

На правах рукописи

Коротченков Алексей Владимирович

**Плазмоны и плазмон-экситоны
в наноструктурах металл-полупроводник**

Специальность 1.3.11 – физика полупроводников

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2024

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном учреждении науки «Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук».

Научный руководитель: **Кособукин Владимир Артемович**,
доктор физико-математических наук, профессор,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
сектор теории твёрдого тела,
главный научный сотрудник

Официальные оппоненты: **Рыбин Михаил Валерьевич**,
доктор физико-математических наук,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
лаборатория спектроскопии твёрдого тела,
ведущий научный сотрудник

Дьяков Сергей Александрович,
доктор физико-математических наук,
Сколковский институт науки и технологий,
центр инженерной физики, доцент

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования «Санкт-Петербургский
государственный университет»

Защита состоится _____ года в _____ часов на заседании
диссертационного совета ФТИ 34.01.02 при ФТИ им. А.Ф. Иоффе по адресу:
194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А.Ф. Иоффе и на
сайте института <http://www.ioffe.ru>.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба
направлять по адресу: 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26,
ученому секретарю диссертационного совета ФТИ 34.01.02.

Автореферат разослан _____ 2024 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
ФТИ 34.01.02,
доктор физ.-мат. наук

Сорокин Лев Михайлович

Общая характеристика работы

Актуальность темы. В последние десятилетия ведётся активное исследование сложных систем, состоящих из полупроводниковых наноструктур (квантовых ям, точек, нанокристаллов) и металлических включений, поддерживающих локализованные поверхностные плазмоны. Интерес к композитным структурам обусловлен сочетанием оптических свойств электронного газа в металлах и электронных возбуждений (экситонов) в полупроводниках. Плазмоны – коллективные колебания электронного газа, позволяют многократно усиливать и концентрировать электромагнитное поле определённой частоты на масштабах меньше длины волны света [1]. Благодаря этому свойству поверхностных плазмонов возможно резонансное усиление эффектов, связанных с взаимодействием света и вещества. Классическим примером является гигантское комбинационное рассеяние света молекулами, адсорбированными на шероховатой металлической поверхности [2]. Другие применения плазмонов включают увеличение эффективности солнечных элементов [3] или усиление генерации второй гармоники [4] в ближнем поле металлических наноструктур, а также создание из металлических наночастиц оптически активных «металлоповерхностей», которые позволяют управлять поляризацией света [5]. Широкое применение получила идея оптического сенсора, регистрирующего присутствие определённых молекул в газовых или жидких средах по изменению частоты поверхностного плазмона в металлической наноструктуре [6].

Свойства поверхностных плазмонов, такие как частота резонанса и конфигурация электромагнитного поля, оказываются чувствительными к диэлектрической проницаемости окружающей среды и геометрии металлических включений. В связи с этим обстоятельством, вместе с развитием технологии изготовления плазмонных структур было разработано множество аналитических и численных методов моделирования их оптических свойств [7]. Весьма распространённым типом плазмонных структур являются массивы металлических наночастиц субволнового размера, образующих плоские или трёхмерные решётки. Для описания плазмонов в таких структурах часто применяется модель дискретных диполей [8], в которой металлические наночастицы заменяются электрическими (и магнитными) диполями с поляризуемостью, обладающей резонансом на частоте плазмона в изолированной частице. Например, дипольная модель применялась для оценки анизотропии формы металлических нанокластеров, выявленной при помощи метода спектроскопии анизотропного отражения света [9]. В данном случае наночастицы In были получены на поверхности полупроводника InAs электрохимическим методом, однако в настоящее время развиваются альтернативные способы формирования металлических нанокластеров на поверхности кристаллов [10] или непосредственно в объёме полупроводника [11].

Полупроводниковые гетероструктуры являются одним из основных предметов исследований в физике твёрдого тела с тех пор, как на их основе был

создан непрерывно излучающий лазерный светодиод [12; 13]. Низкоразмерные полупроводниковые структуры привлекательны тем, что их оптические свойства определяются в процессе синтеза, а в случае двумерных материалов – варьируются при помощи окружающей среды. В совокупности с разнообразием плазмонных наноструктур это позволяет создавать квантовые ямы или квантовые точки, в которых частота оптических переходов оказывается близкой к частоте поверхностных плазмонов. В таком случае можно ожидать возникновения гибридных состояний электромагнитного поля и экситона.

Свойства наноструктур металл-полупроводник и наблюдаемые в них физические явления определяются эффективностью взаимодействия электромагнитной моды и экситона, которая выражается соотношением между константой взаимодействия и скоростями затухания экситона и плазмона. Режим сильной связи экситонов с электромагнитным полем реализуется для квантовых точек в брегговских микрорезонаторах [14], или для экситонов в органических молекулах красителей, нанесённых на поверхность металлических наночастиц [15]. При взаимодействии поверхностных плазмонов и экситонов в полупроводниковых квантовых ямах [16; 17], по всей видимости, реализуется случай слабой связи. При этом константа взаимодействия может превосходить скорость затухания экситона, но оказывается меньше скорости затухания плазмона. В этом случае ожидаются такие явления, как резонанс Фано и электромагнитно индуцированная прозрачность [18; 19]. Кроме того, в режиме слабой связи плазмоны оказывают влияние на скорость излучательной рекомбинации экситонов [20], что может использоваться для увеличения эффективности квантовых источников света.

Таким образом, изучение свойств наноструктур металл-полупроводник является актуальной задачей физики низкоразмерных систем, затрагивающей фундаментальные вопросы взаимодействия света с веществом и их практические применения.

Целью данной работы является теоретическое исследование плазмонных и плазмон-экситонных возбуждений в наноструктурах, включающих массивы металлических нанокластеров и полупроводниковые квантовые ямы.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Развита самосогласованная теория резонансной спектроскопии анизотропного отражения света от слоя металлических наночастиц, и исследовано влияние анизотропии формы наночастиц и структуры слоя на расщепление частот локализованных плазмонов с двумя ортогональными поляризациями.
2. Построена модель плазмон-экситонов для слоя металлических наночастиц вблизи полупроводниковой квантовой ямы. Получены оценки константы взаимодействия плазмонов и экситонов Ванье–Мотта, свидетельствующие о слабой связи этих возбуждений.

3. Впервые рассмотрены плазмон-экситоны в наноструктуре, состоящей из одномерной решётки металлических нанопроволок и квантовой ямы в полупроводнике.
4. Разработана теория оптической ориентации и выстраивания горячих низкоразмерных экситонов в ближнем поле решётки наночастиц.

Практическая значимость выполненных исследований состоит в разработке теоретического метода описания плазмонов в массивах наночастиц и плазмон-экситонов в наноструктурах металл-полупроводник с квантовыми ямами. Представленные в диссертации результаты показывают, что можно исследовать свойства горячих экситонов (с отличным от нуля импульсом в плоскости квантовой ямы), которые возбуждаются и излучают свет в присутствии решётки металлических наночастиц.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Наблюдаемые спектры анизотропного отражения света от слоя металлических нанокластеров являются следствием анизотропии их формы и/или анизотропии их расположения в слое. Величина структурной анизотропии, оцениваемая по наблюдаемым спектрам, имеет порядок нескольких процентов.
2. В наноструктурах, содержащих близко расположенные полупроводниковую квантовую яму и слой металлических нанокластеров, взаимодействие плазмонов и квазидвумерных экситонов приводит к резонансной особенности в виде двух пиков и провала в спектрах отражения и поглощения света. При этом величина константы взаимодействия плазмонов и экситонов превосходит скорость затухания экситона, но оказывается меньше скорости затухания плазмона.
3. Решётка металлических наночастиц, расположенная вблизи полупроводниковой квантовой ямы, позволяет исследовать оптическую ориентацию горячих экситонов (вдали от Γ -точки), определить времена их энергетической и спиновой релаксации.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертационную работу, докладывались на международных научных конференциях: «Физика. СПб 2016» (Санкт-Петербург, 2016), Зимняя школа по физике полупроводников (Зеленогорск, 2018), «Физика. СПб 2018», Совещание по теории твёрдого тела (Санкт-Петербург, 2019), «Nanostructures: Physics and Technology» (Минск, 2020), «Экситоны в конденсированных средах» (Санкт-Петербург, 2022), Нанофизика и Наноэлектроника (Нижний Новгород 2023), Workshop on Wave Phenomena (Санкт-Петербург, 2023). Полученные результаты обсуждались на научных семинарах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе и в Университете ИТМО.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации опубликованы в 5 статьях в рецензируемых научных журналах, индексируемых базами данных Web of Science и Scopus.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, списка литературы и приложения. Общий объём диссертации составляет 86 страниц текста, которые включают 22 рисунка и 2 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 91 наименование.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертации, поставлена цель исследования, излагается научная новизна и практическая значимость представленной работы, и сформулированы научные положения, выносимые на защиту.

