

12,09

## Спектроскопия плазмон-экситонов в наноструктурах полупроводник—металл

© В.А. Кособукин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Vladimir.Kosobukin@mail.ioffe.ru

Представлены результаты теории смешанных плазмон-экситонных мод и их спектроскопии. Плазмон-экситоны образуются вследствие сильной кулоновской связи между квазидвумерными экситонами квантовой ямы и дипольными плазмонами наночастиц. Эффективная поляризуемость, связанная с наночастицей, вычислена в самосогласованном приближении с учетом локального поля дипольных плазмонов слоя и зарядов их изображения, обусловленных экситонной поляризацией близкой квантовой ямы. Исследованы спектры упругого рассеяния и зеркального отражения света в случаях отдельной наночастицы серебра и монослоя таких частиц соответственно, расположенных вблизи квантовой ямы GaAs/AlGaAs. Оптические спектры показывают наличие двухпиковой структуры с узким и глубоким провалом в области плазмон-экситонного резонанса. Обсуждается распространение плазмон-экситонных поляритонов в периодических сверхрешетках с элементарной ячейкой, образованной квантовой ямой и слоем металлических частиц. Исследован режим сверхизлучения, обусловленный брэгговской дифракцией плазмон-экситонных поляритонов на сверхрешетке. Показано, что широкий спектр плазмонного отражения, зависящий от числа ячеек в сверхрешетке, также имеет узкий и глубокий провал на частоте экситона.

DOI: 10.21883/FTT.2018.08.46256.18Gr

### 1. Введение

Экситоны и плазмоны являются электронными коллективными возбуждениями, которые обусловлены дальнедействующим кулоновским взаимодействием носителей заряда. Экситонные состояния существуют в запрещенной энергетической зоне полупроводника, а плазменные колебания возникают в спектре электронного газа металлов. Оба типа возбуждений видимого диапазона могут сосуществовать в системах металл-полупроводник, важных для нанопластики и приложений [1]. В связи с этим понимание особенностей плазмон-экситонного взаимодействия и особенностей его проявления в оптике является актуальной проблемой.

Сравнительно давно была поставлена задача о влиянии плазмонов на время жизни экситонов большого радиуса на границе раздела полупроводник-металл [2]. Для квантовой ямы теоретически изучались локализация экситонов и возрастание их силы осциллятора под влиянием близко расположенной металлической частицы [3]. Что касается экситонных структур с металлическими включениями, то в их спектрах уже наблюдались особенности, обусловленные резонансным взаимодействием между плазмонами и экситонами как малого, так и большого радиуса, ссылки имеются в [4–6]. Особо отметим наблюдение расщепления Раби большой величины для спектральной полосы, относящейся к связанным состояниям молекулярных экситонов  $J$ -агрегатов и локальных плазмонов благородных металлов [7–9]. Аналогичный эффект наблюдался для экситонов большого радиуса квантовой ямы на основе ZnO, сильно связанных с плазмонами упорядоченного массива нанодисков Al [10]. Теоретически спектры плазмон-экситонов изучались в раз-

ных моделях [4–6], включающих квантовые ямы с близко расположенными металлическими наночастицами.

В данной работе обсуждаются результаты теории сильной связи низкоразмерных экситонов большого радиуса с локальными плазмонами. Исследуется проявление связанных плазмон-экситонных возбуждений в резонансной спектроскопии упругого рассеяния света частицей и отражения света от массива частиц при сильном взаимодействии их плазмонов с экситонами близко расположенной квантовой ямы. Решается также задача о распространении электромагнитных волн (поляритонов) в сверхрешетках в спектральной области плазмон-экситонных резонансов.

### 2. Модель экситонов и плазмонов

Далее обсуждаются свойства плазмон-экситонов в трех принципиально разных моделях наноструктур полупроводник-металл [4–6], поддерживающих квазидвумерные экситоны и дипольные поверхностные (локальные) плазмоны. Общим для этих структур является наличие одной или многих квантовых ям в полупроводнике с фоновой проницаемостью  $\epsilon_b$ . Около квантовой ямы расположена металлическая наночастица [4] или слой частиц [5], причем на основе последней модели рассматриваются периодические плазмон-экситонные сверхрешетки [6]. Ширина квантовых ям, размеры частиц, расстояния между частицами в слое и между слоем частиц и ближайшей квантовой ямой имеют нанометровый масштаб. Это обеспечивает кулоновский характер взаимодействия между плазмонами слоя наночастиц и квазидвумерными нерадикационными (темными) экситонами соседней квантовой ямы. Амплитуда поля куло-

новских плазмон-экситонных мод затухает при удалении от элемента структуры „квантовая яма + слой наночастиц“. При наличии металлической наночастицы около квантовой ямы возникает плазмон-экситонный комплекс, приводящий к резонансному упругому рассеянию света. В случае упорядоченного короткопериодного слоя частиц вблизи ямы резонансные плазмон-экситонные особенности появляются в спектре зеркального отражения света. В периодической сверхрешетке, образованной плазмон-экситонными ячейками, возникают поляритоны, которые могут испытывать резонансную брэгговскую дифракцию в направлении оси сверхрешетки.

