

УДК 530.145

*А. В. Шестериков¹, М. Г. Гладуш², И. М. Пости¹, А. В. Прохоров¹*¹Владимирский государственный университет им. А. Г. и Н. Г. Столетовых²Институт спектроскопии Российской академии наук

Формирование суб-пикосекундных плазмон-поляритонных импульсов в процессе кооперативного распада экситонов квантовых точек вблизи металлической поверхности

Рассмотрена задача формирования поверхностных плазмон-поляритонных импульсов, которые возбуждаются в волноводном спазере в процессе коллективного распада экситонов квантовых точек в слое диэлектрика вблизи металлической поверхности. Решена задача оптимизации характеристик волноводного спазера для реализации режима генерации суб-пикосекундных плазмон-поляритонных импульсов при учете диссипативных эффектов в рассматриваемой системе.

Ключевые слова: поверхностные плазмон-поляритоны, волноводный спазер, коллективные эффекты, квантовые точки.

*A. V. Shesterikov¹, M. G. Gladush², I. M. Posti¹, A. V. Prokhorov¹*¹Alexander and Nikolay Stoletovs Vladimir State University²Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences

Formation of subpicosecond plasmonpolariton pulses in the cooperative decay of excitons of quantum dots near the metal surface

The problem of formation of surface plasmonpolariton pulses excited in a waveguide spaser due to the collective decay of excitons of quantum dots placed inside a dielectric layer in proximity of the metallic surface is considered. Taking into account the dissipative effects in the presented system, we solve the problem of optimizing the characteristics of a waveguide spaser which are suitable for subpicosecond plasmonpolariton pulses formation.

Key words: surface plasmonpolaritons, waveguide spaser, collective decay, quantum dots.

1. Введение

Оптическое сверхизлучение (СИ) долгое время является предметом пристального изучения как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения [1–3]. Уже в первых экспериментальных работах [2] была отмечена высокая степень когерентности такого излучения, а также возможность генерации коротких мощных импульсов в газовых средах при сравнительно несложной схеме эксперимента.

Дополнительные перспективы практического использования эффекта возникли после экспериментального наблюдения режимов СИ в конденсированных средах [4, 5]. В этих работах были достигнуты новые характерные масштабы длительности и мощности генерируемых импульсов СИ, обусловленные существенно большими по отношению к газовой среде

© Шестериков А. В., Гладуш М. Г., Пости И. М., Прохоров А. В., 2018

© Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», 2018

концентрациями квантовых излучателей. Вместе с тем при размещении плотного ансамбля квантовых излучателей в диэлектрической среде-носителе возникла необходимость учета влияния макроскопического окружения на особенности развития коллективной квантовой динамики [6] системы, а также влияния диполь-дипольных взаимодействий на скорость релаксационных процессов [7] в ней.

Новые возможности известного эффекта СИ могут быть связаны с реализацией коллективных эффектов в процессе генерации поверхностных волн — поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) в процессе когерентного распада экситонов полупроводниковых квантовых точек (КТ) вблизи металлической поверхности [8, 9]. Полупроводниковая КТ представляет собой нульмерный объект, в котором эффекты размерного квантования приводят к ярко выраженному дискретному спектру электронов. Основная сложность практического наблюдения коллективной динамики ППП в таких системах [10] связана с большими значениями скорости затухания γ_p возбуждений на границе металл-диэлектрик, в результате чего исследуемые когерентные коллективные процессы могут быть частично или полностью маскированы некогерентными. Технически вопрос может быть решен путем существенного увеличения концентрации КТ вблизи металлической поверхности, при котором скорость накачки в ППП в процессе распада экситонов КТ окажется значительно большей скорости затухания ППП. Однако возникающий в таком случае одновременный рост скорости излучательной релаксации для КТ [7] способен привести к нежелательной в условиях данной задачи перекачке энергии в излучательные (некогерентные) моды. Таким образом, задача заключается в оптимизации параметров волноводного спазера [11], при которых скорость развития коллективных эффектов для плазмон-поляритонов превышает скорость их затухания, и при этом система не теряет своей когерентности.

