

Теория спазера на двух квантовых точках*

Е.С.Андрианов, А.А.Пухов, А.В.Дорофеев, А.П.Виноградов, А.А.Лисянский

Рассмотрено влияние числа квантовых точек на работу спазера. Показано, что даже при наличии всего двух квантовых точек поведение спазера качественно отличается от поведения ранее исследованного в литературе спазера, состоящего из одной наночастицы и одной квантовой точки. В частности, для ненулевой расстройки резонансных частот наночастицы и квантовых точек увеличение константы взаимодействия между квантовыми точками ведет сначала к уменьшению порога генерации, а затем к его росту и даже срыву генерации спазера.

Ключевые слова: наноплазмоника, спазеры, нанолазеры, подавление лазерной генерации.

1. Введение

В настоящее время для компенсации потерь в искусственных плазмонных метаматериалах большой интерес вызывает применение активных (усиливающих) сред [1–4]. Использование метаматериала, как правило, предполагает, что рабочий диапазон – это узкая область вблизи плазмонного резонанса частиц, из которых сделан данный метаматериал. Собственно этот факт и обуславливает высокие потери. Для компенсации этих потерь в [2] предлагалось вводить в матрицу активные включения. При добавлении активной среды в метаматериал на частотах плазмонного резонанса частицы, окруженные активной средой, превращаются в спазеры [2–5]. Схематически [5, 9–11] спазер представляет собой систему инверсно возбужденных двухуровневых квантовых точек (КТ), окружающих плазмонные наночастицы (НЧ). Принцип действия спазера аналогичен действию лазера. Роль фотонов играют поверхностные плазмоны (ПП), локализованные на НЧ [5, 9–11], представляющей собой многомодовый резонатор. Иными словами, в спазере происходит генерация и усиление ближних полей НЧ (плазмонов). Усиление ПП происходит за счет безызлучательной пере-

дачи энергии от КТ к НЧ. Так как вероятность безрадиационного возбуждения плазмона в $(kr)^{-3}$ раз больше вероятности радиационного высвечивания фотона [12] (r – расстояние между центрами КТ и НЧ, $k = 2\pi/\lambda$), взаимодействие КТ и плазмонной НЧ можно описывать в диполь-дипольном приближении (или любом ином ближнепольном [13]).

Возбуждение ближними полями КТ плазмонной моды у НЧ может привести к дальнейшему вынужденному излучению КТ, окружающих эту НЧ, в ту же плазмонную моду и, в конечном счете, к развитию плазмонной генерации, т.е. к возникновению спазера. Ранее в литературе рассматривалась система, состоящая из одной НЧ и одной КТ [5, 8, 14, 15]. Однако спазерная схема с одной КТ далека от возможной экспериментальной реализации. Так, в эксперименте [6] число атомов активной среды значительно превышает единицу. Отметим, что поведение спазера, содержащего большое число КТ [16,17], качественно отличается от описанной простейшей модели спазера, состоящего из одной НЧ и одной КТ. Ниже нами рассмотрены коллективные явления на простейшей модели спазера, содержащего две КТ.

2. Постановка задачи, основные уравнения

Рассмотрим взаимодействие НЧ с двумя двухуровневыми КТ в простейшем случае, когда КТ накачиваются так, что их дипольные моменты направлены в одну сторону (рис. 1). В этом случае гамильтониан системы можно записать в виде

$$\hat{H} = \hbar\omega_{\text{NP}}\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar\omega_{\text{TLS1}}\hat{\sigma}_1^\dagger\hat{\sigma}_1 + \hbar\omega_{\text{TLS2}}\hat{\sigma}_2^\dagger\hat{\sigma}_2 + \hbar\Omega_{\text{R1}}(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_1 + \hat{a}\hat{\sigma}_1^\dagger) + \hbar\Omega_{\text{R2}}(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_2 + \hat{a}\hat{\sigma}_2^\dagger) + \hbar\Omega_3(\hat{\sigma}_1^\dagger\hat{\sigma}_2 + \hat{\sigma}_1\hat{\sigma}_2^\dagger). \quad (1)$$

Здесь ω_{NP} , ω_{TLS1} , ω_{TLS2} – частоты ПП и двух КТ соответственно; Ω_{R1} , Ω_{R2} , Ω_3 – частоты Раби, характеризующие взаимодействие двух КТ и НЧ, а также КТ между собой соответственно. Операторы \hat{a} и \hat{a}^\dagger описывают рождение и уничтожение ПП ($[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$), а операторы $\hat{\sigma}_1$, $\hat{\sigma}_1^\dagger$, $\hat{\sigma}_2$, $\hat{\sigma}_2^\dagger$ – переход между основным и возбужденным уровнями пер-

* Доложена на 6-м Российском семинаре по волоконным лазерам, Новосибирск, апрель 2014.