В **первой главе** диссертации развита самосогласованная теория плазмонного анизотропного отражения света от массивов металлических наночастиц на поверхности полупроводника. В §1.1 приводится обзор исследований, посвященных поверхностным плазмонам в металлических наноструктурах и их применениям в нанофотонике. В том числе рассматривается метод спектроскопии анизотропного отражения (RAS), в котором исследуется спектр

$$\frac{\Delta R}{R} = 2 \frac{R_x - R_y}{R_x + R_y}, \quad (1)$$

где $R_{x,y}$ - коэффициенты отражения линейно поляризованного света, падающего на поверхность исследуемой структуры по нормали. Спектры $\Delta R/R \sim 10^{-1}$ плазмонного происхождения, наблюдавшиеся для наночастиц In на поверхности InAs(001) [9], свидетельствуют о скрытой анизотропии структуры, которая не была выявлена стандартными методами диагностики (Рис. 1). Качественное объяснение измеренных спектров (Рис. 2) состоит в небольшом отличии частот поверхностных плазмонов, взаимодействующих со светом в двух ортогональных поляризациях x и y [9].

Для построения теории анизотропного отражения в §1.2 определяется плазменная поляризуемость анизотропных наночастиц $\chi_{\alpha\beta}^{(0)}$, которые моделируются эллипсоидами с различными полуосями a_x, a_y и a_z субволнового масштаба. Предполагается, что наночастицы состоят из металла с диэлектрической проницаемостью, описываемой в приближении свободных электронов

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}. \quad (2)$$

Здесь ε_∞ - фоновая диэлектрическая проницаемость металла, ω_p - плазменная частота, γ^{-1} - время релаксации импульса электронов. Частоты дипольных

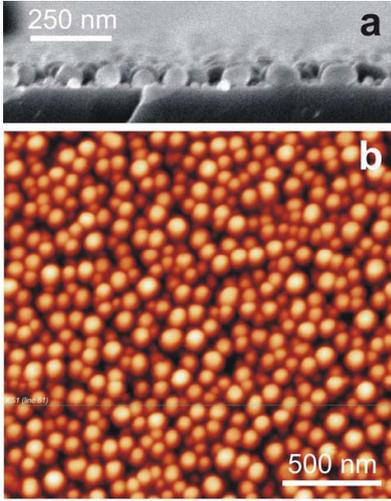


Рис. 1 — Изображение слоя слабо-анизотропных нанокластеров индия на поверхности InAs(001), полученное при помощи (а) сканирующего электронного и (b) атомно-силового микроскопа [9].

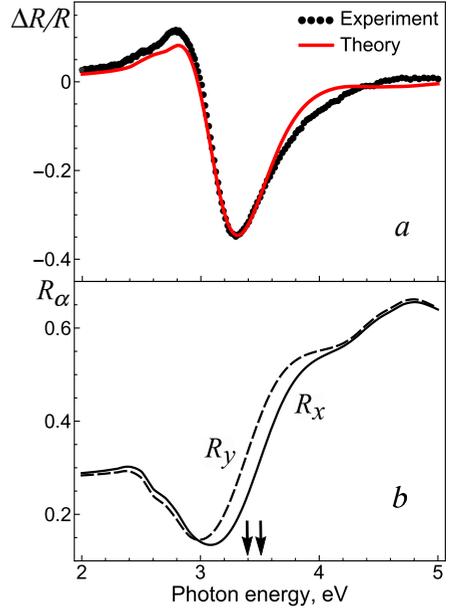


Рис. 2 — *a* - измеренный спектр анизотропного отражения [9] и результат его аппроксимации с использованием представления (7). *b* - соответствующие теоретические спектры поляризованного отражения. Стрелками показаны энергии плазмонных резонансов $\hbar\omega_x > \hbar\omega_y$.

плазмонов, поляризованных вдоль полуосей эллипсоида α , равны

$$\omega_{\alpha}^{(0)} = \omega_p \sqrt{N^{(\alpha)} / \varepsilon_*^{(\alpha)}}, \quad \varepsilon_*^{(\alpha)} = \varepsilon_1 + (\varepsilon_{\infty} - \varepsilon_1) N^{(\alpha)}, \quad (3)$$

где ε_1 - диэлектрическая проницаемость окружающего наночастицу материала, $0 < N^{(\alpha)} < 1$ - коэффициенты деполяризации эллипсоида.

Модель слоя наночастиц, находящихся вблизи границы прозрачной среды ε_1 и полупроводника с ε_2 , описана в §1.3. Эллипсоидальные наночастицы располагаются в узлах прямоугольной решётки $\rho_{\mathbf{n}} = \mathbf{e}_x A_x n_x + \mathbf{e}_y A_y n_y$ на расстоянии h от поверхности кристалла (Рис. 3). Все размеры и расстояния предполагаются малыми по сравнению с длиной волны света, и используется квазистатическое дипольное приближение. В ходе самосогласованного решения задачи об отражении света от слоя наночастиц в §1.4 определяется эффективная поляризуемость $\chi_{\alpha\beta}$, в которой учитывается взаимодействие дипольных плазмонов в наночастицах и эффект изображений, обусловленных границей сред.

При нормальном падении света в решётке возбуждаются моды с волновым вектором $\kappa = 0$ и поляризацией $\alpha = x, y$, которым соответствует

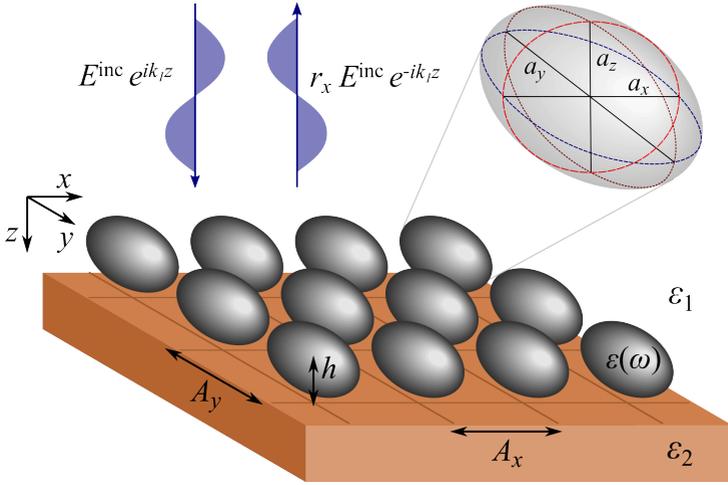


Рис. 3 — Прямоугольная решётка металлических наночастиц в форме эллипсоидов. Показаны падающая и отражённая волны линейной поляризации вдоль оси решётки x .