Будем считать, что в отсутствие наночастиц многослойная диэлектрическая среда с квантовыми ямами оптически однородна и изотропна в плоскости  $xy$ . Решения уравнений электродинамики для электрического поля и функций Грина имеют вид волн  $F(z; \kappa) \exp(ikx - i\omega t)$  с частотой  $\omega$ , латеральным волновым вектором  $\kappa = \kappa e_x$  и линейной поляризацией  $p$  или  $s$ -типа. В случае последовательности квантовых ям, центрированных в плоскостях  $z = z_{n,e}$  с номерами  $n$ , квазидвумерные экситоны ям дают вклад в поляризацию [11]

$$P^I_\alpha(z; \kappa) = T_0(\omega) \sum_n \Psi(z - z_{n,e}) \int dz' \Psi(z' - z_{n,e}) E_\alpha(z'; \kappa). \quad (1)$$

Резонансный член

$$T_0(\omega) = \frac{\Gamma_0}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} \quad (2)$$

включает частоту  $\omega_0$  основного экситонного состояния, а также постоянные его нерадикационного  $\Gamma$  и радиационного  $\Gamma_0$  затухания. Огибающая волновой функции экситона  $\Psi(z) = \Psi(-z)$  нормирована условием  $\int dz \Psi^2(z) = 1$ , при этом  $\int dz \Psi(z) = \sqrt{l}$ , где  $l$  — ширина квантовой ямы.

Вклад в поляризацию слоя эллипсоидальных частиц с центрами  $(\rho_m, z_{n,p})$  представим в виде [12]

$$P^II_\alpha(z, \rho) = \chi_{\alpha\alpha}^{(0)}(\omega) \sum_{n,m} \delta(z - z_{n,p}) \delta(\rho - \rho_m) E_\alpha(z_{n,p}, \rho_m). \quad (3)$$

Тензор поляризуемости металлической наночастицы, связанный с ее дипольным поверхностным плазмоном, имеет диагональные компоненты [12]

$$\chi_{\alpha\alpha}^{(0)}(\omega) = \frac{a_x a_y a_z}{3} \frac{\Omega_\alpha^2}{\omega_\alpha^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}, \quad (4)$$

которые соответствуют поляризации плазмона вдоль  $\alpha$ -й полуоси эллипсоида длины  $a_\alpha$ . Выражение (4) получено для металла с проницаемостью  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2/(\omega^2 + i\omega\gamma)$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота,  $1/\gamma$  — время релаксации электронов. В формуле (4)

$$(\omega_\alpha^{(0)})^2 = \omega_p^2 \frac{N^{(\alpha)}}{\varepsilon_*^{(\alpha)}}, \quad \Omega_\alpha^2 = \omega_\alpha^2 \frac{\varepsilon_b}{N^{(\alpha)} \varepsilon_*^{(\alpha)}}, \quad (5)$$

где  $\varepsilon_*^{(\alpha)} = (\varepsilon_\infty - \varepsilon_b)N^{(\alpha)} + \varepsilon_b$ . Частоты (5) зависят от длин  $a_x, a_y, a_z$  полуосей эллипсоида через его коэффициенты деполяризации  $N^{(\alpha)}$  [13].

Спектральные свойства квазидвумерных экситонов и локальных плазмонов с близкими частотами  $\omega_0 \approx \omega_\alpha$ , входящими в (2) и (4), существенно различаются. Экситонные резонансы очень узкие ( $\Gamma/\omega_0 \ll 1$ ), а плазмонные — весьма широкие ( $\gamma/\Gamma \gg 1$ ), но при этом добротность плазмонных резонансов имеет значительную величину  $\omega_\alpha/\gamma \gg 1$ .

Базовым элементом обсуждаемых далее моделей являются близко расположенные квантовая яма с квазидвумерными экситонами и слой металлических наночастиц, обладающих поверхностными плазмонами. Взаимодействие плазмонов в слое наночастиц приводит к образованию слоевых коллективных плазмонных мод (приближение сильной связи для локальных плазмонов [12]). В видимом диапазоне кулоновские моды плазмон-экситонов образуются при сильной связи мод: затухающих вдоль нормали слоевых плазмонов и нерадикационных (темных) экситонов ближайшей квантовой ямы. Далее мы проанализируем поляризуемость плазмон-экситонных возбуждений и связанные с ними наблюдаемые величины.