В настоящей работе рассматривается модель волноводного спазера, включающая в себя нанесенную на поверхность металла (золото) диэлектрическую пленку, легированную полупроводниковыми оболочечными КТ CdSe/ZnS, выбор размера которых выполнен с учетом условий резонанса между энергиями межзонного перехода в КТ и возбуждаемых на границе металл/диэлектрик ППП [12]. Предсказана возможность генерации суб-пикосекундных плазмон-поляритонных импульсов в условиях развития коллективных эффектов в волноводном спазере. Экспериментальная реализация модели связана с решением задачи оптимизации положения КТ над металлическим зеркалом для достижения максимальной эффективности преобразования энергии возбужденной КТ в ППП [13].

2. Формирование коллективных состояний волноводного спазера. Основные соотношения

Предполагаем, что схема эксперимента включает в себя интерфейс в виде волновода металл/диэлектрик [14] с синтезированными внутри тонкой диэлектрической пластинки оболочечными квантовыми точками CdSe/ZnS [15] с шириной запрещенной зоны ядра $E_g = 1.76$ эВ (при 0 К) — на рис. 1(а). Формирование сверхизлучательного сигнала с длиной волны λ_{SPR} с частотой $\bar{\omega}$ для геометрии с рис. 1 может происходить в результате коллективного распада экситонов возбужденных состояний квантовых точек на соответствующей межзонному переходу $1S(e) \rightarrow 1S(h)$ частоте $\omega_a = E_{1S(e)-1S(h)}/\hbar = 2\pi c/\lambda_a$ (1 — основной уровень из валентной зоны и 2 — возбужденный уровень из зоны проводимости) и, при условии $r \ll \lambda_a$, передаче части этой энергии поверхностным плазмон-поляритонам [8]. При этом локализация процесса в направлении Oy может быть осуществлена при помощи системы дополнительных волноводов, работающих по принципу брэгговского отражения плазмонов (ARROW, antiresonant-reflecting optical waveguide [16]). Рассматриваемая ситуация существенно отлична от известной схемы излучающего спазера, когда под действием внешней накачки дипольные моменты излучателей (дефектов) ориентируются коллинеарно границе металл/диэлектрик, и происходит генерация перпендикулярного этой границе узконаправленного оптического пучка [17].

Рассматривая задачу в трехмерном приближении, считаем, что толщина слоя диэлектрика с КТ h существенно меньше длины затухания l_d плазмона в направлении оси Oz . Характерный объем квантования задачи равен $V = \lambda_a^3$, где $L_x = L_y = L_z = \lambda_a$ и выбирается, в основном, из области расположения диэлектрика, считая глубину проникновения поверхностной волны в металл пренебрежимо малой. Кроме того, справедливо условие $\lambda_a \gg a$, что позволяет оставаться в пределах дипольного приближения для квантовых точек с характерным радиусом a .

