ФТП*, **47** (12), 1595 (2013).
- [11] R.J. Walters, R.V.A. van Loon, I. Brunets, J. Schmitz, A. Polman. *Nature Mater.*, **9**, 21 (2010).
- [12] P. Neutens, L. Lagae, G. Borghs, P. Van Dorpe. *Nano Lett.*, **10** (4), 1429 (2010).
- [13] R.A. Flynn, C.S. Kim, I. Vurgaftman, M. Kim, J.R. Meyer, A.J. Makinen, K. Bussmann, L. Cheng, F.-S. Choa, J.P. Long. *Opt. Express*, **19** (9), 8954 (2011).
- [14] X.J. Zhang, Y.C. Li, T. Li, S.Y. Lee, C.G. Feng, L.B. Wang, T. Mei. *Opt. Lett.*, **35** (18), 3075 (2010).
- [15] D. Costantini, L. Greusard, A. Bousseksou, R. Rungsawang, T.P. Zhang, S. Callard, J. Decobert, F. Lelarge, G.-H. Duan, Y. De Wilde, R. Colombelli. *Nano Lett.*, **12** (9), 4693 (2012).
- [16] R.M. Ma, R.F. Oulton, V.J. Sorger, X. Zhang. *Laser Photonics Rev.*, **7** (1), 1 (2013).
- [17] A. Chahboun, M.I. Vasilevskiy, N.V. Baidus, A. Cavaco, N.A. Sobolev, M.C. Carmo, E. Alves, B.N. Zvonkov. *J. Appl. Phys.*, **103** (8), 083 548 (2008).
- [18] J. Kalkman, H. Gersen, L. Kuipers, A. Polman. *Phys. Rev. B*, **73** (7), 075 317 (2006).
- [19] E.M. Purcell. *Phys. Rev.*, **69** (11–12), 681 (1946).
- [20] N.V. Baidus, B.N. Zvonkov, P.B. Mokeeva, E.A. Uskova, S.V. Tikhov, M.I. Vasilevskiy, M.J.M. Gomes, S.A. Filonovich. *Semicond. Sci. Technol.*, **19** (4), S469 (2004).
- [21] N.V. Baidus, M.I. Vasilevskiy, S.V. Khasanova, B.N. Zvonkov, H.P. Van der Meulen, J.M. Calleja, L. Vina. *Europhys. Lett.*, **98** (2), 27012 (2012).
- [22] D.J. Bergman, M.I. Stockman. *Phys. Rev. Lett.*, **90** (2), 027 402 (2003).
- [23] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твердого тела* (М., Мир, 1979) гл. 1, 2.
- [24] В.Л. Гинзбург. *Теоретическая физика и астрофизика* (М., Физматлит, 1987) гл. 6.
- [25] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Физматлит, 2001) гл. 9.
- [26] В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Квантовая электродинамика* (М., Физматлит, 2002) гл. 1, 6.
- [27] И.А. Карпович, Б.Н. Звонков, С.Б. Левичев, Н.В. Байдусь, С.В. Тихов, Д.О. Филатов, А.П. Горшков, С.Ю. Ермаков. *ФТП*, **38** (4), 448 (2004).

Редактор Л.В. Шаронова

## The diagnostics of efficiency of surface plasmon–polariton excitation by quantum dots via polarization measurements of output radiation

V.A. Kukushkin<sup>+,\*</sup>, N.V. Baidus<sup>\*,‡</sup>, A.V. Zdoroveishev<sup>‡</sup>

<sup>+</sup> Institute of Applied Physics,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia  
<sup>\*</sup> Nizhny Novgorod State University  
named after N.I. Lobachevsky,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia  
<sup>‡</sup> Research Physico-Technical Institute  
of Nizhny Novgorod State University  
named after N.I. Lobachevsky,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** A method of the diagnostics of efficiency of surface plasmon–polariton excitation on a metal–semiconductor interface by active quantum dots via polarization measurement of output radiation is elaborated. It consists in the experimental finding of the ratio of the intensity of this radiation with orthogonal to the nanoheterostructure plane polarization to the analogous value with polarization, lying in this plane, for two different distances from the quantum dot layer to the metal–semiconductor boundary. The results of this measurement allow to determine all unknown parameters in the developed in this work mathematical model for calculation of the rate of surface plasmon-polaritons excitation by active quantum dots. In result, this rate can be found without the use of expensive and cumbersome equipment for the short times measurement.