Е.С.Андрианов. НИИ автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127055 Москва, Суцеская ул., 22; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: p314159262006@yandex.ru

А.А.Пухов, А.В.Дорофеев, А.П.Виноградов. НИИ автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127055 Москва, Суцеская ул., 22; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Россия, 125412 Москва, Ижорская ул., 13; e-mail: a-vinogr@yandex.ru, asdf00@yandex.ru, pukhov@mail.ru
А.А.Лисянский. Department of Physics, Queens College of the City University of New York, Flushing, New York 11367, USA

Поступила в редакцию 16 июля 2014 г., после доработки – 6 октября 2014 г.

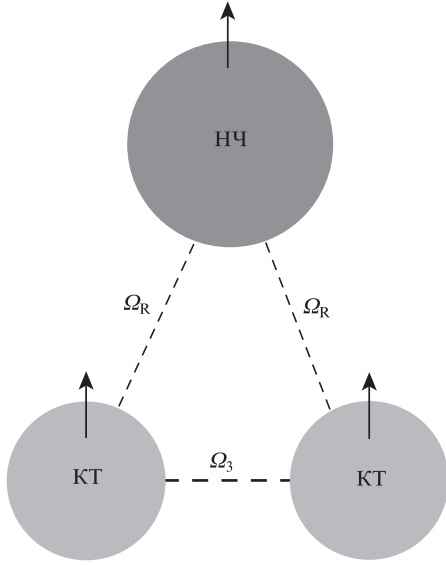


Рис.1. Геометрия задачи. Стрелками отмечены направления дипольных моментов.

вой и второй КТ соответственно; при этом $[\hat{\sigma}_1^\dagger, \hat{\sigma}_1] = \hat{D}_1$ и $[\hat{\sigma}_2^\dagger, \hat{\sigma}_2] = \hat{D}_2$, где \hat{D}_1, \hat{D}_2 , – инверсии населенностей в квантовых точках. Отметим, что более общий случай четырехуровневой системы не приводит к качественно новому поведению системы [18].

Для последовательного учета диссипации необходимо иметь в виду, что спазер – открытая квантовая система [19]. Для этого необходимо ввести в рассмотрение окружение спазера, с которым взаимодействуют НЧ и КТ [20–22]. Не ограничивая общности, можно считать, что это – резервуары, представляющие собой континуум мод бозонного поля, взаимодействуя с которыми НЧ и КТ релаксируют. В зависимости от доминирующего механизма релаксации [23] такими бозонами могут быть фононы, поляритоны, поверхностные плазмоны и т. д. [24]. Тогда в предположении, что время корреляции переменных резервуара много меньше характерного времени изменения системы (марковское приближение), уравнения движения Гейзенберга для медленно изменяющихся амплитуд операторов $\hat{a}, \hat{\sigma}_1, \hat{\sigma}_2, \hat{D}_1, \hat{D}_2$ запишутся следующим образом:

$$\dot{\hat{a}} = \left(i\Delta - \frac{1}{\tau_a}\right)\hat{a} - i\Omega_{R1}\hat{\sigma}_1 - i\Omega_{R2}\hat{\sigma}_2,$$

$$\dot{\hat{\sigma}}_1 = \left(i\delta_1 - \frac{1}{\tau_{\sigma 1}}\right)\hat{\sigma}_1 + i\Omega_{R1}\hat{a}\hat{D}_1 + i\Omega_3\hat{\sigma}_2\hat{D}_1,$$

$$\dot{\hat{D}}_1 = 2i\Omega_{R1}(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_1 - \hat{a}\hat{\sigma}_1^\dagger) + 2i\Omega_3(\hat{\sigma}_2^\dagger\hat{\sigma}_1 - \hat{\sigma}_1^\dagger\hat{\sigma}_2) - \frac{\hat{D}_1 - \hat{D}_{01}}{\tau_{D1}}, \quad (2)$$

$$\dot{\hat{\sigma}}_2 = \left(i\delta_2 - \frac{1}{\tau_{\sigma 2}}\right)\hat{\sigma}_2 + i\Omega_{R2}\hat{a}\hat{D}_2 + i\Omega_3\hat{\sigma}_1\hat{D}_2,$$

$$\dot{\hat{D}}_2 = 2i\Omega_{R2}(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_2 - \hat{a}\hat{\sigma}_2^\dagger) + 2i\Omega_3(\hat{\sigma}_1^\dagger\hat{\sigma}_2 - \hat{\sigma}_2^\dagger\hat{\sigma}_1) - \frac{\hat{D}_2 - \hat{D}_{02}}{\tau_{D2}}.$$