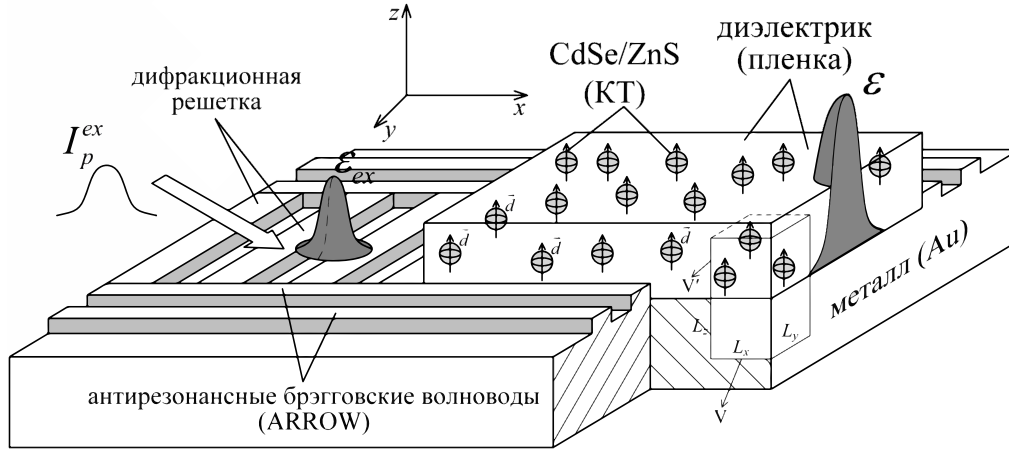


Рис. 1. Схема формирования ППП-импульсов в металл/диэлектрик волноводе с накачкой CdSe/ZnS КТ [20]

Считая, что показатель преломления диэлектрического окружения КТ является комплексной величиной $n = n_R + in_I$, $n = \sqrt{\varepsilon}$, где ε — комплексная диэлектрическая проницаемость, описание системы может быть построено аналогично модели локализованного спазера (квантовая точка) + наночастица [18] с помощью уравнений для матрицы плотности ρ ансамбля двухуровневых КТ в виде

$$\dot{\rho}_{12} = -(i\Delta_\varepsilon + \frac{\Gamma_\varepsilon}{2})\rho_{12} + (i\Omega_0^* + i\xi_0 u_R \rho_{12} + \xi_0 u_I \rho_{12}) n_{21}, \quad (1a)$$

$$\dot{n}_{21} = 2i(\Omega_0 \rho_{12} - \Omega_0^* \rho_{21}) - 4\xi_0 u_I |\rho_{12}|^2 - \Gamma_\varepsilon (1 + n_{21}), \quad (1б)$$

где введены новые эффективные параметры [19] скорости релаксации $\Gamma_\varepsilon = \Gamma_a(n_R l_R - n_I l_I + 2\frac{\delta_a}{\Gamma_a} l_I)$ и частоты отстройки $\Delta_\varepsilon = \delta_a(l_R - \frac{\Gamma_a}{2\delta_a}(n_I l_R + n_R l_I)) + \Delta_a$

для КТ, $\Delta_a = \omega_a - \bar{\omega}$, $n_{21} = \rho_{22} - \rho_{11}$, а частота Раби может быть представлена как

$$\Omega_0 = g\varepsilon \cdot \sqrt{l_R^2 + l_I^2} \text{ через константу связи } g = \mu_{12} \sqrt{S_n / (\hbar \varepsilon_d \varepsilon_0 V \frac{\partial S_n}{\partial \bar{\omega}})}$$

и нормированное поле $\varepsilon = A_p \sqrt{\varepsilon_d \varepsilon_0 V \frac{\partial S_n}{\partial \bar{\omega}} / (\hbar S_n)}$ с амплитудой A_p напряженности поля ППП; μ_{12} соответствует величине дипольного момента межзонного перехода; δ_a представляет собой малую поправку за счет лэмбовского сдвига. Полученные соотношения являются следствием представления частоты Раби ближнего поля в виде $\Omega = -(A_n \nabla \varphi \mu_{12} \varepsilon_p) / \hbar$, где $A_n = \sqrt{\hbar S_n / (\varepsilon_0 \varepsilon_d \frac{\partial S_n}{\partial \bar{\omega}})}$, φ определяет скалярный потенциал поля, $\varepsilon = \sqrt{N_p}$, N_p — количество ППП в области взаимодействия. Нормировка мод спазера $\int |\nabla \varphi|^2 dV = 1$ [20] в итоге и приводит к выражению $\Omega = \mu_{12} \sqrt{S_n / (\hbar \varepsilon_d \varepsilon_0 V \frac{\partial S_n}{\partial \bar{\omega}})} \varepsilon = g\varepsilon$. Коэффициент Бергмана $S(\bar{\omega}) = \text{Re}(\varepsilon_d / (\varepsilon_d - \varepsilon_m(\bar{\omega})))$ характеризует границу раздела металл/диэлектрик [18], тогда как параметры ε_d и $\varepsilon_m(\bar{\omega}) = 1 - \omega_p^2 / (\bar{\omega}^2 + i\gamma_s \bar{\omega})$ являются диэлектрической проницаемостью диэлектрика и металла, соответственно; здесь γ_s — столкновительная частота электронов в металле, $\omega_p = 4\pi n_m e^2 / m_0$ — плазменная частота в металле с массой электронов