эффективная поляризуемость наночастиц

$$\chi_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} \chi_{\alpha\alpha}^{(0)} \left[1 - \frac{\chi_{\alpha\alpha}^{(0)}}{\varepsilon_1 A_\alpha^3} \left(S_\alpha^{(d)} + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} S_\alpha^{(i)}(h) \right) \right]^{-1}. \quad (4)$$

Дипольные суммы, отвечающие прямому взаимодействию и изображениям, в квазистатическом приближении имеют вид

$$S_\alpha^{(d)} = A_\alpha^3 \sum_{\mathbf{n} \neq 0} \frac{3\rho_{\mathbf{n},\alpha}^2 - \rho_{\mathbf{n}}^2}{\rho_{\mathbf{n}}^5}, \quad S_\alpha^{(i)}(h) = A_\alpha^3 \sum_{\mathbf{n}} \frac{3\rho_{\mathbf{n},\alpha}^2 - \rho_{\mathbf{n}}^2 - 4h^2}{(\rho_{\mathbf{n}}^2 + 4h^2)^{5/2}}. \quad (5)$$

Компоненты эффективной поляризуемости (4) входят в коэффициент поляризованного отражения света от слоя наночастиц

$$R_\alpha = |r_\alpha|^2, \quad r_\alpha = r_{12} + \frac{2\pi i k_0}{\sqrt{\varepsilon_1}} \frac{\chi_{\alpha\alpha}}{A_x A_y} \left(e^{-i\sqrt{\varepsilon_1} k_0 h} + r_{12} e^{-i\sqrt{\varepsilon_1} k_0 h} \right)^2. \quad (6)$$

Здесь $k_0 = \omega/c$, и r_{12} - амплитудный коэффициент отражения от границы сред при нормальном падении.

При моделировании спектров $\Delta R/R$ удобно использовать представление

$$k_0 \frac{\chi_{\alpha\alpha}(\omega)}{A_x A_y} \approx \frac{\Omega_\alpha^2}{\omega_\alpha^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_\alpha}, \quad (7)$$

которое соответствует двум плазмонным резонансам, наблюдаемым в ортогональных поляризациях $\alpha = x, y$. При этом экспериментальные спектры (Рис. 2а)

интерпретируются как следствие расщепления частот плазмонов $\omega_x \neq \omega_y$. Параметры Γ_α и Ω_α , которые определяют ширину и амплитуду резонансов, в случае слабой анизотропии можно полагать независимыми от поляризации. Выражения для феноменологических параметров ω_α , Γ_α и Ω_α через микроскопические параметры структуры приведены в §1.5. В микроскопической модели имеются две причины различия частот плазмонов с ортогональными поляризациями: анизотропия формы частиц $a_x \neq a_y$ и анизотропия решётки $A_x \neq A_y$. Малое расщепление частот плазмонов $\Delta\omega = \omega_x - \omega_y$ вблизи среднего значения $\omega_{\parallel} = (\omega_x + \omega_y)/2$ соответствует малым отклонениям $a_{x,y} = a \mp \Delta a/2$ и $A_{x,y} = A \mp \Delta A/2$ от изотропной структуры (сфероиды в квадратной решётке). В §1.5 вычислены коэффициенты C_a и C_A , связывающие расщепление частот с деформацией сфероидов или квадратной решётки в линейном приближении

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_{\parallel}} = C_a \frac{\Delta a}{a} + C_A \frac{\Delta A}{A}. \quad (8)$$

Построенная теория применялась для интерпретации измеренных спектров анизотропного отражения в §1.6. Пример подгонки типичного спектра для системы In/InAs с помощью выражений (6) и (7) показан на Рис. 2. Выбраны значения феноменологических параметров $\hbar\omega_x = 3.52$ эВ, $\hbar\omega_y = 3.4$ эВ, $\hbar\Gamma = 1.17$ эВ и $\hbar\Omega = 0.78$ эВ, анизотропия частот слабая $\Delta\omega/\omega_{\parallel} \ll 1$. Поэтому сначала была рассмотрена изотропная структура, для которой частота ω_{\parallel} и параметры Γ и Ω вырожденных плазмонов были приведены к подгочным значениям. Затем были получены оценки деформаций наночастиц и решётки, соответствующие найденному при подгонке расщеплению частот.

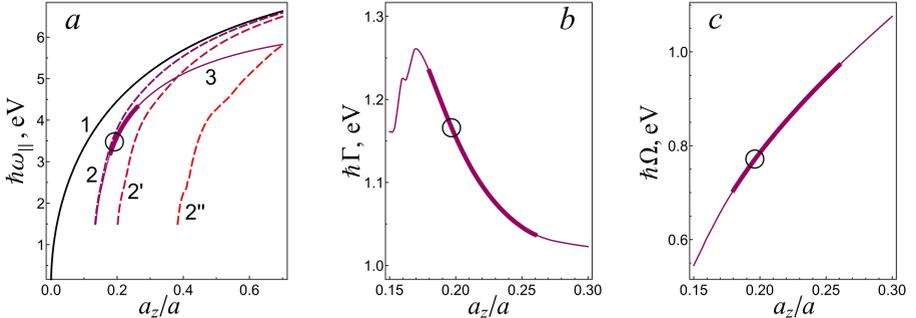


Рис. 4 — Зависимости феноменологических параметров резонанса от отношения полуосей сфероида $\eta = a_z/a$. *a* - частота плазмонов $\omega_{\parallel}^{(0)}$ в изолированном сфероиде (1); в одиночном сфероиде вблизи поверхности полупроводника при $p_h = h/a_z = 3$ (2), $p_h = 2$ (2') и $p_h = 1.1$ (2''); и частота плазмонов ω_{\parallel} в слое сфероидов при $p_h = 3$ (3). *b* - параметр затухания Γ , *c* - сила осциллятора Ω плазменной моды в слое сфероидов при $p_h = 3$, $a = 20$ нм и $A = 50$ нм. Выбранное значение $a_z/a = 0.2$ соответствует значениям параметров, полученным при подгонке спектра Рис. 2а.

Главным параметром является частота плазмонной моды с поляризацией в плоскости слоя наночастиц. Эта частота уменьшается и может быть приведена к значению $\hbar\omega_{\parallel} \approx 3.5$ эВ в результате сплющивания сфероидов, их приближения к границе сред, или в результате сближения наночастиц в слое. Все перечисленные эффекты продемонстрированы на Рис. 4а, где частоты плазмонов в изолированном сфероиде, в одиночном сфероиде вблизи границы сред и в массиве сфероидов вблизи поверхности построены в зависимости от отношения длин полуосей сфероида $\eta = a_z/a$. Аналогичные зависимости для параметров Γ и Ω приведены на Рис. 4б,с. Выделенные участки кривых соответствуют выполнению физических ограничений $R_{\alpha} < 1$ и $S^{(i)}(h) \sim S^{(d)}$. В результате были определены параметры квадратной решётки сфероидов $a = 20$, $A = 50$, $a_z = 4$ и $h = 12$ нм.

Для найденных параметров изотропной структуры были вычислены коэффициенты анизотропии $C_a = 1.12$ и $C_A = -0.28$. Подставив в (8) среднюю частоту $\hbar\omega_{\parallel} = 3.46$ эВ и расщепление $\hbar\Delta\omega = 0.12$ эВ, находим соответствующую деформацию сфероидов $\Delta a/a \approx a_y/a_x - 1 \approx 3.1\%$ при $\Delta A = 0$ и деформацию решётки $\Delta A/A \approx A_y/A_x - 1 \approx -12.6\%$ при $\Delta a = 0$. Таким образом, расщепление частот $\hbar\Delta\omega > 0$ свидетельствует о сжатии сфероидов или/и о растяжении решётки вдоль оси x .