Здесь $\delta_1 = \omega_S - \omega_{\text{TLS1}}$, $\delta_2 = \omega_S - \omega_{\text{TLS2}}$ и $\Delta = \omega_S - \omega_{\text{NP}}$, при этом ω_S – частота генерации, которая будет определена в дальнейшем. \hat{D}_{01} и \hat{D}_{02} определяют накачки в первой и второй КТ соответственно, τ_{D1} и τ_{D2} определяют скорость накачек. Слагаемые, содержащие времена релаксации τ_a (НЧ) и $\tau_{\sigma 1}, \tau_{\sigma 2}$ (первой и второй КТ) получаются, как уже бы-

ло отмечено, в марковском приближении (см., напр., [21, 22]).

Далее сделаем следующие упрощающие предположения. Во-первых, будем считать, что КТ одинаковые, поэтому $\omega_{\text{TLS1}} = \omega_{\text{TLS2}}$, $\delta_1 = \delta_2$, $\tau_{\sigma 1} = \tau_{\sigma 2}$, $\tau_{D1} = \tau_{D2}$, $D_{01} = D_{02}$. Во-вторых, примем, что обе КТ находятся на одинаковом расстоянии от НЧ, поэтому $\Omega_{R1} = \Omega_{R2} = \Omega_R$.

С учетом этого система (2) примет следующий вид:

$$\dot{\hat{a}} = \left(i\Delta - \frac{1}{\tau_a}\right)\hat{a} - i\Omega_R\hat{\sigma}_1 - i\Omega_R\hat{\sigma}_2,$$

$$\dot{\hat{\sigma}}_1 = \left(i\delta - \frac{1}{\tau_\sigma}\right)\hat{\sigma}_1 + i\Omega_R\hat{a}\hat{D}_1 + i\Omega_3\hat{\sigma}_2\hat{D}_1,$$

$$\dot{\hat{D}}_1 = 2i\Omega_R(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_1 - \hat{a}\hat{\sigma}_1^\dagger) + 2i\Omega_3(\hat{\sigma}_2^\dagger\hat{\sigma}_1 - \hat{\sigma}_1^\dagger\hat{\sigma}_2) - \frac{\hat{D}_1 - \hat{D}_0}{\tau_D}, \quad (3)$$

$$\dot{\hat{\sigma}}_2 = \left(i\delta - \frac{1}{\tau_\sigma}\right)\hat{\sigma}_2 + i\Omega_R\hat{a}\hat{D}_2 + i\Omega_3\hat{\sigma}_1\hat{D}_2,$$

$$\dot{\hat{D}}_2 = 2i\Omega_R(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_2 - \hat{a}\hat{\sigma}_2^\dagger) + 2i\Omega_3(\hat{\sigma}_1^\dagger\hat{\sigma}_2 - \hat{\sigma}_2^\dagger\hat{\sigma}_1) - \frac{\hat{D}_2 - \hat{D}_0}{\tau_D}.$$

3. Стационарное решение, условия генерации

Найдем стационарное решение системы (3). Для этого положим временные производные равными нулю. В результате система примет вид

$$\left(i\Delta - \frac{1}{\tau_a}\right)\hat{a} - i\Omega_R\hat{\sigma}_1 - i\Omega_R\hat{\sigma}_2 = 0,$$

$$\left(i\delta - \frac{1}{\tau_\sigma}\right)\hat{\sigma}_1 + i\Omega_R\hat{a}\hat{D}_1 + i\Omega_3\hat{\sigma}_2\hat{D}_1 = 0,$$

$$2i\Omega_R(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_1 - \hat{a}\hat{\sigma}_1^\dagger) + 2i\Omega_3(\hat{\sigma}_2^\dagger\hat{\sigma}_1 - \hat{\sigma}_1^\dagger\hat{\sigma}_2) - \frac{\hat{D}_1 - \hat{D}_0}{\tau_D} = 0, \quad (4)$$

$$\left(i\delta - \frac{1}{\tau_\sigma}\right)\hat{\sigma}_2 + i\Omega_R\hat{a}\hat{D}_2 + i\Omega_3\hat{\sigma}_1\hat{D}_2 = 0,$$

$$2i\Omega_{R2}(\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_2 - \hat{a}\hat{\sigma}_2^\dagger) + 2i\Omega_3(\hat{\sigma}_1^\dagger\hat{\sigma}_2 - \hat{\sigma}_2^\dagger\hat{\sigma}_1) - \frac{\hat{D}_2 - \hat{D}_0}{\tau_D} = 0.$$