m_0 при их концентрации n_m . Дисперсионная $u_R = (l_R \varepsilon_R + l_I \varepsilon_I) / (\varepsilon_R^2 + \varepsilon_I^2)$ и диссипативная поправки $u_I = (l_I \varepsilon_R - l_R \varepsilon_I) / (\varepsilon_R^2 + \varepsilon_I^2)$ выражаются через действительную ε_R и мнимую ε_I части диэлектрической проницаемости среды-носителя [19] и имеют физический смысл дополнительных частотной модуляции и эффектов поглощения ($u_I < 0$) либо усиления ($u_I > 0$) за счет учета локального поля соответственно. Здесь $l(n)$ — комплексная функция $l(n) = l_R + il_I$, для которой $l_R = (n_R^2 - n_I^2)/3$, $l_I = 2n_R n_I/3$.

Для перехода к самосогласованной задаче система (1) должна быть дополнена уравнением распространения для частоты Раби поля, формируемого на границе сред:

$$\dot{\Omega}_0 = -\frac{i}{t_R^2} \rho_{12} - \gamma_p \Omega_0, \quad (2)$$

где $t_R = \frac{1}{g\sqrt{N_a}} = \sqrt{\frac{\hbar \varepsilon_d \varepsilon_0 \frac{\partial S_n}{\partial \omega}}{S_n \mu_{12}^2 N}}$ определяет характерное время установления квантовых корреляций в тонком слое вблизи границы металл/диэлектрик, где N_a — количество, а N — концентрация КТ. Необходимо отметить, что скорость затухания плазмонной моды $\gamma_p = 1/\tau_J + 1/\tau_R$ очень велика и определяется характерным временем радиационных τ_R и джоулевых τ_J потерь. В условиях $1/\tau_J \approx 30/\tau_R$ [9] радиационные потери можно не учитывать, а джоулевы задаются столкновительной частотой металла.

Для решения задачи оптимизации размеров КТ в условиях точного резонанса $\Delta_\varepsilon = 0$ воспользуемся известной зависимостью энергии перехода $1S(e) \rightarrow 1S(h)$ от их диаметра $D_{QD} = 2a$:

$$E_{1S(e)-1S(h)} = E_g + 2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{D_{QD}^2} \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right) - \frac{3.56 \cdot e^2}{\varepsilon \cdot D_{QD}}, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки в объеме материала КТ с диэлектрической проницаемостью ε . Для CdSe соответствующие параметры составят $m_e = 0.125m_0$, $m_h = 0.43m_0$ и $\varepsilon = 10$, в соответствии с чем размер ядра КТ составит $D_{QD} = 4.3$ нм. Величина дипольного момента соответствующего межзонного перехода КТ составит $\mu = \mu_{12} = 0.31 \cdot 10^{-28}$ Кл · м [18]. Оптимизация параметров системы для настройки к условиям плазмон-экситонного резонанса осуществлялась с использованием веб-приложения расчета уровней квантовой точки собственной разработки [21].