Вторая глава диссертации посвящена исследованию эффектов плазмон-экситонного взаимодействия в структурах, содержащих полупроводниковые квантовые ямы и слои металлических наночастиц или нанопроволок. Как указано в обзоре §2.1, сильная связь экситонов с плазмонами, приводящая к значительному изменению оптического спектра, в основном наблюдается в системах с металлическими частицами и молекулами органических красителей [15]. Взаимодействие плазмонов с экситонами в полупроводниковых наноструктурах оказывается слабым [17], при этом плазмоны могут увеличить скорость излучательной рекомбинации экситонов [20].

В §2.2 построена модель плазмон-экситонов в структуре (Рис. 5) с металлическими наночастицами, находящимися вблизи квантовой ямы в полупроводнике. Коллективные плазмоны в слое таких наночастиц были рассмотрены

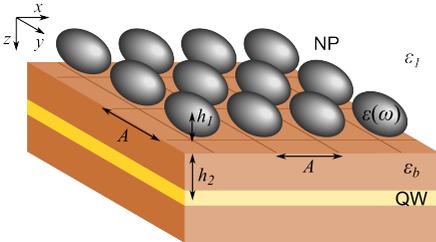


Рис. 5 — Модель композитной структуры: QW - квантовая яма, NP - наночастицы.

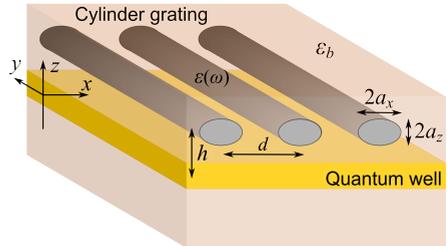


Рис. 6 — Модель структуры с решёткой металлических нанопроволок.

в Главе 1. Теперь исследуется их кулоновское взаимодействие с квазидвумерными нерадикационными экситонами с волновыми векторами $\kappa > \sqrt{\varepsilon_b}k_0$. Экситоны с дипольным моментом в плоскости ямы xy определяют коэффициент отражения света от квантовой ямы (для p -поляризации)

$$r_{\text{QW}} = \frac{i\Gamma_{0,x}}{\omega_x - \omega - i\Gamma - i\Gamma_{0,x}}, \quad \Gamma_{0,x} = \omega_{\text{LT}} \sqrt{\varepsilon_b k_0^2 - \kappa^2} L. \quad (9)$$

Здесь $\omega_x(\kappa)$ - частота квази-2D экситона, Γ и $\Gamma_{0,x}$ - скорости его нерадикационного и радиационного затухания, ω_{LT} - продольно-поперечное расщепление объёмного экситона. Параметр L порядка толщины квантовой ямы определяет эффективность взаимодействия квази-2D экситонов со светом.

Для нахождения ближнего поля наночастиц в выражении (9) следует перейти к квазистатическому приближению, полагая $\kappa \gg k_0$. При этом можно пренебречь дисперсией и заменить частоту экситона $\omega_x \approx \omega_0$ характерным значением при $\kappa = 0$. С учётом кулоновского взаимодействия дипольных плазмонов с экситонами в квантовой яме эффективная плазмон-экситонная поляризуемость наночастиц имеет компоненты

$$\chi_{\alpha\alpha}^{(\text{PE})} = \left[\frac{1}{\chi_{\alpha\alpha}} + \frac{6hL}{A^5} \frac{4\varepsilon_1\varepsilon_b}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_b)^2} \frac{\omega_{\text{LT}}}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} S_{\alpha}^{(\text{exc})} \left(\frac{2h}{A} \right) \right]^{-1} \quad (10)$$

при $\alpha = x, y$. Здесь $\chi_{\alpha\alpha}$ - компоненты плазмонной поляризуемости (4), вычисляемой для металлических сферидов ($a_x = a_y = a$, $a_z = \eta a$) в квадратной решётке ($A_x = A_y = A$). Вклад экситонных изображений определяется суммой

$$S_{\alpha}^{(\text{exc})}(\zeta) = \sum_{\mathbf{n}} \frac{5n_{\alpha}^2 - \mathbf{n}^2 - \zeta^2}{(\mathbf{n}^2 + \zeta^2)^{7/2}} \sim -\zeta^{-5}, \quad \zeta \rightarrow 0. \quad (11)$$

Выделив в $\chi_{\alpha\alpha}(\omega)$ плазмонный резонанс на частоте u_{α} , получим приближённое выражение для плазмон-экситонной поляризуемости при $\omega \approx \omega_0 \approx u_{\alpha}$:

$$\chi_{\alpha\alpha}^{(\text{PE})}(\omega) \approx \frac{\eta a^3}{3} \frac{U_{\alpha}^2 (\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\Gamma)}{(\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\Gamma)(u_{\alpha}^2 - \omega^2 - 2i\omega G_{\alpha}) - 4\omega_0 u_{\alpha} \Delta^2}. \quad (12)$$

В резонансный знаменатель (12) входят комплексные частоты нерадикационных экситонов $\omega_0 - i\Gamma$ и плазмонов в слое наночастиц $u_{\alpha} - iG_{\alpha}$, и константа плазмон-экситонного взаимодействия, определяемая выражением

$$\Delta^2 = -\frac{\eta a^3 h L}{A^5} \frac{4\varepsilon_1\varepsilon_b}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_b)^2} \omega_{\text{LT}} \frac{U_{\alpha}^2}{u_{\alpha}} S_{\alpha}^{(\text{exc})} \left(\frac{2h}{A} \right) \geq 0. \quad (13)$$

Спектры поляризуемости $\text{Im}\chi_{\alpha\alpha}^{(\text{PE})}(\omega)$, рассчитанные для наночастиц Ag вблизи квантовой ямы GaAs и наночастиц Al вблизи квантовой ямы ZnO, представлены на Рис. 7а и 8а. При расчете спектров с параметрами из Табл. 1

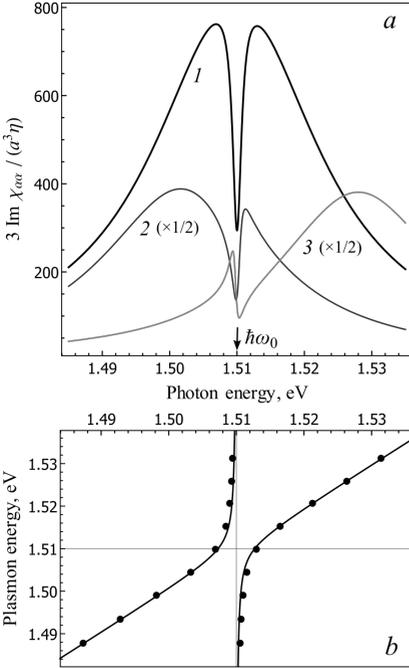


Рис. 7 — *a* - плазмон-экситонная поляризуемость (10) в структуре GaAs/Ag при различной отстройке частоты плазмона u_α от частоты экситона ω_0 : $u_\alpha = \omega_0$ (1, $\eta = 0.148$), $u_\alpha < \omega_0$ (2, $\eta = 0.145$) и $u_\alpha > \omega_0$ (3, $\eta = 0.153$). *b* - положения максимумов $\text{Im}\chi_{\alpha\alpha}$ (точки) и энергии $\hbar\omega_\pm$ (линии) в зависимости от энергии $\hbar u_\alpha$. Рассчитано для параметров экситонов и плазмонов из Табл. 1, $\varepsilon_1 = 2.25$ и геометрических параметров, нм: $a = 10$, $A = 40$, $h_1 = 5$, $h = 10$ и $L = 19$. При этом радиационное затухание экситонов $\hbar\Gamma_{0,x} = 40$ мкэВ соответствует ямам толщиной $l \approx 10$ нм.

