19

Влияние наночастиц на генерационные характеристики водного раствора родамина 6Ж. Возможности магнитополевого управления

© М.Г. Кучеренко [1], В.М. Налбандян [1], И.Р. Алимбеков [2]

[1] Центр лазерной и информационной биофизики, Оренбургский государственный университет,
Оренбург, Россия
[2] Центр коллективного пользования приборным оборудованием „Институт микро- и нанотехнологий“,
Оренбургский государственный университет,
Оренбург, Россия

e-mail: clibph@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.05.2025 г.
В окончательной редакции 10.11.2025 г.
Принята к публикации 12.11.2025 г.

Экспериментально исследовано влияние диэлектрических и проводящих наночастиц на порог генерации водного раствора родамина 6Ж. Установлено, что увеличение объемной доли наночастиц в растворе приводит к понижению порога генерации до определенного предела, после которого наблюдается его повышение. Величина данного эффекта составляет 30–60 % в зависимости от материала наночастиц. Рассмотрена проблема магнитного управления порогом генерации лазера посредством внедрения в активную среду замагниченных наночастиц металла. Представлена математическая модель одномодового лазера с трехуровневыми атомами активной среды и внедренными в нее сферическими плазмонными рефлекторами. Получены и проанализированы аналитические выражения для порога лазерной генерации с характерными зависимостями от индукции магнитного поля для проводящих диамагнитных наночастиц.

Ключевые слова: порог генерации, сферическая наночастица, магнитное поле, вынужденное излучение.

DOI: 10.61011/OS.2025.11.62171.8166-25

Введение

В последние годы проблемы улучшения характеристик генерации лазерного излучения вызывают значительный интерес в связи с широким применением лазерных излучателей в оптоэлектронике и медицинской диагностике. Генерация света наблюдается в различных органических и неорганических материалах, таких как фотонные кристаллы, квантовые точки, металлические наночастицы (НЧ), растворы красителей и др.

Встречается большое количество работ, в которых авторы исследуют генерационные характеристики лазерных красителей с добавлением таких частиц, как полупроводниковые НЧ оксида цинка (ZnO) [1–5], диэлектрические НЧ диоксида кремния (SiO_2) [6,7], а также НЧ из некоторых других материалов [8,9]. В данных работах показано, что комбинирование органического красителя (родамин) с НЧ улучшает выходные параметры лазерного излучения. В работе [7] установлено, что размер и концентрация частиц диоксида кремния влияют на характеристики случайного лазера. Также отмечается, что НЧ SiO_2 способствуют гораздо более медленному фоторазложению молекул красителя, чем НЧ диоксида титана.

Эффективность случайных лазеров можно повысить, добавляя в активную среду плазмонные НЧ из благородных металлов, как это было сделано в исследованиях [10,11], и биметаллические НЧ со структурой серебро/золото [12,13]. Такие НЧ значительно усиливают электромагнитные поля за счет локализованных плазмонных колебаний, что, в свою очередь, увеличивает эффективность генерации случайного лазера. В работе [10] сообщается о создании плазмонных пленочных лазеров на основе НЧ золота, осажденных на стеклянной подложке. Такая геометрия лазера приводит к увеличению интенсивности излучения и снижению порога генерации. Встречаются работы, где в качестве плазмонного усилителя генерации красителя используют НЧ в форме цветов [14] и треугольников [15].

В серии работ коллектива авторов [16–18] дается физическая интерпретация наблюдающегося в эксперименте существенного понижения порога суперлюминесценции и коротковолнового смещения максимума спектра вынужденного излучения раствора родамина 6Ж (Р6Ж) с агломерированными НЧ серебра. Такой эффект авторы объясняют значительным локальным усилением поля оптической накачки вблизи сложной поверхности наноструктурированных агрегатов. В [16] показано, что при использовании НЧ золота, серебра, платины или оксида цинка пороговые значения примерно равны при одинаковых концентрациях НЧ.

Для объяснения экспериментальных результатов по понижению порога генерации красителя при добавлении НЧ серебра авторами работы [19] рассмотрена простейшая модель спонтанных и вынужденных излучений молекул красителя, находящихся в ближнем поле плазмонных НЧ. Проводятся теоретические исследования работы случайного лазера, образованного из оптиче-

ски прозрачной среды и рассеивающих активированных НЧ [20]. В другой работе похожий эффект наблюдается при изучении плоского диска, образованного из порошка оксида цинка [21]. В работе [22] теоретически и численно рассчитаны характеристики случайного лазера и предложена более строгая модель, описывающая движение фотона в рассеивающей среде. Авторы работы утверждают, что классическая диффузионная модель плохо описывает динамику фотонов.

Еще одним способом управления порогом генерации красителя может быть влияние постоянного магнитного поля на гибридную систему из излучателя и плазмонных НЧ сферической или сфероидальной формы. Как показано в работах [23,24], магнитное поле позволяет модулировать люминесцентный сигнал таких наносистем.

Исследование генерационных свойств красителей находит применение в оптоэлектронике, сенсорике и солнечной энергетике. В работе [25] продемонстрирован белый лазер случайного действия (White-RL) с высокой чистотой и стабильностью, использующий органические лазерные красители. Использование лазерных систем на основе оксида цинка перспективно в фотокатализе, а также открывает новые возможности для улучшения технологий производства солнечных элементов и экологически чистых катализаторов в химической переработке [26].

В настоящей работе экспериментально показано, что добавление НЧ различной природы в водный раствор родамина 6Ж способствует понижению порога генерации в определенном диапазоне концентраций НЧ. Кроме того, теоретически исследовано влияние внешнего постоянного магнитного поля на параметры порога генерации красителя с проводящими НЧ в активной среде.

Экспериментальная часть

Материалы и методы

Химическим путем были синтезированы сферические НЧ из разных материалов. Для этого использовались следующие вещества: деионизированная вода, этиловый спирт, тетраэтоксисилан (TEOS), цинк азотнокислый, гидроксид калия 89.9 %, хлорид кобальта, гидразин гидрат, нитрат серебра, цитрат натрия.