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования системы (1) – (2) при различных значениях концентрации КТ и параметров содержащей их среды-носителя. Пороговое значение концентрации КТ соответствует ситуации, когда скорость развития коллективных процессов в системе приблизительно равна скорости диссипативных процессов и составляет $2 \cdot 10^{22}$ с⁻¹. Необходимо отметить, что скорость диссипативных процессов определяется скоростью затухания плазмонов в металле γ_p и скоростью затухания экситонных возбуждений Γ_ε . При значениях концентрации, ниже пороговых, коллективные эффекты уступают по скорости диссипативным процессам в металле и ППП-импульс затухает (пунктирная линия 1, рис. 2). При значениях концентрации выше пороговой ППП-импульс формируется, но действие диссипативных процессов приводит к существенному уменьшению интенсивности ППП-импульса (штриховая линия 2, рис. 2). Наконец, выбором среды носителя с заданным сочетанием параметров n_I и n_R можно добиться (в теории, см. [22]) полной компенсации величины Γ_ε , что приводит к значительному росту интенсивности сформированного ППП-импульса. В частности, с выбранными параметрами и при учете концентрации КТ $N = 3 \cdot 10^{22}$ м⁻³ характерное время развития коллективных процессов составит $t_R = 157$ фс при количестве $N_a = 3.75 \cdot 10^3$ КТ в области взаимодействия с линейными размерами $\approx \lambda$. Длительность сформированного моноимпульса оказывается равной $t_R = 1.87$ пс для представленного на рис. 2 случая (3). В практическом плане представленная на рис. 1 модель может быть использована для развития неоптических методов генерации ППП-импульсов и структур [23].

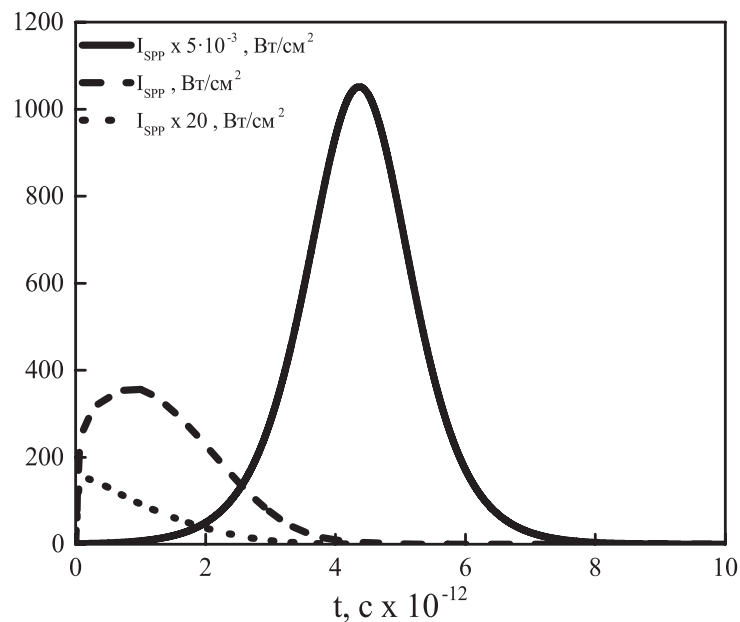


Рис. 2. Профили интенсивности I_{SPP} плазмон-поляритонных возбуждений, формируемых в волноводном спазере, рис. 1 для случаев: 1) малой концентрации КТ $N = 10^{21} \text{ м}^{-3}$, при которой ППП-импульс не успевает сформироваться из-за сильных диссипативных процессов в металле (пунктирная линия); 2) $N = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, превышающей пороговую и достаточной для формирования слабого ППП-импульса (штриховая линия); 3) $N = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ и специальной среды-носителя с подобранным сочетанием параметров n_R и n_I , при которых $\Gamma_\epsilon = 0$ и происходит формирование интенсивного ППП-импульса (сплошная линия). Параметры взаимодействия: $g = 8.33 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\gamma_p = 4.1 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\Gamma_a = 6.3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$