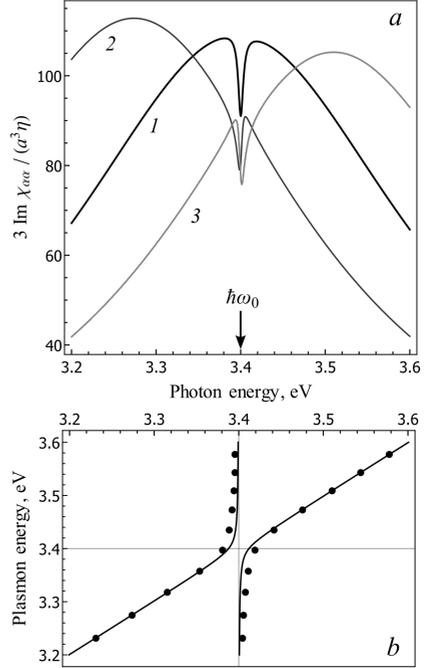


Рис. 8 — *a* - плазмон-экситонная поляризуемость (10) для структуры ZnO/Al при различной отстройке частоты плазмона u_α от частоты экситона ω_0 : $u_\alpha = \omega_0$ (1, $\eta = 0.158$), $u_\alpha < \omega_0$ (2, $\eta = 0.143$) и $u_\alpha > \omega_0$ (3, $\eta = 0.173$). *b* - положения максимумов $\text{Im}\chi_{\alpha\alpha}$ (точки) и энергии $\hbar\omega_\pm$ (линии) в зависимости от энергии $\hbar u_\alpha$. Рассчитано для параметров экситонов и плазмонов из Табл. 1, $\varepsilon_1 = 1$ и геометрических параметров, нм: $a = 10$, $A = 40$, $h_1 = 5$, $h = 10$ и $L = 6.7$. При этом радиационное затухание экситонов $\hbar\Gamma_{0,x} = 0.6$ мэВ соответствует ямам толщиной $l \approx 2.7$ нм.

частота плазмона u_α отстраивалась от частоты экситона ω_0 за счёт изменения отношения полуосей сфероидов $\eta = a_z/a$. В резонансе $u_\alpha = \omega_\alpha$ спектры $\text{Im}\chi_{\alpha\alpha}^{(\text{PE})}(\omega)$ содержат два максимума, разделенных узким провалом на частоте экситона ω_0 . При отстройке u_α от ω_0 становятся различимыми плазмонный и

Структура	ω_0 , эВ	$\omega_{\text{ЛГ}}$, мЭВ	U_α , эВ	ε_b	Γ , мЭВ	G_α , мЭВ	Δ , мЭВ
GaAs/Ag	1.51	0.08	5.9	12.5	0.3	15	2.7
ZnO/Al	3.4	2	13.6	6.7	3	260	12

Табл. 1 — Параметры экситонов и плазмонов, использованные при вычислении поляризуемости $\chi_{\alpha\alpha}^{(\text{PE})}(\omega)$ (10) и константы взаимодействия Δ (13).

экситонный максимумы, положения которых при различных частотах u_α показаны точками на Рис. 7b и 8b. Эти точки хорошо ложатся на зависимости

$$\omega_\pm = \frac{\omega_0 + u_\alpha}{2} \pm \left[\left(\frac{\omega_0 - u_\alpha}{2} \right)^2 + \Delta^2 \right]^{1/2}, \quad (14)$$

соответствующие антипересечению частот в модели незатухающих связанных осцилляторов. Отметим, что полученное в теории расщепление $2\Delta = 24$ мЭВ по порядку величины согласуется с расщеплением 15 мЭВ, наблюдавшимся для наночастиц Al и квантовой ямы ZnO в [17]. Однако и для этой структуры, и для гипотетической системы GaAs/Ag оцениваемое значение константы связи Δ (13) оказывается значительно меньше скорости затухания плазмона $G_\alpha = \gamma/2$. При этом наличие в оптических спектрах двух максимумов на расстоянии $\sim 2\Delta$ обусловлено малой шириной экситонного резонанса $\Gamma < \Delta$. Ситуация $\Gamma < \Delta \ll G_\alpha$ представляется типичной для слабых и узких экситонных резонансов с $\Gamma_0 \ll \Gamma$ и относительно широких плазмонов ($G_\alpha/\Gamma \sim 100$).

Обобщение построенной модели плазмон-экситонов для структуры с металлическими нанопроволоками (Рис. 6) представлено в §2.3. Формально поляризуемость нанопроволоки получается из поляризуемости эллипсоидальной наночастицы $\chi_{\alpha\beta}^{(0)}$ при $a_y \rightarrow \infty$, при этом объём эллипсоида $V = \frac{4\pi}{3} a_x a_y a_z$ следует заменить на площадь сечения цилиндра $S = \pi a_x a_z$. Решётка нанопроволок, расположенных вблизи квантовой ямы, характеризуется эффективной поляризуемостью

$$\hat{\chi}(\kappa) = \left[(\hat{\chi}^0)^{-1} - \hat{\Sigma}^{\text{hom}}(\kappa) - \hat{\Sigma}^{\text{exc}}(\kappa, h) \right]^{-1}, \quad (15)$$

в которой учитывается взаимодействие проволок друг с другом ($\hat{\Sigma}^{\text{hom}}$) и с низкоразмерными экситонами ($\hat{\Sigma}^{\text{exc}}$). В случае короткопериодной решётки $k_0 d \ll 1$ для моды с $\kappa = 0$ компоненты соответствующих сумм с $\alpha = x, z$ равны

$$\Sigma_{\alpha\alpha}^{\text{hom}} = \frac{b^2}{6} + ik_b b, \quad \Sigma_{\alpha\alpha}^{\text{exc}} = \frac{b^3 L}{2} \frac{\text{ch}(bh)}{\text{sh}^3(bh)} \frac{\omega_{\text{ЛГ}}}{\omega_0 - \omega - i\Gamma}. \quad (16)$$

Здесь $k_b = \sqrt{\varepsilon_b} k_0$, $b = 2\pi/d$, мнимая часть суммы $\text{Im}\Sigma_{\alpha\alpha}^{\text{hom}}$ определяет скорость радиационного затухания плазмона $G_{0\alpha}$, в то время как действительная часть $\text{Re}\Sigma_{\alpha\alpha}^{\text{hom}}$ приводит к сдвигу частоты плазмона $u_\alpha(\kappa)$ в решётке нанопроволок.

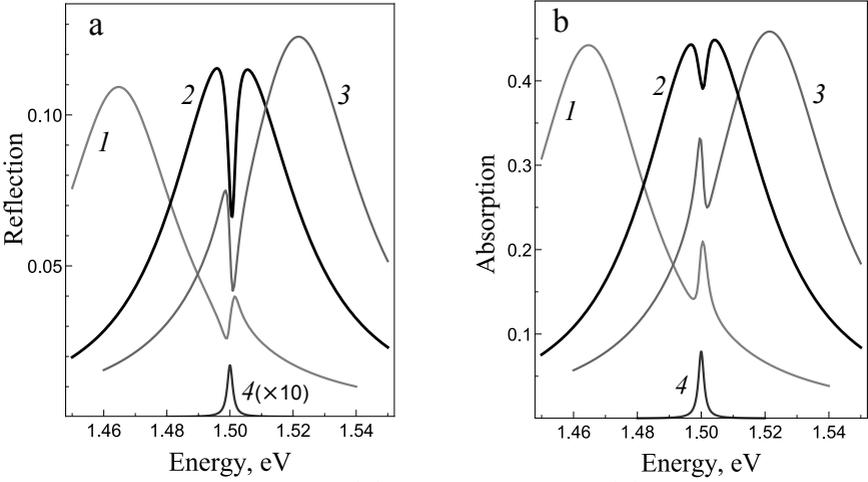


Рис. 9 — а - Спектры отражения $R(\omega)$, и б - поглощения $A(\omega)$ решётки нанопроволок Ag вблизи квантовой ямы GaAs/AlGaAs. Рассчитано по формулам (17), (18) с энергией экситона $\hbar\omega_x = 1.50$ эВ, затуханием $\hbar\Gamma = 1$ мэВ, различными энергиями плазмона $\hbar u_x$ при $\eta = 0.345$ (1), 0.365 (2, $u_x = \omega_x$) и 0.375 (3), и параметрами структуры $a_x = 3$ нм, $d = 60$ нм и $h = 6$ нм. Спектры 4 соответствуют отражению и поглощению света квантовой ямой в отсутствие нанопроволок.