### 3. Эффективная плазмон-экситонная поляризуемость

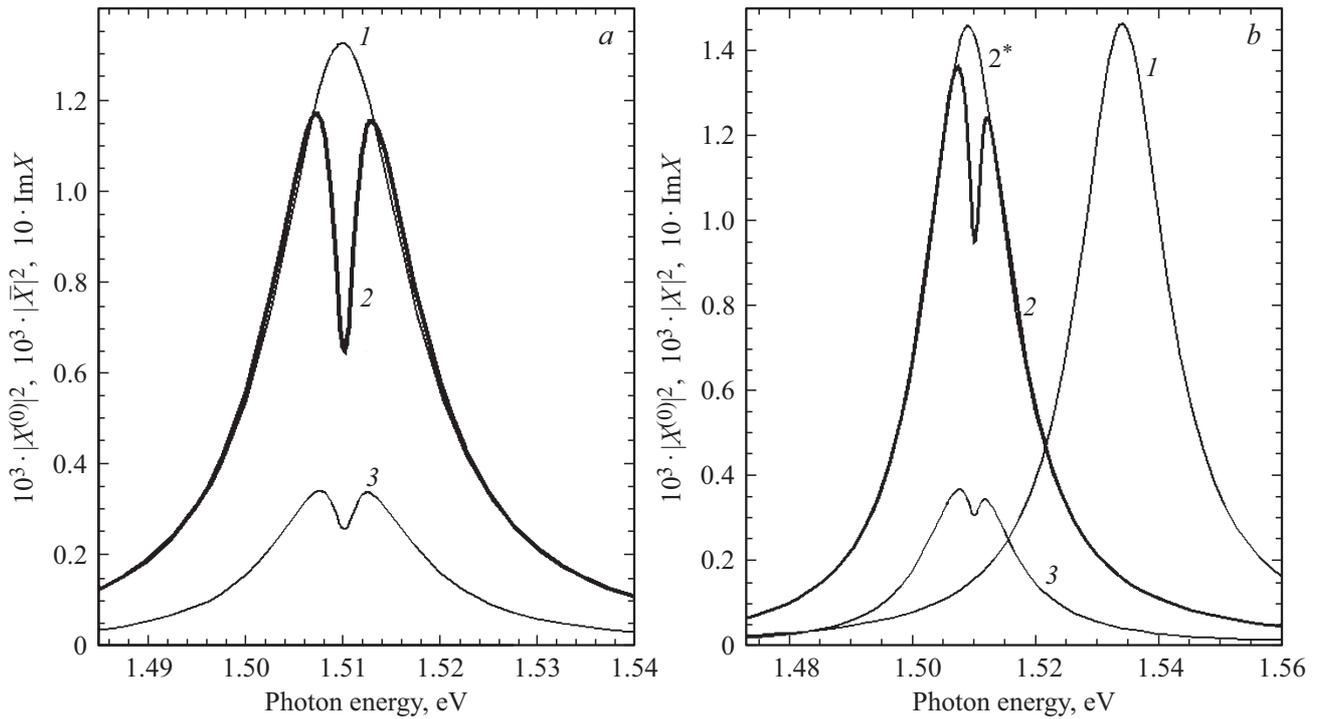
Оптические явления с участием плазмон-экситонов анализируются в рамках теории многократного резонансного рассеяния на дипольных комплексах. Качественно такой комплекс представляется точечным диполем с эффективной поляризуемостью  $\hat{\chi}$ , обусловленной откликом частицы и зарядом изображения вследствие поляризации квантовой ямы. Поле излучения, обусловленное слоем эффективных диполей с поляризуемостью  $\hat{\chi}$ , центрированных в точках  $(\rho_m, z_n)$ , выражается формулой [6,12]

$$E_B(\mathbf{r}) - \delta_{\alpha\beta} E_\alpha^{(0)}(\mathbf{r}) = \sum_{n,m} D_{\beta\alpha}^{(0)}(z, z_n, \rho - \rho_m) \chi_{\alpha\alpha}(\omega) \times E_\alpha^{(0)}(z_n, \rho_m). \quad (6)$$

Здесь  $\mathbf{E}^{(0)}(z, \rho)$  — поле и  $\hat{D}^{(0)}(z, z', \rho - \rho')$  — тензорная функция Грина диэлектрической среды с квантовыми ямами в отсутствие частиц, которая трансляционно инвариантна в латеральных направлениях. Согласно (6), эффективная плазмон-экситонная поляризуемость  $\hat{\chi}(\omega)$  является откликом наноструктуры на поле  $\mathbf{E}^{(0)} = \mathbf{e}_\alpha E_\alpha^{(0)}$ , не возмущенное плазмонами. В формуле (6) компоненты  $\chi_{\alpha\alpha}(\omega)$  тензора эффективной поляризуемости, определяемые кулоновскими модами плазмон-экситонов, равны [4–6]

$$\chi_{\alpha\alpha}(\omega) = \left[ 1/\chi_{\alpha\alpha}^{(0)}(\omega) - \sigma^{(\alpha)}(\omega) \right]^{-1}. \quad (7)$$

В это выражение входит компонента  $\chi_{\alpha\alpha}^{(0)}$  плазмонной поляризуемости частицы, определяемая формулами (4), (5). Величины  $\sigma^{(\alpha)}(\omega)$  учитывают резонансный



**Рис. 1.** Спектры плазмон-экситонной поляризуемости  $|X^{(0)}|^2 = k_0^6 |\chi_{yy}^{(0)}|^2$ ,  $|X|^2 = k_0^6 |\chi_{yy}|^2$  и  $\text{Im} X = k_0^3 \text{Im} \chi_{yy}$  в случаях одного нанодиска Ag (a) и слоя нанодисков Ag (b), находящихся вблизи квантовой ямы AlGaAs/GaAs. a — спектры  $|X^{(0)}|^2$  (1),  $|\bar{X}|^2$  (2) и  $\text{Im} X$  (3) при  $\eta = a_z/a_x = 0.586$ ,  $h = 10.5$  nm. b — спектры  $|X^{(0)}|^2$  (1),  $|X|^2$  с учетом сумм  $S_d^{(\alpha)}$  (2\*),  $|X|^2$  (2) и  $\text{Im} X$  (3) с учетом сумм  $S_d^{(\alpha)} + S_i^{(\alpha)}$  при  $\eta = 0.615$ ,  $h = 9$  nm,  $A = 22$  nm. Принято  $\hbar\omega_0 = 1.51$  eV,  $\hbar\Gamma_0 = 0.25$  eV,  $\hbar\Gamma = 1$  meV,  $\epsilon_b = 12$ ,  $l = 8$  nm для квантовой ямы AlGaAs/GaAs и  $a_x = 10$  nm для нанодисков с проницаемостью Ag из [14].