Синтез НЧ оксида кремния SiO_2 проводился по методу Штобера [27]. Он включает в себя стадии гидролиза и конденсации. Таким методом были синтезированы НЧ диоксида кремния с размерами 400 ± 80 nm. НЧ оксида цинка (ZnO) получали в две стадии по методике, описанной в работе [28]. Диаметр полученных НЧ составил 70 ± 5.5 nm. Синтез НЧ Co проводился методом химического осаждения восстановлением из хлорида кобальта гидразином гидрата [29]. Диаметр полученных НЧ составил 70 ± 4 nm. Коллоидный раствор синтезированных НЧ, описанных выше, подвергался термообработке для получения стабильного порошка, который в дальнейшем разбавлялся в дистиллированной воде в

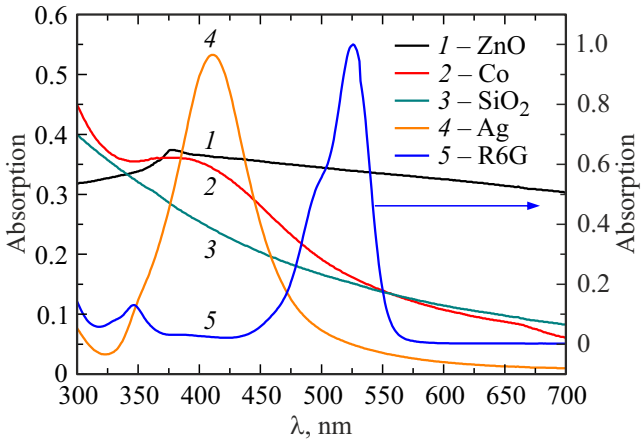

Рис. 1. Спектры поглощения коллоидных растворов синтезированных НЧ и красителя Р6Ж. *1* — ZnO, *2* — Co, *3* — SiO_2, *4* — Ag, *5* — Р6Ж.

нужных пропорциях. НЧ Ag синтезированы цитратным методом (по методу Туркевича-Френса). В результате получали однородный коллоидный раствор серебряных НЧ средним диаметром 57 ± 25 nm.

Выбор НЧ Ag, Co, ZnO и SiO_2 был обусловлен необходимостью исследования совокупного влияния плазмонных, магнитных и диэлектрических факторов на процессы лазерной генерации родамина 6Ж. НЧ серебра обеспечивают локальное усиление электромагнитного поля за счет поверхностного плазмонного резонанса, что может способствовать увеличению интенсивности генерации. Кобальтовые НЧ способствуют появлению магнитного отклика системы и позволяют оценить влияние внешнего магнитного поля в рамках модели Друде. НЧ оксида цинка, обладающие полупроводниковыми свойствами, изменяют перенос энергии между красителем и наноструктурами, а НЧ диоксида кремния служат диэлектрической средой сравнения, не вносящей плазмонного или магнитного вклада.

Размеры частиц измеряли методом динамического рассеяния света на фотокорреллометре Malvern Zetasizer Ultra. Синтез НЧ и измерение их размеров были выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования „Институт микро- и нанотехнологий“ Оренбургского государственного университета.

На спектрофотометре Т-70 были измерены спектры поглощения коллоидных растворов НЧ. Максимум поглощения НЧ серебра составил $\lambda = 411$ nm, оксида цинка — $\lambda = 377$ nm (рис. 1). Кобальтовые и кремниевые частицы не имели выраженного максимума поглощения.

Образцы для исследования готовились следующим образом: 10 mg полученного порошка НЧ разбавляли в 10 mL дистиллированной воды и помещали в ультразвуковую ванну до получения однородного раствора. В водный раствор родамина 6Ж с концентрацией $C = 10^{-4}$ mol/L добавляли одинаковый объем смеси дистиллированной воды и разбавленных НЧ для сохра-

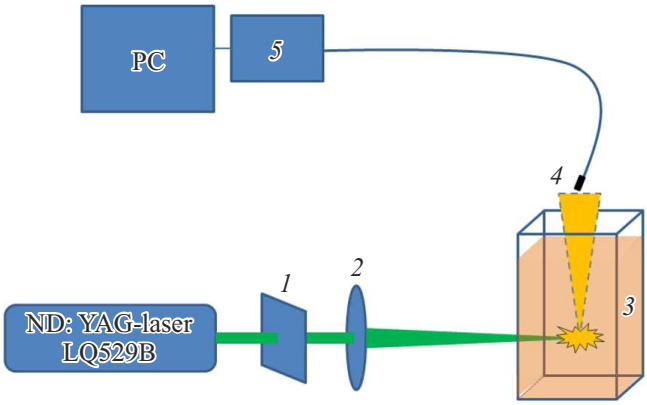

Рис. 2. Схема эксперимента. *1* — фильтр, *2* — собирающая линза, *3* — кювета с раствором, *4* — оптоволокно, *5* — ПЗС-спектрометр BIM-6002A.

нения концентрации красителя в исследуемом образце $C = 4 \cdot 10^{-5}$ mol/L.

Для каждого вида НЧ готовили шесть образцов с разной объемной долей ν_{NP} НЧ в общем растворе:

1) к 1.2 mL Р6Ж добавляли 0.04 mL НЧ и 1.96 mL дистиллированной воды; таким образом получали общий объем образца 3.2 mL с объемной долей НЧ 1.25 %;

2) к 1.2 mL Р6Ж добавляли 0.06 mL НЧ и 1.94 mL H_2O; для данного образца объемная доля НЧ составила 1.87 %;

3) 0.1 mL НЧ — 3.12 %;

4) 0.3 mL НЧ — 9.4 %;

5) 1 mL НЧ — 31.2 %;

6) 2 mL НЧ — 62.4 %;

7) базовый раствор для сравнения получали смешиванием 1.2 mL Р6Ж и 2 mL дистиллированной воды.