Поляризуемость (15) входит в коэффициенты отражения и прохождения света

$$R = \left| r_{\text{QW}} + iqk_b \chi_{xx} (e^{-ik_b h} + r_{\text{QW}} e^{ik_b h})^2 \right|^2, \quad (17)$$

$$T = \left| t_{\text{QW}} + iqk_b \chi_{xx} t_{\text{QW}} (e^{-ik_b h} + r_{\text{QW}} e^{ik_b h}) \right|^2, \quad (18)$$

где коэффициент прохождения $t_{\text{QW}} = 1 + r_{\text{QW}}$ при нормальном падении. Спектры отражения $R(\omega)$ и поглощения $A = 1 - R - T$, рассчитанные для нанопроволок Ag и ямы GaAs, представлены на Рис. 9. Они обладают той же резонансной особенностью, что и спектры поляризуемости $\text{Im}\chi_{\alpha\alpha}^{(\text{PE})}$ на Рис. 7а, рассчитанные для решётки наночастиц. Оцениваемое значение константы плазмон-экситонного взаимодействия $\Delta = 6.5$ мэВ аналогично оказывается меньше скорости затухания плазмона $G_x = \gamma/2 + G_{0x} = 23$ мэВ. Таким образом, случай слабой связи является характерным для экситонов в квантовых ямах и плазмонах в металлических наночастицах или нанопроволоках.

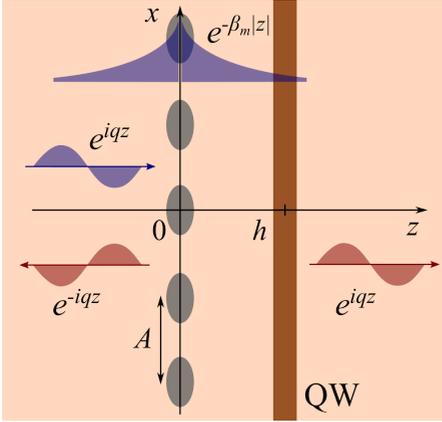


Рис. 10 — Модель наноструктуры, состоящей из квантовой ямы и короткопериодной решётки металлических частиц. Схематически показано поле падающей и излучаемых волн, и созданное решёткой ближнее поле.

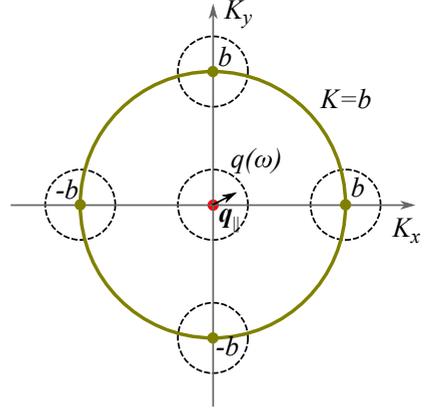


Рис. 11 — Распределение экситонов, возбуждаемых светом с частотой $\omega = \omega_{\text{exc}}(b)$, в \mathbf{K} -пространстве. Пунктиром выделены области $|\mathbf{K} - \mathbf{b}_m| < q(\omega)$, из которых возможна люминесценция.

В **третьей главе** представлена теория оптической ориентации экситонов в наноструктуре (Рис. 10), состоящей из квантовой ямы и слоя металлических наночастиц, в режиме слабой связи между экситонами и плазмонами. В этом случае решётка наночастиц позволяет возбуждать горячие экситоны с отличным от нуля волновым вектором, и исследовать их поляризованную люминесценцию экситонов в магнитном поле, в соответствии с общими принципами оптической ориентации [21]. Электрическое поле решётки

$$\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}, z) - \mathbf{E}^0 \exp(iqz) = \sum_m \mathbf{E}_m \exp(i\mathbf{b}_m \cdot \boldsymbol{\rho} + iq_{z,m}|z|) \quad (19)$$

представляет собой сумму рассеянных волн с компонентами волнового вектора $q_{||}$ равными векторами обратной решётки $\mathbf{b}_m = b(m_x \mathbf{e}_x + m_y \mathbf{e}_y)$, $b = 2\pi/A$. Для короткопериодной решётки векторы $\mathbf{b}_{m \neq 0}$ по модулю превосходят волновое число света $q = \sqrt{\varepsilon_b \omega}/c$, при этом компоненты $q_{z,m} = (q^2 - \mathbf{b}_m^2)^{1/2} = i\beta_m$ оказываются чисто мнимыми и отвечают поверхностным волнам. Амплитуды \mathbf{E}_m рассеянных волн в дипольном приближении определяются эффективной поляризуемостью наночастиц $\hat{\chi}(\omega)$ (4). Поскольку при оптических переходах сохраняется проекция волнового вектора на плоскость квантовой ямы, поле решётки (19) возбуждает экситоны с волновыми векторами $\mathbf{K} = \mathbf{b}_m$. Этот процесс описывается в §3.2 матрицей генерации экситонов

$$g_{MM'}(\mathbf{K}) = 2\pi\hbar^{-1} V_{\mathbf{K},M} V_{\mathbf{K},M'}^* \delta(\hbar\omega - \mathcal{E}_{\text{exc}}(\mathbf{K})), \quad (20)$$

где индекс $M = \pm 1$ соответствует проекции спина экситона на ось роста z . Матричный элемент $V_{\mathbf{K},\pm 1} \sim \delta(\mathbf{K} - \mathbf{b}_m) \mathbf{E}_m \cdot (\mathbf{e}_x \mp i\mathbf{e}_y)$ отвечает спиновым

правилам отбора для экситонов с тяжёлой дыркой в квантовых ямах на основе полупроводников со структурой цинковой обманки (GaAs).

В §3.3 решено кинетическое уравнение для матрицы плотности экситонов $\rho_{MM'}(\mathbf{K})$ при постоянной накачке частично поляризованным светом

$$-\frac{i\Omega}{2} [\sigma_z, \rho] - \frac{\rho}{\tau} - \frac{\rho - \langle \rho \rangle_{\varphi}}{\tau_p} + \left(\frac{\partial \langle \rho \rangle_{\varphi}}{\partial t} \right)_{s.r.} + g(\mathbf{K}) = 0. \quad (21)$$

Здесь учитывается расщепление состояний по спину $\hbar\Omega$ в продольном магнитном поле B_z , рекомбинация экситонов за время τ и релаксация импульса экситонов за время τ_p в результате упругих столкновений. Для матрицы плотности удобно использовать представление $\rho_{MM'} = N/2 (\delta_{MM'} + \boldsymbol{\sigma}_{MM'} \cdot \mathbf{M})$, где $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ - матрицы Паули, N - число экситонов с заданным волновым вектором, и \mathbf{M} - средний спин на один экситон. Спиновая релаксация экситонов характеризуется временами τ_{s1} для продольной компоненты M_z и τ_{s2} для компонент $M_{x,y}$. В результате при быстрой релаксации импульса $\Omega\tau_p \ll 1$ экситоны с $|\mathbf{K}| = b$ (Рис. 11) обладают средним спином

$$M_z = \frac{\tau_1}{\tau} \frac{2\eta}{\eta^2 + 1} \mathcal{P}_c^0, \quad M_x - iM_y = \frac{1}{1 + i\Omega\tau_2} \frac{\tau_2}{\tau} \left(\mathcal{P}_l^0 - i \frac{2\eta}{\eta^2 + 1} \mathcal{P}_{l'}^0 \right). \quad (22)$$

Здесь \mathcal{P}^0 - параметры Стокса падающего излучения, $\tau_i^{-1} = \tau^{-1} + \tau_{si}^{-1}$ - полная скорость релаксации спина, и параметр $\eta = 1 - b^2/q^2$ описывает изменение поляризации при рассеянии света на решётке наночастиц.