эффект локального поля, т.е. действие на выделенный плазмон других плазмонов слоя и зарядов их изображения, обусловленных экситонной поляризацией квантовой ямы. Как следствие, тензор эффективной поляризуемости  $\tilde{\chi}$  с компонентами (7) описывает симметрию и резонансные свойства плазмон-экситонного комплекса, сформированного наночастицей и квантовой ямой.

Далее рассматриваем наночастицы в форме сфероидов (нанодисков) с  $a_x = a_y \neq a_z$ ,  $\chi_{xx}^{(0)} = \chi_{yy}^{(0)}$ . Тогда для диполя изображения плазмона отдельной частицы, обусловленного экситонной поляризацией квантовой ямы, в выражении (7) стоит

$$\bar{\sigma}^{(\alpha)} = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{\epsilon_b^2} \frac{1}{h^4} F_{QW}(\omega) \quad (8)$$

в качестве  $\sigma^{(\alpha)}$  с  $\alpha = x, y$  [4]. Здесь спектральная функция

$$F_{QW}(\omega) = \frac{\Gamma_0}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} + \frac{\Gamma_0}{\omega_0 + (4\pi/\epsilon_b)\Gamma_0 - \omega - i\Gamma} \quad (9)$$

связана с нерadiационными (темными) экситонами квантовой ямы, поляризованными по осям  $x$  и  $z$ . Малая величина  $(4\pi/\epsilon_b)\Gamma_0 \ll \Gamma$  определяет анизотропию их частот.

Оценим вклад в (7) для модели точечных плазмонных диполей в слое одинаковых сфероидов с центрами в узлах

$$\rho_{\mathbf{m}} = A \cdot \mathbf{m}, \quad \mathbf{m} = \mathbf{e}_x \cdot m_1 + \mathbf{e}_y \cdot m_2 \quad (10)$$

квадратной решетки с периодом  $A$ . Решетка расположена на расстоянии  $h \ll (k_0 \sqrt{\epsilon_b})^{-1}$  от квантовой ямы, где  $k_0 = \omega/c$ ,  $c$  — скорость света. В квазистатическом приближении [5]

$$\sigma^{(\alpha)}(\omega) = \frac{1}{\epsilon_b A^3} \left( S_d^{(\alpha)} + \frac{12\pi h l}{\epsilon_b A^2} F_{QW}(\omega) S_i^{(\alpha)} \right). \quad (11)$$

Вклад (11) в эффективную поляризуемость (7), обусловленный экситонами, включает безразмерные суммы

$$S_d^{(\alpha)} = A^3 \sum_{\mathbf{m}(\neq 0)} \frac{3\rho_{\mathbf{m},\alpha}^2 - \rho_{\mathbf{m}}^2}{\rho_{\mathbf{m}}^5},$$

$$S_i^{(\alpha)}(h) = \left( \frac{A}{2h} \right)^5 - A^5 \sum_{\mathbf{m}(\neq 0)} \frac{5\rho_{\mathbf{m},\alpha}^2 - \rho_{\mathbf{m}}^2 - 4h^2}{(\rho_{\mathbf{m}}^2 + 4h^2)^{7/2}} \quad (12)$$

по узлам  $\mathbf{m}$  решетки (10), которые выражают локальное (действующее) поле на заданном узле решетки (частице массива). Сумма  $S_d^{(\alpha)}$  определяет поле, обусловленное дипольными плазмонами других частиц слоя (10), а сумма  $S_i^{(\alpha)}$  учитывает поле зарядов их изображения, обусловленных наличием квантовой ямы.

Частота плазмонов  $\omega_\alpha$ , зависящая от отношения полуосей сфероидов  $\eta = a_z/a_x$ , их размера и периода решетки, варьируется при фиксированной частоте экситона  $\omega_0$ . Когда частоты плазмонов и экситонов существенно различаются ( $|\omega_\alpha - \omega_0| \gg \Gamma$ ), слабый экситонный пик поляризуемости проявляется независимо на фоне сильного плазмонного пика [4]. При резонансе  $\omega_\alpha = \omega_0$  спектры плазмон-экситонной поляризуемости показаны кривыми 2 на рис. 1, *a* и *b*. Эти спектры вычислены по формуле (7) с функцией (8) в случае одной наночастицы и с функцией (11), (12) в случае слоя взаимодействующих частиц. Результаты относятся к нанодискам Ag с  $a_x = a_y \neq a_z$ , расположенным вблизи квантовой ямы AlGaAs/GaAs. При обсуждении исходным считаем спектр поляризуемости  $|\chi_{\alpha\alpha}^{(0)}(\omega)|^2$  нанодисков, находящихся в однородной среде с проницаемостью  $\epsilon_b$  (кривые 1 на рис. 1, *a* и *b*).