Регистрацию спектров излучения раствора Р6Ж проводили на экспериментальной установке, схематически показанной на рис. 2. Оптическая накачка раствора красителя проводилась импульсами второй гармоники ($\lambda = 532$ nm) Nd:YAG-лазера LQ529B с длительностью 10 ns. Энергия E лазера накачки изменялась в диапазоне от 2 до 36 mJ регулированием интервала между импульсами. Возникающее излучение в растворе направлялось в оптическое волокно, расположенное сверху кюветы. Далее сигнал передавался по оптоволокну в ПЗС-спектрометр BIM-6002A, синхронизированный с лазером накачки.

Результаты и обсуждение

В рамках настоящего исследования проведена серия экспериментов по измерению спектров люминесценции образцов при изменении энергии E накачки. В процессе исследования варьировали как вид добавляемых НЧ, так и их объемная доля в растворе красителя.

Спектр излучения раствора красителя искажается при достижении определенной энергии накачки — в максимуме спектра появляется узкий пик, который является следствием возникновения генерации красителя (вынужденного излучения) (рис. 3). Для раствора красителя без НЧ ($\nu_{NP} = 0\,\%$) генерация наблюдается при $E = 12$ mJ (рис. 3, *a*). Добавление НЧ приводит к уменьшению порога генерации на 30 % и составляет $E = 8$ mJ в случае НЧ Ag и Co ($\nu_{NP} = 1.25\,\%$). НЧ ZnO с такой же объемной долей уменьшили порог генерации на 60 %, появление узкого пика наблюдается при $E = 4$ mJ.

При низких энергиях накачки регистрируемый спектр соответствует спонтанному излучению, и длина волны максимума излучения составляет 565 nm. При увеличении энергии накачки, когда наблюдается генерация красителя, длина волны максимума излучения сдвигается в коротковолновую область спектра и составляет ≈ 557 nm. Смещение максимума излучения в синюю область спектра наблюдается независимо от материала НЧ.

Добавление любых НЧ с объемной долей 1.25 % в раствор Р6Ж приводит к снижению порога генерации. При постепенном увеличении доли НЧ до 3.12–9.4 % порог генерации остается неизменным, но дальнейшее повышение концентрации НЧ приводит к его увеличению. Из рис. 4, *a* следует, что генерация наблюдается в более широком диапазоне концентраций без изменения величины порога, когда используются диэлектрические частицы SiO_2. В случае использования НЧ серебра или оксида цинка генерация прекращается при достижении объемной доли $\nu_{NP} = 9.4\,\%$.

При исследовании зависимости амплитуды спектра излучения от объемной доли НЧ сначала наблюдается увеличение интенсивности спектров из-за усиления генерации красителя (рис. 4, *b*). Так, добавление Ag НЧ с $\nu_{NP} = 1.25\,\%$ повышает интенсивность свечения раствора красителя в 2 раза, Co НЧ с $\nu_{NP} = 9.4\,\%$ — в 1.5 раза, SiO_2 НЧ с $\nu_{NP} = 31.2\,\%$ — в 2.4 раза, ZnO НЧ с $\nu_{NP} = 9.4\,\%$ — в 2.5 раза. Дальнейший рост доли НЧ в растворе приводит к тушению люминесценции и уменьшению амплитуды спектров.

Наиболее подходящее объяснение влияния НЧ на порог генерации красителя можно найти в рамках двух разных предположений.

1) Действие плазмонного механизма (для проводящих НЧ). Ближнее поле плазмонных НЧ усиливается на несколько порядков величины по сравнению с затравочным полем. Молекулы красителя, попадая в эту область, излучают намного эффективнее.

2) Возникновение режима случайного лазера (random laser). Фотон, испущенный возбужденной молекулой, многократно рассеивается на НЧ и возвращается в область возбуждения лазерного луча, способствуя вынужденному излучению. При достижении определенных значений плотности энергии оптической накачки ширина спектра вторичного излучения в таких объектах резко сужается, а длительность импульса существенно уменьшается.