3. Заключение

В работе с теоретических позиций рассмотрены кооперативные эффекты, возникающие в модели ансамбля полупроводниковых квантовых точек, размещенных в диэлектрической пластине вблизи металлической поверхности. Формирование плазмон-поляритонных импульсов в представленной модели связано с процессом коллективного распада возбуждений в КТ, аналогично эффекту сверхизлучения в оптике. Однако, в отличие от оптического СИ, энергия коллективных возбуждений конвертируется не в оптический импульс, а обеспечивает ближнеполевую накачку для распространяющихся вдоль границы металл/диэлектрик плазмон-поляритонов. Параметры моделирования, в том числе материал и размер КТ, были выбраны решением задачи оптимизации исходя из условия соответствия частоты межзонного перехода для КТ и собственных частот формируемых плазмонов. В ходе выполненного моделирования проведено сравнение различных режимов формирования плазмон-поляритонных импульсов на границе золото/диэлектрик, когда в качестве накачки используются полупроводниковые оболочечные CdSe/ZnS КТ. Показано, что в условиях сосредоточенной модели и при учете реальных значений скоростей релаксации для КТ и поверхностных плазмон-поляритонов коллективные эффекты обладают конкурентным преимуществом и приводят к формированию субпикосекундных плазмон-поляритонных импульсов при выбранных в работе значениях концентрации КТ.

Техническая реализация описываемых эффектов связана с необходимостью синтеза образцов (ансамбль КТ в диэлектрической матрице) с заданными параметрами [24], но может быть осложнена проблемами временной стабильности отдельных КТ [25].

А. В. Прохоров выражает благодарность А. Б. Евлюхину за полезные обсуждения. Работа частично поддержана грантом РФФИ № 17-42-330029.

Литература

1. *Dicke R.H.* Coherence in spontaneous radiation processes // *Phys. Rev.* 1954. V. 93. P. 99–110.
2. *Skribanowitz N., Hermann I.P., MacGillivray J.C. [et al.]*. Observation of Dicke superradiance in optically pumped HF gas // *Phys. Rev. Lett.* 1973. V. 30. P. 309–312.
3. *Власова Д.Д., Калачёв А.А.* Оптическое сверхизлучение на кооперативных переходах в метаматериалах // *Известия РАН. Серия физическая.* 2012. Т. 76, вып. 3. С. 297–300.
4. *Florian R., Schwan L.O., Schmid D.* Superradiance and high-gain mirrorless laser activity of O_2^- -centers in KCl // *Solid State Communications.* 1982. V. 42. P. 55–57.
5. *Зиновьев П.В., Лопина С.В., Набойкин Ю.В. [и др.]*. Сверхизлучение в кристалле дифенила с пиреном // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 1983. Т. 85, вып. 6. С. 1945–1952.
6. *Zinoviev P.V., Samartsev V.V., Silaeva N.B.* Optical superradiance in mixed molecular crystals // *Laser Physics.* 1991. V. 1. P. 1–21.
7. *Соколов И.М.* Влияние сверхтонкой структуры атомных состояний на коллективные эффекты в квазимолекуле Rb_2 // *ЖЭТФ.* 2017. Т. 152, вып. 4(10). С. 650–655.
8. *Choquette J.J., Marzlin K.-P., Sanders B.C.* Superradiance, subradiance, and suppressed superradiance of dipoles near a metal interface // *Phys. Rev. A.* 2010. V. 82. P. 023827-1–023827-11.
9. *Dorofeenko A.V., Zyablovsky A.A., Vinogradov A.P. [et al.]*. Steady state superradiance of a 2D-spaser array // *Optics Express.* 2013. V. 21, N 12. — P. 14539-1–14539-9.
10. *Martín-Cano D., Martín-Moreno L., García-Vidal F.J. [et al.]*. Resonance energy transfer and superradiance mediated by plasmonic nanowaveguides // *Nano Lett.* 2010. V. 10, N 8. P. 3129–3134.
11. *Bergman D.J., Stockman M.I.* Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 027402.
12. *Gubin M.Yu., Shesterikov A.V., Karpov S.N., and Prokhorov A.V.* Entangled plasmon generation in nonlinear spaser system under the action of external magnetic field // *Phys. Rev. B.* 2018. V. 97. P. 085431-1–085431-15.
13. *Губин М.Ю., Гладуш М.Г., Прохоров А.В.* Конфигурационный резонанс и скорость генерации поверхностных плазмон-поляритонов возбужденными полупроводниковыми квантовыми точками вблизи металлической поверхности // *Оптика и спектроскопия.* 2019. Т. 126, вып. 1. С. 77.
14. *MacDonald K.F., Samson Z.L., Stockman M.I. [et al.]*. Ultrafast active plasmonics // *Nature Photonics.* 2009. V. 3, N 1. P. 55–58.
15. *Baranov A.V., Inoue K., Toba K. [et al.]*. Resonant hyper-Raman and second-harmonic scatterings in a CdS quantum dot system // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 53, N 4. P. 1721–1724.
16. *Reinhardt C., Evlyukhin A.B., Cheng W. [et al.]*. Bandgap-confined large-mode waveguides for surface plasmon-polaritons // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2013. V. 30, N 11. P. 2898–2905.
17. *Beijnum F., Veldhoven P., Geluk E.J. [et al.]*. Surface plasmon lasing observed in metal hole arrays // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110, N 20. P. 206802-1–206802-5.
18. *Stockman M.I.* Spaser as nanoscale quantum generator and ultrafast amplifier // *J. Opt.* 2010. V.12, N 2. P. 024004-1–024004-13.
19. *Голованова А.В., Губин М.Ю., Гладуш М.Г. [и др.]*. Кооперативные эффекты в кварцевых средах с квантовыми точками // *Известия РАН. Серия физическая.* 2016. Т. 80, вып. 7. С. 885–891.