Для дипольных плазмонов отдельной частицы учет зарядов изображения, обусловленных экситонной поляризацией квантовой ямы, приводит к плазмон-экситонному расщеплению спектра поляризуемости  $|\bar{\chi}_{yy}(\omega)|^2$ , которое при резонансе  $\bar{\omega}_\alpha = \omega_0$  демонстрируется кривой 2 на рис. 1, *a*. Наличие плазмон-экситонного расщепления спектра подтверждается двухпиковой структурой величины  $\text{Im} \bar{\chi}_{yy}(\omega)$  с  $\bar{\chi}_{\alpha\alpha} = \chi_{\alpha\alpha}^{(0)} / (1 - \chi_{\alpha\alpha}^{(0)} \bar{\sigma}^{(y)})$  (кривая 3 на рис. 1, *a*), которая определяет спектральную зависимость поглощения света.

На рис. 1, *b* представлена поляризуемость плазмон-экситонного комплекса в случае слоя наночастиц вблизи квантовой ямы. Показан последовательный переход от спектра 1 поляризуемости  $|\chi_{xx}^{(0)}(\omega)|^2$  изолированной частицы к спектру 2\*, учитывающему только сумму  $S_d^{(\alpha)}$  из (12) для внутрислоевого взаимодействия дипольных плазмонов, а затем к спектру 2, учитывающему также сумму  $S_i^{(\alpha)}$  из (12), связанную с зарядами изображения. Наличие плазмон-экситонного расщепления демонстрирует величина  $\text{Im} \chi_{\alpha\alpha}(\omega)$  (кривая 3 на рис. 1, *b*), определяющая спектр оптического поглощения.

Таким образом, при резонансе  $\omega_\alpha = \omega_0$  спектр плазмон-экситонной поляризуемости состоит из двух пиков, разделенных узким провалом на частоте резонанса. Эти пики указывают на наличие расщепления Раби, что подтверждается двухпиковой структурой величин  $\text{Im} \chi_{\alpha\alpha}(\omega)$  на рис. 1, *a* и *b*, которые характеризуют спектральную зависимость поглощения света при наличии связи между плазмонами и экситонами.

#### 4. Спектроскопия плазмон-экситонов

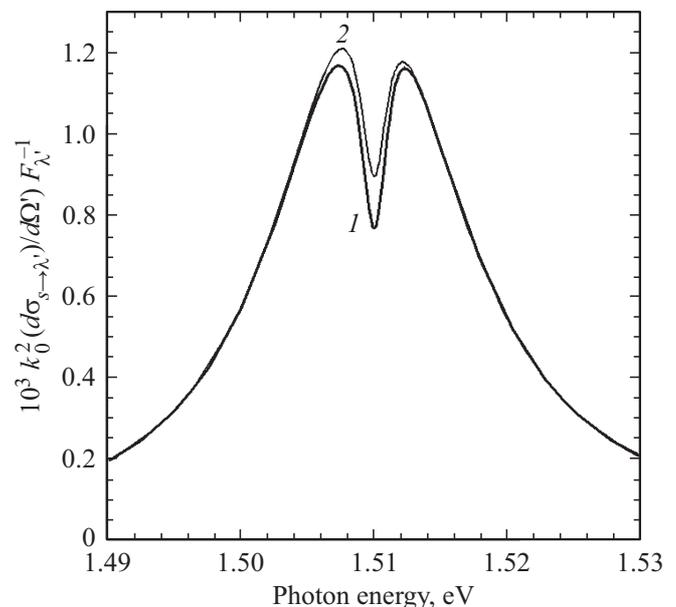
Обсудим приложения теории для расчета величин, наблюдаемых основными методами спектроскопии.

4.1. Упругое рассеяние света. В случае наночастицы, находящейся около квантовой ямы, возникает упругое рассеяние света. Наблюдаемой величиной является дифференциальное сечение рассеяния  $d\sigma_{\lambda \rightarrow \lambda'} / d\Omega' = r^2 |\mathbf{S}_{\lambda'}| / |\mathbf{S}_\lambda|$ , где  $\mathbf{S}_\lambda$  — вектор Пойнтинга, в

элемент телесного угла  $d\Omega' = \sin \theta' d\theta' d\varphi'$  с преобразованием линейной поляризации света  $\lambda \rightarrow \lambda'$ . Следуя [4], получаем сечение

$$\frac{d\sigma_{s \rightarrow \lambda'}}{d\Omega'} = k_0^4 |\bar{\chi}_{yy}(\omega)|^2 \times |1 + \rho_{QW}^{\lambda'}(\kappa') e^{2ik_b(\kappa')h}|^2 \cdot |1 + \rho_{QW}^s(\kappa) e^{2ik_b(\kappa)h}|^2 F_{\lambda'}(\Omega') \quad (13)$$