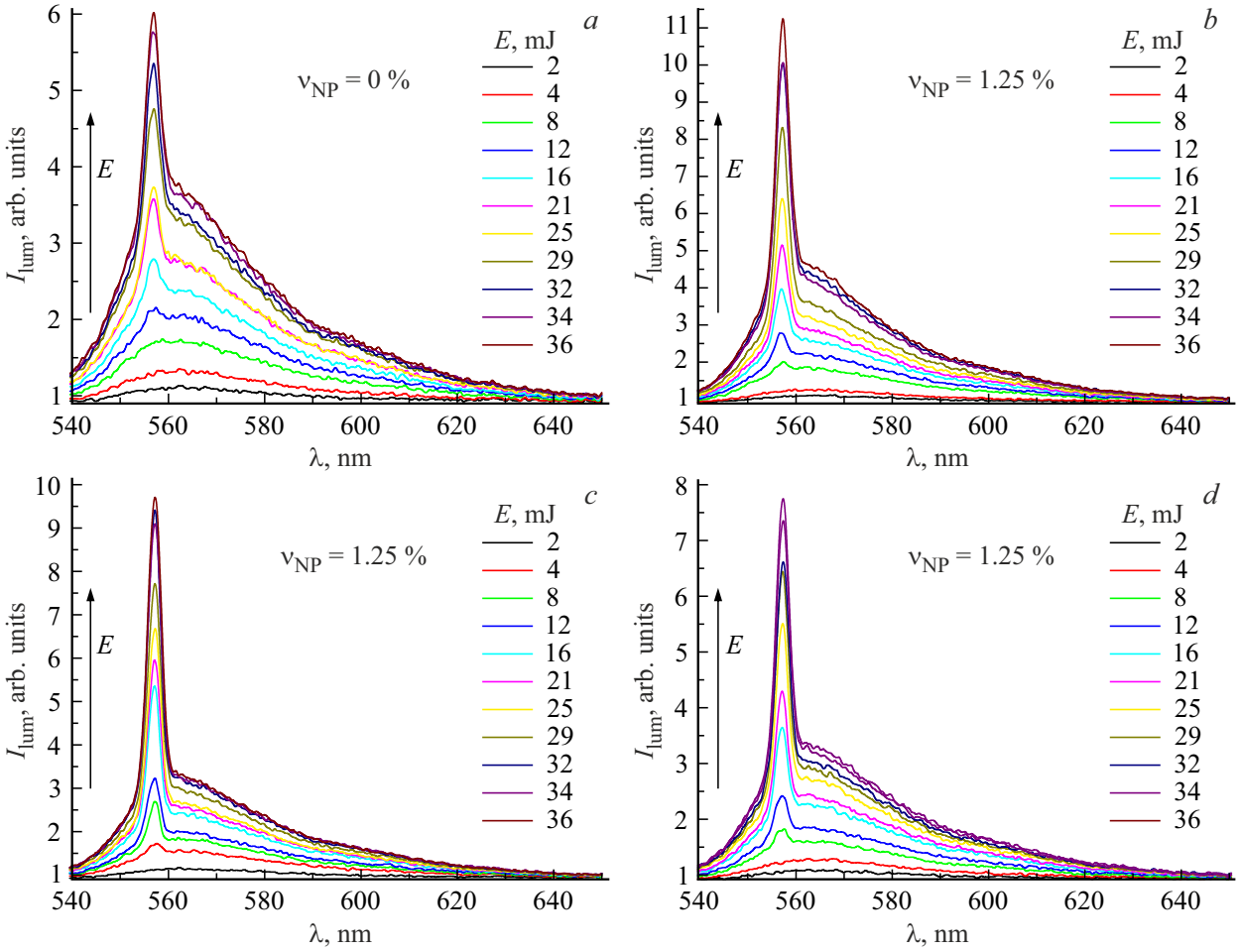

Рис. 3. Спектры люминесценции и генерации раствора Р6Ж (*a*), с добавлением НЧ Ag (*b*), ZnO (*c*), Co (*d*).

Теоретическая модель влияния магнитного поля на порог генерации систем с плазмонными НЧ

Плазмонные НЧ влияют на процесс лазерной генерации посредством воздействия на два независимых канала трансформации энергии трехуровневых атомов (ТУА) активной среды: радиационный и безызлучательный. Эффективность первого канала изменяется при наличии НЧ из-за наводимого в ней дополнительного дипольного момента за счет поляризации в поле активированного ТУА [30]. Безызлучательный распад ТУА становится более вероятным при сближении его с НЧ вследствие передачи энергии в металл с одновременным рождением локализованного плазмона [23]. Замагниченность электронной плазмы проводника в поле с индукцией $\mathbf{B}$ приводит к изменению электрической поляризуемости $\alpha(\omega)$ НЧ и ее диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$, зависящих от частоты ω электромагнитного поля.

Тензор $\overleftrightarrow{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B})$ диэлектрической проницаемости металла с замагниченной электронной плазмой имеет вид [23]

$$\overleftrightarrow{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_\perp(\omega|\mathbf{B}) & ig(\omega|\mathbf{B}) & 0 \\ -ig(\omega|\mathbf{B}) & \varepsilon_\perp(\omega|\mathbf{B}) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_\parallel(\omega) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\varepsilon_\perp = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2(\omega + i\gamma)}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \Omega_L^2]}, \quad \varepsilon_\parallel = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)},$$

$$g = \frac{\omega_p^2 \Omega_L}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \Omega_L^2]}. \quad (2)$$

Вектор гирации g определяет недиагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости: $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = ig$. Параметры $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m}$ и $\Omega_L = eB/m^*c$ в (1) и (2) — плазменная (ленгмюровская) и ларморовская частоты электронов соответственно, γ — частота электронных столкновений (коэффициент диссипации).

В случае однородных сферических частиц радиусом R из проводящего материала с диэлектрической проницаемостью $\overleftrightarrow{\varepsilon}_1(\omega|\mathbf{B})$ их дипольная динамическая поляризуемость $\alpha(\omega|\mathbf{B})$ в магнитном поле индукции $\mathbf{B}$ и бездисперсионной диэлектрической среде с проницаемостью ε_2

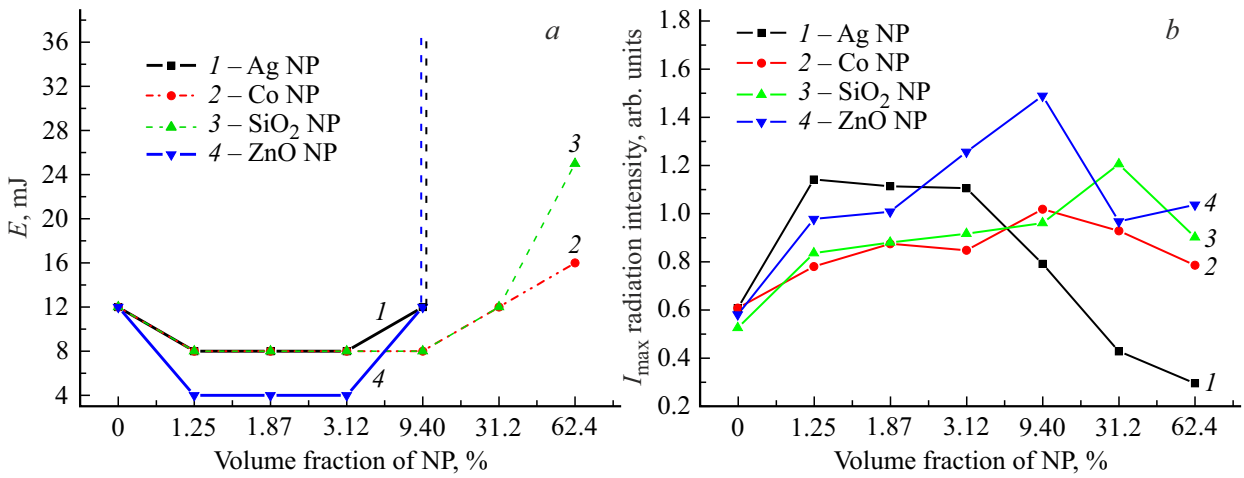

Рис. 4. Зависимость порога генерации (a) и максимума интенсивности свечения (b) водного раствора Р6Ж от объемной доли НЧ. *1* — Ag, *2* — Co, *3* — SiO_2, *4* — ZnO. Вертикальные штриховые линии указывают на прекращение генерации, и спектр снова принимает классическую форму спонтанного излучения.