20. *Stockman M.I., Faleev S.V., Bergman D.J.* Localization versus delocalization of surface plasmons in nanosystems: Can one state have both characteristics? // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87, N 16. P. 167401-1–167401-4.
21. *DP Plasmonic*: [Электронный ресурс]. Владимир, 2018. URL: <http://plazm.expertpro.on-line>. (Дата обращения: 26.04.2018).
22. *Шестериков А.В., Губин М.Ю., Гладуш М.Г., Прохоров А.В.* Формирование плазмонных импульсов при кооперативном распаде экситонов квантовых точек вблизи металлической поверхности // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* 2017. Т. 151, вып. 1. С. 24–39.
23. *Dzedolik I.V., Pereskokov V.S.* Topology of plasmon-polaritonvortices on an adaptive mirror // *Atmospheric and Oceanic Optics* 2017. V. 30, I. 2. P. 203–208.
24. *Magaryan K.A., Mikhailov M.A., Karimullin K.R. [et al.]*. Spatially-resolved luminescence spectroscopy of CdSe quantum dots synthesized in ionic liquid crystal matrices // *Journal of Luminescence.* 2016. V. 169B. P. 799–803.
25. *Shchukina A.L., Eremchev I.Yu., Naumov A.V.* Looking at a blinking quantum emitter through time slots: the effect of blind times // *Phys. Rev. E.* 2015. V. 92, N 3. P. 032102-1–032102-5.

References

1. *Dicke R.H.* Coherence in spontaneous radiation processes. *Phys. Rev.* 1954. V. 93. P. 99–110.
2. *Skribanowitz N., Hermann I.P., MacGillivray J.C., et al.*, Observation of Dicke superradiance in optically pumped HF gas. *Phys. Rev. Lett.* 1973. V. 30. P. 309–312.
3. *Vlasova D.D., Kalachov A.A.* Optical superradiance on cooperative transitions in metamaterials. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2012. V. 76, I. 3. P. 256–259.
4. *Florian R., Schwan L.O., Schmid D.* Superradiance and high-gain mirrorless laser activity of O_2^- -centers in KCl. *Solid State Communications.* 1982. V. 42. P. 55–57.
5. *Zinoviev P.V., Lopina S.V., Naboykin Yu.V., et al.*, Superradiance in a diphenyl crystal containing pyrene. *Journal of Experimental and Theoretical Physics.* 1983. V. 58, I. 6. P. 1129–1133.
6. *Zinoviev P.V., Samartsev V.V., Silaeva N.B.* Optical superradiance in mixed molecular crystals. *Laser Physics.* 1991. V. 1. P. 1–21.
7. *Sokolov I.M.* Influence of the hyperfine structure of the atomic states on the collective effects in the Rb₂ quasi-molecule. *JETP.* 2017. V. 125, I. 4. P. 551–563.
8. *Choquette J.J., Marzlin K.-P., Sanders B.C.* Superradiance, subradiance, and suppressed superradiance of dipoles near a metal interface. *Phys. Rev. A.* 2010. V. 82. P. 023827-1–023827-11.
9. *Dorofeenko A.V., Zyablovsky A.A., Vinogradov A.P., et al.*, Steady state superradiance of a 2D-spaser array. *Optics Express.* 2013. V. 21, N 12. P. 14539-1–14539-9.
10. *Martín-Cano D., Martín-Moreno L., García-Vidal F.J., et al.*, Resonance energy transfer and superradiance mediated by plasmonic nanowaveguides. *Nano Lett.* 2010. V. 10, N 8. P. 3129–3134.
11. *Bergman D.J., Stockman M.I.* Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems. *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 027402.
12. *Gubin M.Yu., Shesterikov A.V., Karpov S.N., and Prokhorov A.V.* Entangled plasmon generation in nonlinear spaser system under the action of external magnetic field. *Phys. Rev. B.* 2018. V. 97. P. 085431-1–085431-15.