плазмон-экситонного рассеяния *s*-поляризованного света в каналах  $s \rightarrow \lambda'$ , где  $\lambda' = s, p$ . Здесь  $\rho_{QW}^{\lambda'}(\kappa)$  — коэффициент отражения от квантовой ямы световой волны с поляризацией  $\lambda$  и проекцией волнового вектора  $\kappa$  на плоскость ямы. Резонансная структура спектра (13) определяется компонентами  $|\bar{\chi}_{yy}|^2 = |\chi_{yy}^{(0)} / (1 - \chi_{yy}^{(0)} \bar{\sigma}^{(y)})|^2$  эффективной поляризуемости плазмон-экситонного комплекса с  $\bar{\sigma}^{(y)}$  из (8). Диаграммы направленности излучения  $F_s(\Omega') = \cos^2 \varphi'$  и  $F_p(\Omega') = \cos^2 \theta' \sin^2 \varphi'$ , выраженные через углы рассеяния  $\theta'$  и  $\varphi'$ , показывают, что при  $\varphi' = 0$  и  $\varphi' = \pi$  возможно только рассеяние  $s \rightarrow s$ , а при других азимутальных углах  $\varphi'$  наряду с  $s \rightarrow s$  появляется рассеяние  $s \rightarrow p$ . Наличие когерентных волн с поляризациями *s* и *p* означает, что при  $\varphi' \neq 0, \pi$  поле в заданном направлении рассеяния имеет эллиптическую поляризацию, резонансно зависящую от частот плазмон-экситонов. В рамках представленной здесь теории можно также исследовать рассеяние света в круговые плазмон-экситоны с  $\kappa' \gg k_0 \sqrt{\epsilon_b}$  по аналогии с возбуждением точечным



**Рис. 2.** Спектральные зависимости  $k_0^2 (d\sigma_{s \rightarrow \lambda'} / d\Omega') F_{\lambda'}^{-1}$  сечений рассеяния *s*-поляризованного света в волны с поляризациями  $\lambda' = s$  (1) и  $\lambda' = p$  (2) нанодиском Ag, находящимся вблизи квантовой ямы AlGaAs/GaAs. Вычислено по формулам (7)–(9) и (13) при  $\theta = 0$  и  $\theta' = 60^\circ$  с  $a_x = 10$  nm,  $\eta = 0.585$ ,  $l = 8$  nm и  $h = 10.5$  nm и теми же экситонными параметрами, что на рис. 1.

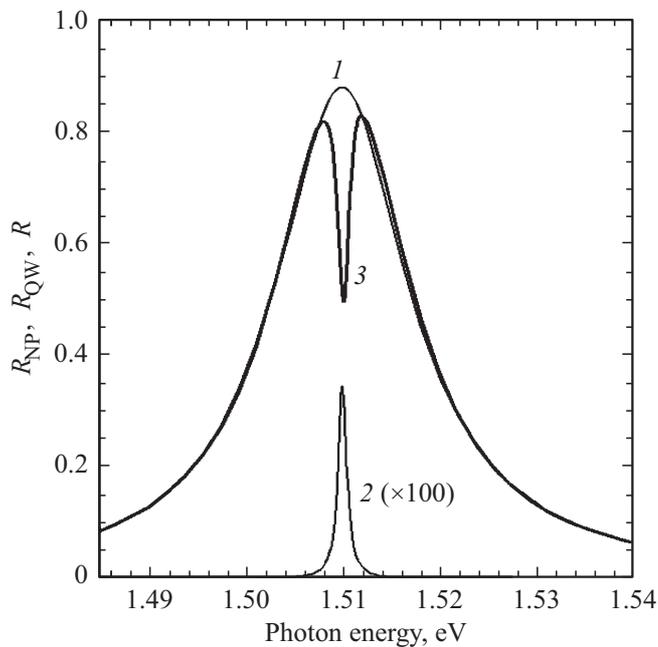
диполем нерadiационных плазмонов на плоской поверхности металла [15].

На рис. 2 показаны спектры рассеяния  $d\sigma_{s \rightarrow s'}/d\Omega'$  при резонансе  $\bar{\omega}_y = \omega_0$ , вычисленные по формулам (7)–(9) и (13). Видно, что сечения рассеяния имеют те же спектральные особенности, что и спектр плазмон-экситонной поляризуемости (кривая 2 на рис. 1, а). Сечения рассеяния (13) в каналах  $s \rightarrow s$  и  $s \rightarrow p$  слабо отличаются друг от друга из-за малости коэффициента экситонного отражения квантовой ямы  $|\rho_{QW}^s| \sim k_0 l \Gamma_0 / (\Gamma_0 + \Gamma) \ll 1$ .

4.2. Отражение света. Для слоя металлических наночастиц, расположенных вблизи квантовой ямы, используется модель квадратной решетки (10) с периодом  $A$ . Вообще говоря, при возбуждении плазмон-экситонов на решетке должна возникать резонансная брэгговская дифракция, определяемая латеральными векторами обратной решетки  $|\mathbf{b}| \gtrsim 2\pi/A$ . Рассматриваемые короткопериодные (плотные) решетки с  $A \ll 1/(k_0 \sqrt{\epsilon_b})$  обеспечивают дополнительный вклад только в зеркальное отражение света. В результате для коэффициента отражения  $s$ -поляризованной волны находим [5]

$$R = \left| \rho_{QW}^s + \frac{2\pi i k_0^2}{k_b A^2} \chi_{yy} (e^{-ik_b h} + \rho_{QW}^s e^{ik_b h}) \right|^2, \quad (14)$$