принимает следующую тензорную форму [31]:

$$\overleftrightarrow{a}(\omega|\mathbf{B}) = R^3\left[\varepsilon_1(\omega|\mathbf{B}) - \varepsilon_2\overleftrightarrow{\mathbf{I}}\right]\left[\varepsilon_1(\omega|\mathbf{B}) + 2\varepsilon_2\overleftrightarrow{\mathbf{I}}\right]^{-1}. \quad (3)$$

Скорость безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения от молекулы к металлической НЧ отождествляется со скоростью диссипации энергии поля от точечного дипольного источника в объеме НЧ и может быть записана в виде [31]

$$U(\mathbf{r}_0|\mathbf{B}) = \frac{1}{2\hbar}\,\mathrm{Im}\left[\mathbf{p}\overleftrightarrow{G}(\mathbf{r}_0)\overleftrightarrow{\alpha}(\omega|\mathbf{B})\overleftrightarrow{G}(\mathbf{r}_0)\mathbf{p}\right]. \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{p}$ — дипольный момент перехода молекулы, $\overleftrightarrow{G}(\mathbf{r}_0) = r_0^{-3}(3\mathbf{n}\otimes\mathbf{n} - \overleftrightarrow{\mathbf{I}})$ — квазистатическая диадическая функция Грина точечного дипольного источника, $\overleftrightarrow{\mathbf{I}}$ — единичная матрица второго ранга, r_0 — расстояние между молекулой и центром НЧ.

Выражение для скорости w_{sp} спонтанного рекомбинационного свечения молекулы, расположенной вблизи НЧ на расстоянии r_0 от ее центра, при наличии внешнего магнитного поля принимает следующий вид [31]:

$$w_{\mathrm{sp}}(\mathbf{r}_0|\mathbf{B}) = \frac{4}{3}\frac{\omega^3}{\hbar c^3}\left|\left[\overleftrightarrow{\mathbf{I}} + \overleftrightarrow{G}(\mathbf{r}_0)\overleftrightarrow{\alpha}(\omega|\mathbf{B})\right]\mathbf{p}\right|^2. \quad (5)$$

Скоростные уравнения фотонов и инверсии населенностей трехуровневых атомов (балансные уравнения) имеют вид [32]

$$\dot{n} = -2bNn + \gamma_{\|}(n^{(0)} - n),$$
$$\dot{N} = -2\kappa N + bV_a nN, \quad (6)$$
$$\gamma_{\|} = \frac{W_{\mathrm{pump}}T_1 + 1}{T_1},\ \ n^{(0)} = \frac{W_{\mathrm{pump}}T_1 - 1}{W_{\mathrm{pump}}T_1 + 1}n_0,$$
$$\frac{1}{T_1} = w_{\mathrm{sp}}(\mathbf{r}_0|\mathbf{B}) + U(\mathbf{r}_0|\mathbf{B}),\ \ b = \sigma c/V,$$

где n_0 — концентрация молекул, n — инверсия населенностей, N — число фотонов в резонаторе, V_a — объем моды резонатора, κ — скорость затухания фотонов в резонаторе, W_{pump} — скорость накачки, b — коэффициент, пропорциональный скорости вынужденного перехода с участием фотона, σ — сечение поглощения фотона ТУА, V — эффективный объем моды резонатора.

Скорость накачки при возбуждении светом интенсивности I

$$W_{\mathrm{pump}} = \frac{4\pi^2|\mathbf{P}_{\mathrm{eff}}|^2 I\cdot\cos^2\beta}{\sqrt{\varepsilon_2}\hbar^2 c}\,\delta(\omega - \omega_0), \quad (7)$$

где ω, c — частота и скорость возбуждающего света, $\mathbf{P}_{\mathrm{eff}} = [\overleftrightarrow{\mathbf{I}} + \overleftrightarrow{G}(\mathbf{r}_0)\overleftrightarrow{\alpha}(\omega|\mathbf{B})]\mathbf{p}$, $\mathbf{p}$ — переходный векторный дипольный момент в ТУА на частоте ω_0; ε_2 — диэлектрическая проницаемость активной среды с неактивированными ТУА, β — угол между векторами дипольного момента перехода и напряженности электрического поля накачки, δ — дельта-функция Дирака, которая в расчетах заменялась спектральной функцией Лоренца.

Для порогового значения интенсивности излучения накачки I_{th}, накачки W_{th} и инверсии n_{th} получаем выражения с характерной зависимостью пороговых значений от индукции поля $\mathbf{B}$:

$$I_{\mathrm{th}} = \hbar\omega\frac{W_{\mathrm{th}}}{\sigma(\mathbf{B})} = \hbar\omega\frac{(n_0 + n_{\mathrm{th}})}{(n_0 - n_{\mathrm{th}})}\frac{[w_{\mathrm{sp}}(\mathbf{r}_0|\mathbf{B}) + U(\mathbf{r}_0|\mathbf{B})]}{\sigma(\mathbf{B})}, \quad (8)$$

$$W_{\mathrm{th}} = \frac{n_0 + n_{\mathrm{th}}}{n_0 - n_{\mathrm{th}}}\frac{1}{T_1}, \quad (9)$$