Обратный процесс люминесценции горячих экситонов рассмотрен в §2.4. Как показано на Рис. 11, решётка позволяет излучать свет экситонам с волновыми векторами $|\mathbf{K} - \mathbf{b}_m| = |\mathbf{q}_{||}| < q(\omega)$, где волновой вектор излучения $\mathbf{q}_{||}$ принимает значения внутри «светового конуса». Суммирование по экситонам с волновыми векторами $\mathbf{K} = \pm b\mathbf{e}_x$ и $\pm b\mathbf{e}_y$ даёт параметры Стокса вторичного излучения с $\mathbf{q}_{||} \approx 0$ (под малым углом к нормали)

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_l &= \frac{\tau_2}{\tau} \left[1 + (\Omega\tau_2)^2 \right]^{-1} \left(\mathcal{P}_l^0 - \Omega\tau_2 \frac{2\eta}{\eta^2 + 1} \mathcal{P}_{l'}^0 \right), \\ \mathcal{P}_{l'} &= \frac{\tau_2}{\tau} \left[1 + (\Omega\tau_2)^2 \right]^{-1} \frac{2\eta}{\eta^2 + 1} \left(\frac{2\eta}{\eta^2 + 1} \mathcal{P}_{l'}^0 + \Omega\tau_2 \mathcal{P}_l^0 \right), \\ \mathcal{P}_c &= \frac{\tau_1}{\tau} \left(\frac{2\eta}{\eta^2 + 1} \right)^2 \mathcal{P}_c^0. \end{aligned} \quad (23)$$

При $\eta = 1$ выражения (22) и (23) описывают выстраивание и поляризованную люминесценцию экситонов с $\mathbf{K} = 0$, согласно известному результату [22]. Степень круговой поляризации излучения \mathcal{P}_c уменьшается по сравнению с круговой поляризацией накачки за счёт релаксации продольной компоненты спина. Линейная поляризация уменьшается из-за поперечной спиновой релаксации и дополнительно подавляется приложенным магнитным полем. Кроме того, в

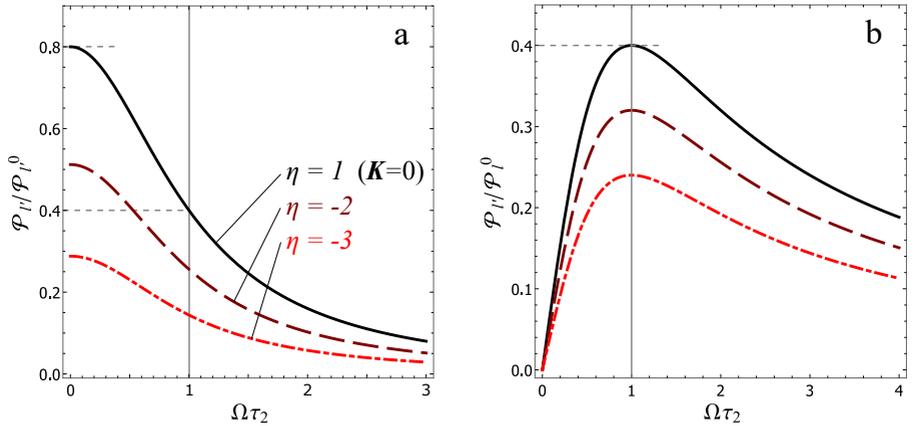


Рис. 12 — Отношения степени линейной поляризации излучения экситонов $\mathcal{P}_{l'}$ в повёрнутых осях x', y' к степени линейной поляризации накачки \mathcal{P}_l^0 в тех же осях (а), или к степени линейной поляризации накачки \mathcal{P}_l^0 в осях x, y (б). Сплошные кривые ($\eta = 1$) отвечают обычному случаю выстраивания экситонов с $\mathbf{K} = 0$. Пунктирные ($\eta = -2$) и штрих-пунктирные кривые ($\eta = -3$) показывают влияние решётки на выстраивание.

магнитном поле линейная поляризация накачки \mathcal{P}_l^0 частично преобразуется в линейную поляризацию люминесценции $\mathcal{P}_{l'}$ в повёрнутых осях (и наоборот, поляризация $\mathcal{P}_{l'}^0$ преобразуется в \mathcal{P}_l).

Отличие поляризованной люминесценции экситонов с $\mathbf{K} = 0$ и $|\mathbf{K}| = b$ определяется множителем $2\eta/(\eta^2 + 1)$, который обусловлен решёткой и не должен оказаться слишком малым, чтобы оптическая ориентация горячих экситонов была наблюдаемой. Для этого период решётки A должен быть в несколько раз (в 2-3 раза) меньше длины волны излучения в полупроводнике. Отношения степеней линейной поляризации излучения и накачки в зависимости от параметра $\Omega\tau_2$ (пропорционального магнитному полю) для нескольких значений параметра решётки η показаны на Рис. 12. Измерение подобных зависимостей (по аналогии с эффектом Ханле) позволяет оценивать времена рекомбинации и спиновой релаксации экситонов. Однако в случае $\eta \neq 1$ эти времена относятся к горячим экситонам с отличными от нуля волновыми векторами. Таким образом, создание гибридных структур с квантовой ямой и решёткой наночастиц позволит изучать свойства горячих экситонов.

В **заключении** представлены основные результаты работы:

1. Разработана теория плазмонного анизотропного отражения света от слоя металлических наночастиц, при помощи которой интерпретированы спектры, наблюдавшиеся для массивов нанокластеров In на подложке InAs.
2. Получены оценки константы плазмон-экситонного взаимодействия для структур с близко расположенными полупроводниковой квантовой

ямой и периодическим слоем металлических наночастиц или нанопроволок. Показано, что при плазмон-экситонном резонансе в системах GaAs/Ag и ZnO/Al оптические спектры имеют двухпиковую структуру, поведение которой в зависимости от расстройки резонанса соответствует антипересечению частот плазмонов и экситонов.

3. Теоретически показано, что в присутствии металлической решётки возможна оптическая ориентация горячих экситонов с ненулевым импульсом в плоскости квантовой ямы. Предполагается, что измерение поляризованной люминесценции горячих экситонов в магнитном поле позволит исследовать структуру экситонных уровней и оценить времена рекомбинации и спиновой релаксации экситонов.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Кособукин, В. А.* Плазмонная спектроскопия анизотропного отражения света от наночастиц металла, находящихся на поверхности полупроводника / В. А. Кособукин, А. В. Коротченков // Физика Твёрдого Тела. — 2016. — Т. 58, № 12. — С. 2446—2453. — DOI: [10.21883/ftt.2016.12.43871.164](https://doi.org/10.21883/ftt.2016.12.43871.164). — Перевод на англ.: *Kosobukin, V. A.* Plasmonic reflectance anisotropy spectroscopy of metal nanoparticles on a semiconductor surface / V. A. Kosobukin, A. V. Korotchenkov // Physics of the Solid State. — 2016. — Vol. 58, no. 12. — P. 2536—2544. — DOI: [10.1134/S1063783416120131](https://doi.org/10.1134/S1063783416120131).
- A2. *Korotchenkov, A.* Plasmonic reflectance anisotropy spectroscopy of metal nanoclusters in a dielectric multilayer. Theory / A. Korotchenkov, V. Kosobukin // Journal of Physics: Conference Series. Vol. 929. — 2017. — P. 012071. — DOI: [10.1088/1742-6596/929/1/012071](https://doi.org/10.1088/1742-6596/929/1/012071).
- A3. *Аверкиев, Н. С.* К теории плазмон-экситонов: оценка константы взаимодействия и оптический спектр / Н. С. Аверкиев, А. В. Коротченков, В. А. Кособукин // Физика и Техника Полупроводников. — 2019. — Т. 53, № 8. — С. 1063—1067. — DOI: [10.21883/FTP.2019.08.47996.9107](https://doi.org/10.21883/FTP.2019.08.47996.9107). — Перевод на англ.: *Averkiev, N. S.* On the Theory of Plasmon–Excitons: An Estimate of the Coupling Constant and the Optical Spectrum / N. S. Averkiev, A. V. Korotchenkov, V. A. Kosobukin // Semiconductors. — 2019. — Vol. 53, no. 8. — P. 1042—1047. — DOI: [10.1134/S1063782619080050](https://doi.org/10.1134/S1063782619080050).
- A4. *Korotchenkov, A. V.* Coupling of Quantum-Well Excitons to Plasmons in One-Dimensional Metal Nanocylinder Gratings / A. V. Korotchenkov // Semiconductors. — 2020. — Vol. 54, no. 11. — P. 1506—1508. — DOI: [10.1134/S1063782620110159](https://doi.org/10.1134/S1063782620110159).
- A5. *Korotchenkov, A. V.* Optical orientation of excitons in hybrid metal-semiconductor nanostructures / A. V. Korotchenkov, N. S. Averkiev // Physical Review B. — 2024. — Vol. 109, no. 12. — P. 125418. — DOI: [10.1103/PhysRevB.109.125418](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.109.125418).