где  $\chi_{yy} = \chi_{yy}^{(0)} / (1 - \chi_{yy}^{(0)} \sigma^{(y)})$  включает  $\sigma^{(y)}$  из (11). На рис. 3 коэффициент зеркального плазмон-экситонного



**Рис. 3.** Коэффициенты нормального отражения света от монослоя серебряных нанодисков  $R_{NP}$  (1), от квантовой ямы AlGaAs/GaAs  $R_{QW}$  (2) (умножено на 100) и от близко расположенных слоя нанодисков и квантовой ямы  $R$  (3). Вычислено по формуле (14) при  $\omega_\alpha = \omega_0$ ,  $\hbar\Gamma = 0.5$  meV,  $A = 25$  nm,  $a_x = a_y = 8$  nm,  $\eta = a_z/a_x = 0.596$ ,  $l = 9$  nm,  $h = 9$  nm и с теми же другими экситонными параметрами, что на рис. 1.

отражения  $s$ -поляризованного света (14) при нормальном падении показан в сравнении с коэффициентами экситонного  $R_{QW} = |\rho_{QW}^s|^2$  и плазмонного  $R_{NP}$  (при  $\rho_{QW}^s = 0$ ) отражения. Видно, что при  $\omega_\alpha = \omega_0$  плазмон-экситонное взаимодействие приводит к двухпиковой структуре спектра со значительной экситонной особенностью в виде провала. Глубина провала в несколько раз превышает масштаб экситонного пика отражения  $R_{QW}$ , и это позволяет говорить об усилении экситонной спектральной особенности плазмонами. Однако следует отметить, что в приближении (6) для вторичных волн эффект отражения света от слоя наночастиц может быть несколько завышен вследствие условия  $\Omega_\alpha \gg \gamma$  для плазмонов в выражениях (4) и (7).

4.3. Плазмон-экситонные поляритоны в сверхрешетках. В области плазмон-экситонных резонансов электромагнитные волны распространяются в форме поляритонов. Теория плазмон-экситонных поляритонов рассматривалась для сверхрешеток, т.е. периодических последовательностей элементарных сверхячеек, образованных близко расположенными квантовой ямой и слоем металлических наночастиц [6]. Как указано выше, внутри ячеек с  $h \ll 1/(k_0 \sqrt{\epsilon_b})$  взаимодействие экситонов и плазмонов осуществляется через их кулоновское (ближнее) поле. Взаимодействие между плазмон-экситонными возбуждениями разных ячеек реализуется через запаздывающее электромагнитное поле, которое имеет интерференционный характер. Самосогласованное решение задачи о распространении плазмон-экситонных поляритонов получается методом матриц переноса [6]. При нормальном распространении поляритонов матрицы переноса выражаются через коэффициент плазмон-экситонного отражения света элементарной ячейкой сверхрешетки

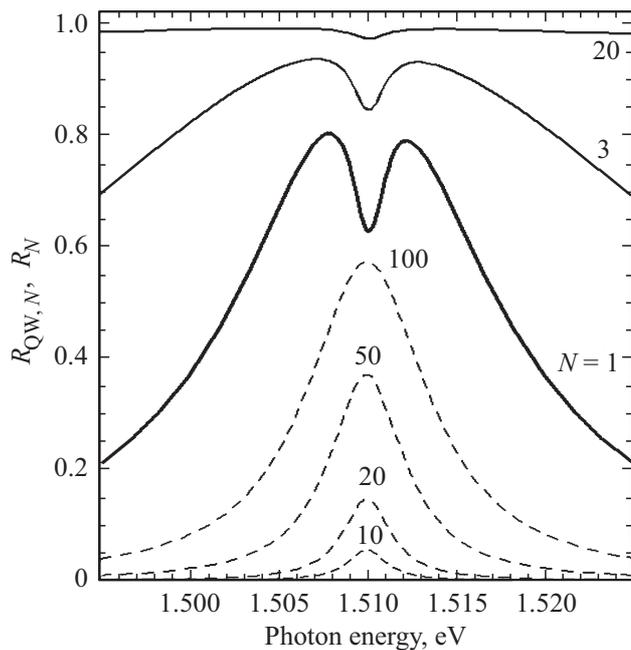
$$\rho = \rho_{QW} + \rho_{NP}(1 + \rho_{QW})^2. \quad (15)$$

Эта формула включает экситонный коэффициент отражения квантовой ямой  $\rho_{QW}$  и плазмонный коэффициент отражения  $\rho_{NP}$  слоем наночастиц. Плазмон-экситонные поляритоны блоховского типа, распространяющиеся вдоль оси сверхрешетки, имеют одномерный закон дисперсии в зависимости от волнового числа  $q(\omega)$ .