$$n_{\mathrm{th}} = n_{\mathrm{st}} = 2\kappa/(bV_a). \quad (10)$$

Обсуждение полученных результатов расчета

При проведении расчетов были использованы следующие исходные значения параметров

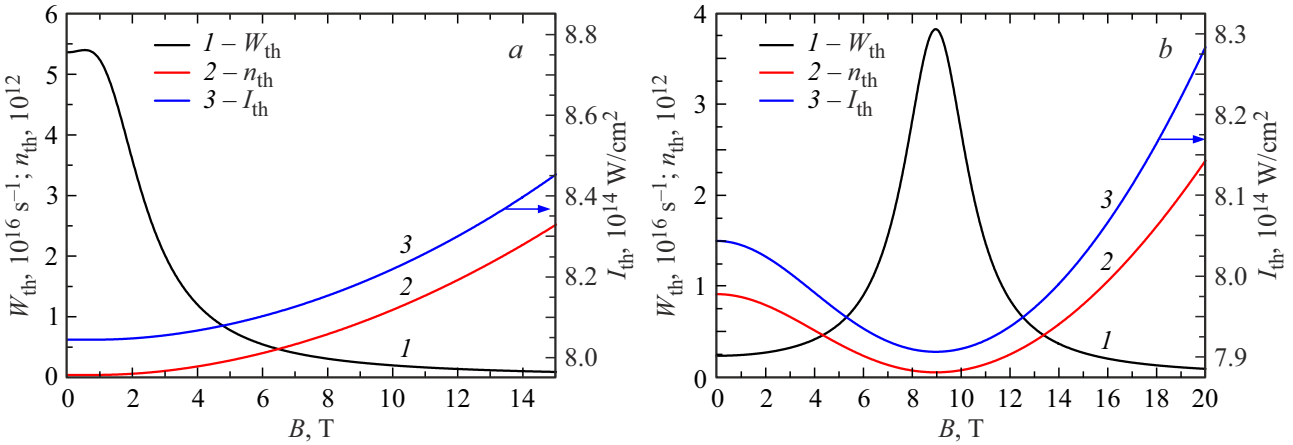

Рис. 5. Зависимость пороговых значений генерации красителя от индукции внешнего магнитного поля: *a* — $\omega = 5.3585 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$, *b* — $\omega = 5.358 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$. *1* — W_{th}, *2* — n_{th}, *3* — I_{th}.

системы: $\omega_p = 13.87 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$, $\omega_0 = 5.3 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$, $\omega = 5.3585 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$, $\gamma = 1.6 \cdot 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$, $R = 10\,\mathrm{nm}$, $r_0 = R + 3\,\mathrm{nm}$, $p = 10\,\mathrm{D}$, $\varepsilon_2 = 1.5$, $\varepsilon_\infty = 3.7$, $\kappa = 4.24 \cdot 10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$, $n_0 = 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $V = 0.0054\,\mathrm{cm}^3$, $V_a = 0.001\,\mathrm{cm}^3$, $I = 1.5 \cdot 10^{16}\,\mathrm{erg/(s{\cdot}cm^2)}$. Векторы **B** и $\mathbf{r}_0$ коллинеарны оси Z, а вектор дипольного момента **p** перехода молекулы направлен перпендикулярно этим векторам вдоль оси X. Значения величин, которые изменялись по ходу расчетов, указаны дополнительно в подписях к рисункам.

Для исследования влияния магнитного поля на порог генерации красителя необходимо было уменьшить частоту столкновений электронов на три порядка относительно характерного значения для благородных металлов, составляющего $\gamma = 1.6 \cdot 10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$ при температуре $T \approx 300\,\mathrm{K}$. Методы уменьшения параметра диссипации металла НЧ были подробно рассмотрены в работе [33]. При таких изменениях амплитуда спектра возрастает примерно в 10^5 раз.

Как было показано ранее [31], внешнее магнитное поле оказывает влияние на величину скорости переноса U и спонтанного испускания w_{sp}, а также их резонансную частоту. В присутствии магнитного поля спектральная кривая деформируется, вначале уменьшаясь по амплитуде, а затем расщепляясь на две компоненты. Расстояние между этими компонентами увеличивается с ростом индукции магнитного поля. Для рассматриваемой системы с постоянными величинами, указанными выше, частота внешнего возбуждающего поля составляет $\omega = \omega_{res} = 5.3585 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$, что было определено на основании анализа спектров U и w_{sp}.

Зависимость пороговых значений от внешнего магнитного поля рассчитана по формулам (8)–(10). Характер изменения кривых зависит от частоты ω возбуждающего поля (рис. 5). На рис. 5, *a* представлена магнитная зависимость при частоте возбуждающего поля $\omega = 5.3585 \cdot 10^{15}\,\mathrm{c}^{-1}$. Можно заметить, что пороговые значения интенсивности излучения накачки I_{th} и инверсии n_{th} монотонно возрастают при увеличении индукции B. Порог накачки W_{th} остается практически неизменным при малых значениях B, однако при $B = 1\,\mathrm{T}$ и более наблюдается резкое уменьшение порога. При отклонении от резонансной частоты ω_{res} на тысячные доли наблюдается изменение графика зависимости пороговых значений от магнитного поля (рис. 5, *b*). Пороговые значения интенсивности излучения накачки I_{th} и инверсии n_{th} уменьшаются при увеличении индукции магнитного поля от 0 до 9 T, после чего начинают возрастать. Для порога накачки W_{th} характерна обратная зависимость.

Таким образом, путем подбора определенных значений индукции B магнитного поля и частоты ω возможно управлять порогом генерации красителя.

В ходе исследования проанализировано влияние расстояния r_0 между молекулой и НЧ на пороговые значения генерации. Также было установлено, что на дистанционную зависимость оказывает влияние концентрация молекул n_0. При сравнительно низких концентрациях молекул пороговая интенсивность и инверсия населенностей возрастают с увеличением расстояния (рис. 6, *a*).

При более высоких концентрациях молекул (рис. 6, *b*) наблюдается иной характер изменения кривых. В частности, при увеличении расстояния до 20 nm интенсивность I_{th} практически не меняется. Однако при дальнейшем увеличении r_0 происходит снижение порогового значения интенсивности I_{th}. В противоположность этому наблюдается обратная зависимость для инверсии населенностей. Из рис. 6, *a, b* также следует, что, чем больше расстояние r_0, тем меньше пороговое значение скорости накачки.