Список литературы

1. *Novotny, L.* Principles of nano-optics / L. Novotny, B. Hecht. — 2006. — DOI: [10.1017/CBO9780511813535](https://doi.org/10.1017/CBO9780511813535).
2. Surface Enhanced Raman Scattering / ed. by R. K. Chang, T. E. Furtak. — Boston, MA : Springer US, 1982. — DOI: [10.1007/978-1-4615-9257-0](https://doi.org/10.1007/978-1-4615-9257-0).
3. *Ferry, V. E.* Design considerations for plasmonic photovoltaics / V. E. Ferry, J. N. Munday, H. A. Atwater // *Advanced Materials*. — 2010. — Vol. 22, no. 43. — P. 4794–4808. — DOI: [10.1002/adma.201000488](https://doi.org/10.1002/adma.201000488).
4. Second-harmonic generation interferometry in magnetic-dipole nanostructures / I. A. Kolmychek [et al.] // *Optics Letters*. — 2015. — Vol. 40, no. 16. — P. 3758. — DOI: [10.1364/OL.40.003758](https://doi.org/10.1364/OL.40.003758).
5. *Zhao, Y.* Manipulating light polarization with ultrathin plasmonic metasurfaces / Y. Zhao, A. Alù // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 84, no. 20. — P. 205428. — DOI: [10.1103/PhysRevB.84.205428](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.205428).
6. Localized surface plasmon resonance biosensor using nanopatterned gold particles on the surface of an optical fiber / H.-M. Kim [et al.] // *Sensors and Actuators B: Chemical*. — 2019. — Vol. 280. — P. 183–191. — DOI: [10.1016/j.snb.2018.10.059](https://doi.org/10.1016/j.snb.2018.10.059).
7. *Климов, В. В.* Наноплазмоника / В. В. Климов. — Москва : Физматлит, 2009. — С. 480.
8. *García De Abajo, F. J.* Colloquium: Light scattering by particle and hole arrays / F. J. García De Abajo // *Reviews of Modern Physics*. — 2007. — Vol. 79, no. 4. — P. 1267–1290. — DOI: [10.1103/REVMODPHYS.79.1267/FIGURES/19/MEDIUM](https://doi.org/10.1103/REVMODPHYS.79.1267/FIGURES/19/MEDIUM).
9. Plasmonic anisotropy of In nanocluster arrays on InAs(001) surface observed by differential reflectance spectroscopy / V. Berkovits [et al.] // *Surface Science*. — 2015. — Vol. 632. — P. L9–L12. — DOI: [10.1016/j.susc.2014.09.018](https://doi.org/10.1016/j.susc.2014.09.018).
10. Dissimilar gold nanoclusters at GaAs(001) surface: Formation chemistry, structure, and localized plasmons / V. L. Berkovits [et al.] // *Applied Surface Science*. — 2020. — Vol. 507. — P. 144982. — DOI: [10.1016/J.APSUSC.2019.144982](https://doi.org/10.1016/J.APSUSC.2019.144982).
11. Metallic AsSb nanoinclusions strongly enriched by Sb in AlGaAsSb metamaterial / N. A. Bert [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2019. — Vol. 125, no. 14. — DOI: [10.1063/1.5048076](https://doi.org/10.1063/1.5048076).
12. *Alferov, Z. I.* Electroluminescence of heavily-doped heterojunctions pAl_xGa_{1-x}As-nGaAs / Z. I. Alferov // *Journal of Luminescence*. — 1970. — Vol. 1. — P. 869–884.
13. Junction lasers which operate continuously at room temperature / I. Hayashi [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 1970. — Vol. 17, no. 3. — P. 109–111.

14. Electromagnetic theory of the coupling of zero-dimensional exciton and photon states: A quantum dot in a spherical microcavity / M. A. Kaliteevski [et al.] // *Physical Review B*. — 2001. — Vol. 64, no. 11. — P. 115305. — DOI: [10.1103/PhysRevB.64.115305](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.115305).
15. *Pelton, M.* Strong coupling of emitters to single plasmonic nanoparticles: exciton-induced transparency and Rabi splitting / M. Pelton, S. D. Storm, H. Leng // *Nanoscale*. — 2019. — Vol. 11, no. 31. — P. 14540–14552. — DOI: [10.1039/C9NR05044B](https://doi.org/10.1039/C9NR05044B).
16. Coherent exciton-surface-plasmon-polariton interaction in hybrid metal-semiconductor nanostructures / P. Vasa [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 101, no. 11. — P. 116801. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.101.116801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.116801).
17. Plasmon-exciton hybridization in ZnO quantum-well Al nanodisc heterostructures / B. J. Lawrie [et al.] // *Nano Letters*. — 2012. — Vol. 12. — P. 6152–6157. — DOI: [10.1021/nl3029784](https://doi.org/10.1021/nl3029784).
18. *Marangos, J. P.* Electromagnetically induced transparency / J. P. Marangos // *Journal of Modern Optics*. — 1998. — Mar. — Vol. 45, no. 3. — P. 471–503. — DOI: [10.1080/09500349808231909](https://doi.org/10.1080/09500349808231909).
19. Fano resonances in photonics / M. F. Limonov [et al.] // *Nature Photonics*. — 2017. — Sept. — Vol. 11, no. 9. — P. 543–554. — DOI: [10.1038/nphoton.2017.142](https://doi.org/10.1038/nphoton.2017.142).
20. Enhancement of excitonic emission in semiconductor heterostructures due to resonant coupling to multipole plasmon modes in a gold particle / A. A. Toropov [et al.] // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 84, no. 8. — P. 085323. — DOI: [10.1103/PhysRevB.84.085323](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.085323).
21. *Planel, R.* Optical Orientation of Excitons / R. Planel, C. Benoit a la Guillaume // *Optical Orientation* / под ред. F. Meier, B. P. Zakharchenya. — Amsterdam : North-Holland, 1984. — DOI: [10.1016/b978-0-444-86741-4.50013-5](https://doi.org/10.1016/b978-0-444-86741-4.50013-5).
22. *Bir, G. L.* Optical orientation of excitons in uniaxial crystals. Large exchange splitting / G. L. Bir, G. E. Pikus // *Sov. Phys. JETP*. — 1973. — Vol. 37, no. 6. — P. 1116.

Коротченков Алексей Владимирович

Плазмоны и плазмон-экситоны
в наноструктурах металл-полупроводник

Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано в печать _____.____._____. Заказ № _____

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.

Типография _____