Особый интерес связан с брэгговскими сверхрешетками, период которых  $d$  удовлетворяет условию Брэгга  $q(\omega_0) = \pi/d$  при частоте резонанса  $\omega_\alpha = \omega_0$ . Коэффициент плазмон-экситонного отражения света брэгговской сверхрешеткой с числом  $N$  элементарных ячеек равен [6]

$$R_N = \frac{N^2 |\rho|^2}{|N\rho - \tau|^2}. \quad (16)$$

Из формулы (16) с  $\tau = 1 + \rho$  следует наличие следующих режимов распространения поляритонов: 1) сверхизлучение при  $N|\rho| \ll 1$ , когда коэффициент отражения  $R_N \approx N^2 |\rho|^2$  и ширина спектра возрастает с числом элементарных ячеек  $N$ , и 2) фотонно-



**Рис. 4.** Спектры нормального экситонного  $R_{QW,N}$  (штриховые линии) и плазмон-экситонного  $R_N$  (сплошные линии) отражения света в режиме сверхизлучения для периодических сверхрешеток с  $N$  ячейками, состоящими из слоя нанодисков Ag и квантовой ямы GaAs/AlGaAs. Спектры обозначаются цифрой, которая показывает число  $N$  ячеек в сверхрешетке. Вычислено по формулам (15), (16) при резонансе  $\omega_a = \omega_0$ ,  $A = 25$  nm,  $a_x = a_y = 8$  nm,  $\eta = 0.596$ ,  $l = 9$  nm,  $h = 9$  nm с теми же экситонными параметрами, что на рис. 1.

кристаллический режим, который предполагает переход к полному отражению  $R_N \rightarrow 1$  при больших числах  $N$ . Переход между этими двумя режимами в брэгговских сверхрешетках ранее изучался для экситонных поляритонов [16]. На рис. 4 представлены результаты расчета по формулам (15), (16) плазмон-экситонного коэффициента отражения  $R_N(\omega)$  в зависимости от числа  $N$  элементарных ячеек брэгговской структуры. Для сравнения штриховыми линиями показаны коэффициенты  $R_{QW,N}$  экситонного (при  $\rho_{NP} = 0$ ) отражения света в режиме сверхизлучения. Видно, что типичная для сверхизлучения зависимость спектра  $R_N$  от  $N$  проявляется при малых  $N \lesssim 10$ , а зависимость спектра  $R_{QW,N}$  от  $N$  в экситонных сверхрешетках проявляется до значений  $N \sim 10^3$  [6,16]. Подавление сверхизлучения в сверхрешетке с плазмонами связано с относительно большой скоростью распада плазмонов по сравнению с экситонами. Из рис. 4 видно, что в спектре поляритонов плазмон-экситонное расщепление Раби также проявляется в форме двухпикового спектра с провалом на резонансной частоте экситона. Этот спектр как целое и особенности провала меняются при увеличении числа ячеек  $N$  сверхрешетки, причем связанная с экситонами спектральная структура исчезает при сравнительно малых числах элементарных ячеек.

## 5. Заключение

Сильное резонансное кулоновское взаимодействие между локальными плазмонами слоя наночастиц и экситонами квантовой ямы приводит к образованию плазмон-экситонных мод и характерному расщеплению оптических спектров в области резонанса. Два спектральных пика, разделенных узким провалом, возникают в поляризуемости локализованных плазмон-экситонных комплексов. Это расщепление проявляется в плазмон-экситонных спектрах упругого рассеяния и зеркального отражения света. Провал в этих спектрах на частоте экситона можно интерпретировать в терминах усиления экситонного отклика плазмонами. Для сверхрешеток при малом числе плазмон-экситонных сверхячеек провал в спектре отражения проявляется в сверхизлучательном режиме, однако он исчезает при переходе к фотоннокристаллическому режиму при сравнительно небольшом увеличении числа сверхячеек. Представляется перспективным рассмотрение плазмон-экситонных эффектов в пропускании и поглощении света, а также в фотолуминесценции.

## Список литературы

- [1] A.A. Toropov, T.V. Shubina. Plasmonic Effects in Metal-Semiconductor Structures. Univ. Press, Oxford (2015). 361 p.
- [2] В.М. Агранович, М.Д. Галанин. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. Наука, М. (1978). 383 с.
- [3] V.I. Sugakov, G.V. Vertsimakha. Phys. Rev. B **81**, 235308 (2010).
- [4] В.А. Кособукин. ФТТ **57**, 1413 (2015).
- [5] V.A. Kosobukin. Solid State Commun. **228**, 43 (2016).
- [6] В.А. Кособукин. ФТТ **59**, 972 (2017).
- [7] Y. Sugawara, T.A. Kelf, J.J. Baumberg, M.E. Abdelsalam, P.N. Bartlett. Phys. Rev. Lett. **97**, 266808 (2006).
- [8] S. Balci. Opt. Lett. **38**, 4498 (2013).
- [9] B.G. DeLacy, O.D. Miller, C.W. Hsu, Z. Zander, S. Lacey, R. Yagloski, A.W. Fountain, E. Valdes, E. Anquillare, M. Soljacic, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos. Nano Lett. **15**, 2588 (2015).
- [10] B.J. Lawrie, K.-W. Kim, D.P. Norton, R.F. Haglund, Jr. Nano Lett. **12**, 6152 (2012).
- [11] E.L. Ivchenko. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures. Alpha Science International, Ltd. (2005). 315 p.
- [12] В.А. Кособукин, А.В. Коротченков. ФТТ **58**, 2446 (2016).
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 620 с.
- [14] P.V. Johnson, R.W. Christy. Phys. Rev. B **6**, 4370 (1972).
- [15] В.А. Кособукин. ФТТ **35**, 884 (1993).
- [16] Е.Л. Ивченко, А.Н. Поддубный. ФТТ **55**, 833 (2013).

Редактор Ю.Э. Кутаев