Согласованность теоретической модели с экспериментальными данными обеспечивается за счет использования в расчетах параметров, соответствующих реальной системе. В частности, для расчетов использовались значения плазменной частоты и частоты столкновений электронов, характерные для серебра, что напрямую

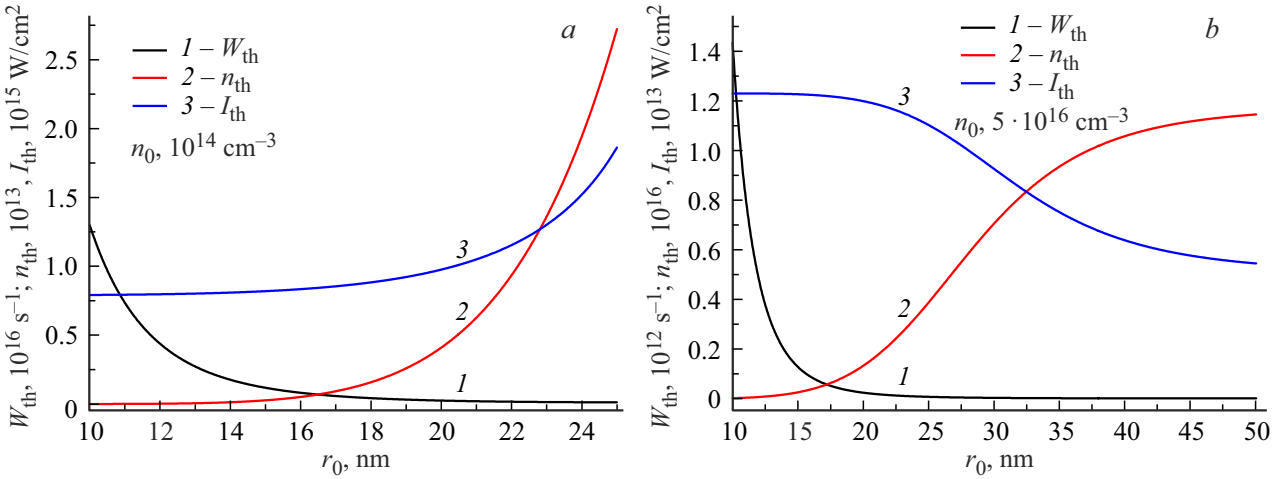

Рис. 6. Зависимость пороговых значений генерации красителя от расстояния между НЧ и молекулой, $B = 2$ T: *a* — $n_0 = 10^{14}$ cm^{-3}, *b* — $n_0 = 5 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}. *1* — W_{th}, *2* — n_{th}, *3* — I_{th}.

соотносится с примененными в экспериментах серебряными НЧ.

Эффект влияния магнитного поля на порог генерации не был обнаружен в ходе экспериментов с индукцией 250–300 mT. Это объясняется тем, что, как показали расчеты, для видимого проявления эффекта требуется индукция магнитного поля более 1 T и криогенное охлаждение (~ 100 K), которые не могли быть обеспечены в используемой экспериментальной установке. Таким образом, данные экспериментальные результаты закладывают основу для будущих исследований с использованием более сильных магнитных полей.

Заключение

В ходе экспериментального исследования влияния НЧ различных материалов на порог генерации водного раствора родамина 6Ж установлено, что увеличение объемной доли НЧ в растворе приводит к снижению порога генерации красителя до определенного предела, после которого наблюдается его повышение. Данная закономерность сохраняется для всех видов НЧ. Понижение порога генерации объясняется одновременным действием плазмонного механизма и эффектом „случайного лазера“ в растворе. Разрабатывается методика экспериментального выявления зависимости характеристик лазерной генерации от внешнего магнитного поля.

На основе созданной теоретической модели лазерной генерации систем с металлическими НЧ в активной среде выполнены расчеты пороговых значений интенсивности излучения I_{th}, накачки W_{th} и инверсии населенностей n_{th}. Показано что, подбирая определенные значения индукции B постоянного магнитного поля, можно изменять пороговые параметры генерации красителя. Исследована также зависимость пороговых значений от расстояния между НЧ и молекулой.

Полученные результаты могут быть востребованы при разработке лазеров на красителях, где постоянное магнитное поле будет использоваться в качестве дополнительного внешнего фактора модуляции интенсивности лазерного излучения.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта на проведение крупных научных проектов по приоритетным направлениям научно-технического развития 075-15-2024-550.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] V.M. Markushev, M.V. Ryzhkov, C.M. Briskina. Appl. Phys. B, **84**, 333 (2006). DOI: 10.1007/s00340-006-2273-3

[2] K.R. Devika, M. Joby, F. Francis, C.P. Jinsi, R.C. Issac, S.A. Joseph. In: *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* (IOP Publishing, 2022), vol. 1233, p. 012006. DOI: 10.1088/1757-899X/1233/1/012006

[3] В.М. Маркушев, М.В. Рыжков, Ч.М. Брискина. Квант. электрон., **37**, 837 (2007). [V.M. Markushev, M.V. Ryzhkov, C.M. Briskina. Quantum Electronics, **37** (9), 837 (2007). DOI: 10.1070/QE2007v037n09ABEH013439]

[4] S.F. Umanskaya, M.A. Shevchenko, N.V. Tcherniega, A.N. Maresev, A.A. Matrokhin, M.A. Karpov, V.V. Voronova. J. Russian Laser Research, **44** (6), 691 (2023). DOI: 10.1007/s10946-023-10179-x

[5] M.S. Hosseini, E. Yazdani, B. Sajad, F. Mehradnia. J. Lumin., **232**, 117863 (2021). DOI: 10.1016/j.jlumin.2020.117863

[6] L. Ye, Y. Feng, C. Lu, G. Hu, Y. Cui. Laser Phys. Lett., **13** (10), 105002 (2016). DOI: 10.1088/1612-2011/13/10/105002