13. *Gubin M.Yu., Gladush M.G., Prokhorov A.V.* Configurational resonance and generation rate of surface plasmon-polaritons by excited semiconductor quantum dots near a metallic surface. *Optics and Spectroscopy*. 2019. V. 126, I. 1. P. 77.
14. *MacDonald K.F., Samson Z.L., Stockman M.I., et al.*, Ultrafast active plasmonics. *Nature Photonics*. 2009. V. 3, N 1. P. 55–58.
15. *Baranov A.V., Inoue K., Toba K., et al.*, Resonant hyper-Raman and second-harmonic scatterings in a CdS quantum dot system. *Phys. Rev. B*. 1996. V. 53, N 4. P. 1721–1724.
16. *Reinhardt C., Evlyukhin A.B., Cheng W., et al.*, Bandgap-confined large-mode waveguides for surface plasmon-polariton. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2013. V. 30, N 11. P. 2898–2905.
17. *Beijnum F., Veldhoven P., Geluk E.J., et al.*, Surface plasmon lasing observed in metal hole arrays. *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110, N 20. P. 206802-1–206802-5.
18. *Stockman M.I.* Spaser as nanoscale quantum generator and ultrafast amplifier. *J. Opt.* 2010. V. 12, N 2. P. 024004-1–024004-13.
19. *Golovanova A.V., Gubin M.Yu., Gladush M.G., et al.*, Cooperative effects in quartz media with quantum dots. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2016. V. 80, I. 7. P. 808–813.
20. *Stockman M.I., Faleev S.V., Bergman D.J.* Localization versus delocalization of surface plasmons in nanosystems: Can one state have both characteristics? *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87, N 16. P. 167401-1–167401-4.
21. *DP Plasmonic*: [Electronic resource]. Vladimir, 2018. URL: <http://plazm.expertpro.online>. (Date of the application: 26.04.2018).
22. *Shesterikov A.V., Gubin M.Yu., Gladush M.G., Prokhorov A.V.* Formation of plasmon pulses in the cooperative decay of excitons of quantum dots near a metal surface. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2017. V. 124, I. 1. P. 18–31.
23. *Dzedolik I.V., Pereskokov V.S.* Topology of plasmon-polaritonvortices on an adaptive mirror. *Atmospheric and Oceanic Optics* 2017. V. 30, I. 2. P. 203–208.
24. *Magaryan K.A., Mikhailov M.A., Karimullin K.R., et al.*, Spatially-resolved luminescence spectroscopy of CdSe quantum dots synthesized in ionic liquid crystal matrices. *Journal of Luminescence*. 2016. V. 169B. P. 799–803.
25. *Shchukina A.L., Eremchev I.Yu., Naumov A.V.* Looking at a blinking quantum emitter through time slots: the effect of blind times. *Phys. Rev. E*. 2015. V. 92, N 3. P. 032102-1–032102-5.

Поступила в редакцию 04.05.2018