[7] A.M. Brito-Silva, A. Galembeck, A.S.L. Gomes, A.J. Jesus-Silva, C.B. de Araújo. J. Appl. Phys., **108** (3), 033508 (2010). DOI: 10.1063/1.3462443

[8] V.A. Kharenkov, A.Y. Iskandarov, I.A. Edreev. In: *14th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices* (IEEE, Novosibirsk, Russia, 2013), p. 198. DOI: 10.1109/EDM.2013.6641974
[9] E.J. Villar, V. Mestre, N.U. Wetter, G.F. de Sá. In: *SPIE OPTO Complex Light and Optical Forces XII* (SPIE, San Francisco, California, United States, 2018), vol. 10549, p. 37. DOI: 10.1117/12.2289228
[10] M.F. Haddawi, J.M. Jassim, S.M. Hamidi. J. Optics, **53** (2), 876 (2024). DOI: 10.1007/s12596-023-01315-6
[11] Z. Wang, X. Meng, A.V. Kildishev, A. Boltasseva, V.M. Shalaev. Laser & Photonics Reviews, **11** (6), 1700212 (2017). DOI: 10.1002/lpor.201700212
[12] W.Z.W. Ismail, J.M. Dawes. Nanomaterials, **12** (4), 607 (2022). DOI: 10.3390/nano12040607
[13] S.F. Haddawi, H.R. Humud, S.M. Hamidi. Optics & Laser Technology, **121**, 105770 (2020). DOI: 10.1016/j.optlastec.2019.105770
[14] J. Tong, S. Li, C. Chen, Y. Fu, F. Cao, L. Niu, T. Zhai, X. Zhang. Polymers, **11** (4), 619 (2019). DOI: 10.3390/polym11040619
[15] L. Salemi, G. Compagnini. J. Laser Appl., **36** (3), 032009 (2024). DOI: 10.2351/7.0001412
[16] V.A. Donchenko, A.A. Zemlyanov, M.M. Zinovjev, A.N. Panamaryova, V.A. Kharenkov. In: *22nd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics*, ed. by G.G. Matvienko, O.A. Romanovskii. Proc. SPIE (SPIE, San Francisco, California, United States, 2016), vol. 10035, p. 481. DOI: 10.1117/12.2249339
[17] V.A. Donchenko, Al.A. Zemlyanov, M.M. Zinoviev, N.S. Panamarev, A.V. Trifonova, V.A. Kharenkov. Atmospheric and Oceanic Optics, **29**, 452 (2016). DOI: 10.1134/S1024856016050055
[18] V.A. Donchenko, Y.E. Geints, V.A. Kharenkov, A.A. Zemlyanov. Optics and Photonics J., **2013** (3), 13 (2013). DOI: 10.4236/opj.2013.38A002
[19] А.К. Зейниденов, Н.Х. Ибраев, М.Г. Кучеренко. Вестник Оренбургского государственного университета, **9** (170), 96 (2014).
[20] С.Н. Сметанин, Т.Т. Басиев. Квант. электрон., **43** (1), 63 (2013). [S.N. Smetanin, T.T. Basiev. Quantum Electronics, **43** (1), 63 (2013). DOI: 10.1070/QE2013v043n01ABEH014944]
[21] A.L. Burin, M.A. Ratner, H. Cao, R.P.H. Chang. Phys. Rev. Lett., **87** (21), 215503 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.215503
[22] M.A. Noginov, J. Novak, D. Grigsby, L. Deych. J. Optics A: Pure and Applied Optics, **8** (4), S285 (2006). DOI: 10.1088/1464-4258/8/4/S31
[23] М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян. Журн. приклад. спектр., **91** (1), 39 (2024). [M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan. J. Appl. Spectrosc., **91** (1), 31 (2024)]. DOI: 10.1007/s10812-024-01687-y
[24] М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян, Т.М. Чмерева. Опт. и спектр., **130** (5), 745 (2022). DOI: 10.21883/OS.2022.05.52430.9-22 [M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan, T.M. Chmereva. Opt. Spectrosc., **131** (7), 554 (2023). DOI: 10.1134/S0030400X23050119].
[25] S.W. Chang, W.C. Liao, Y.M. Liao, H.I. Lin, H.Y. Lin, W.J. Lin, S.Y. Lin, P. Perumal, G. Haider, C.T. Tai, K.C. Shen, C.H. Chang, Y.F. Huang, T.Y. Lin, Y.F. Chen. Scientific Reports, **8** (1), 2720 (2018). DOI: 10.1038/s41598-018-21228-w
[26] J.S. You, C.F. Hou, Y.C. Chao, Y.C. Tsao, D.N. Feria, T.Y. Lin, Y.F. Chen. APL Materials, **11** (11), 111111 (2023). DOI: 10.1063/5.0173856
[27] S.K. Park, K.D. Kim, H.T. Kim. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, **197** (1–3), 7 (2002). DOI: 10.1016/S0927-7757(01)00683-5
[28] H.R. Ghorbani, F.P. Mehr, H. Pazoki, B.M. Rahmani. Orient. J. Chem., **31** (2), 1219 (2015). DOI: 10.13005/ojc/310281
[29] F. Guo, H. Zheng, Z. Yang, Y. Qian. Materials Lett., **56** (6), 906 (2002). DOI: 10.1016/S0167-577X(02)00635-3
[30] М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян, Т.М. Чмерева. Опт. журн., **88** (9), 9 (2021). DOI: 10.17586/1023-5086-2021-88-09-09-19 [M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan, T.M. Chmereva. J. Opt. Technol., **88** (9), 489 (2021). DOI: 10.1364/JOT.88.000489]
[31] M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan. Materials Today: Proceedings, **71**, 46 (2022). DOI: 10.1016/j.matpr.2022.07.252
[32] Я.И. Ханин. *Лекции по квантовой радиофизике* (ИПФ РАН, Н. Новгород, 2005).
[33] M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan. Eurasian Phys. Tech. J., **15** (2 (30)), 49 (2018).