Сложив второе и четвертое, а также третье и пятое уравнения системы (4), получим

$$\left(i\delta - \frac{1}{\tau_\sigma}\right)(\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2) + i\Omega_R\hat{a}(\hat{D}_1 + \hat{D}_2) + i\Omega_3(\hat{\sigma}_2\hat{D}_1 + \hat{\sigma}_1\hat{D}_2) = 0, \quad (5)$$

$$2i\Omega_R[\hat{a}^\dagger(\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2) - \hat{a}(\hat{\sigma}_1^\dagger + \hat{\sigma}_2^\dagger)] - \frac{(\hat{D}_1 + \hat{D}_2) - 2\hat{D}_0}{\tau_D} = 0.$$

Теперь воспользуемся равенствами $\hat{\sigma}_1\hat{D}_1 = \hat{\sigma}_1$, $\hat{\sigma}_2\hat{D}_2 = \hat{\sigma}_2$ и преобразуем первое уравнение (5) к виду

$$\left(i\delta - \frac{1}{\tau_\sigma}\right)(\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2) + i\Omega_R\hat{a}(\hat{D}_1 + \hat{D}_2)$$

$$+ i\Omega_3[(\hat{\sigma}_2 + \hat{\sigma}_1)(\hat{D}_1 + \hat{D}_2) - (\hat{\sigma}_2 + \hat{\sigma}_1)] = 0. \quad (6)$$

В результате получим следующую систему уравнений, определяющую стационарное решение:

$$\begin{aligned}
& \left(i\Delta - \frac{1}{\tau_a} \right) \hat{a} - i\Omega_R (\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2) = 0, \\
& 2i\Omega_R [\hat{a}^\dagger (\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2) - \hat{a} (\hat{\sigma}_1^\dagger + \hat{\sigma}_2^\dagger)] - \frac{(\hat{D}_1 + \hat{D}_2) - 2\hat{D}_0}{\tau_D} = 0, \\
& \left(i\delta - \frac{1}{\tau_a} \right) (\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2) + i\Omega_R \hat{a} (\hat{D}_1 + \hat{D}_2) \\
& + i\Omega_3 [(\hat{\sigma}_2 + \hat{\sigma}_1)(\hat{D}_1 + \hat{D}_2) - (\hat{\sigma}_2 + \hat{\sigma}_1)] = 0.
\end{aligned} \tag{7}$$

Видно, что система (4) из пяти уравнений свелась к системе из трех уравнений (7), зависящих от переменных \hat{a} , $(\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2)$ и $(\hat{D}_1 + \hat{D}_2)$.

Теперь перейдем к соответствующим с-числовым уравнениям, как это обычно делается при исследовании динамики лазеров [8, 14, 21, 25]. Система (7) примет вид

$$\begin{aligned}
& \left(i\Delta - \frac{1}{\tau_a} \right) a - i\Omega_R (\sigma_1 + \sigma_2) = 0, \\
& 2i\Omega_R [a^* (\sigma_1 + \sigma_2) - a (\sigma_1 + \sigma_2)^*] - \frac{(D_1 + D_2) - 2D_0}{\tau_D} = 0, \\
& \left(i\delta - \frac{1}{\tau_a} \right) (\sigma_1 + \sigma_2) + i\Omega_R a (D_1 + D_2) \\
& + i\Omega_3 [(\sigma_2 + \sigma_1)(D_1 + D_2) - (\sigma_2 + \sigma_1)] = 0.
\end{aligned} \tag{8}$$

Первое уравнение системы (8) определяет стационарное значение дипольного момента НЧ, второе – общий дипольный момент двух КТ, а третье – стационарное значение общей инверсии в КТ. Стоит подчеркнуть, что сведение пяти операторных уравнений (4) к системе трех уравнений (8) для с-чисел не сводится к тривиальной замене операторов на с-числа, т. к. в системе уравнений (7) неизвестными являются коллективные операторы $\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2$ и $\hat{D}_1 + \hat{D}_2$. Данный переход предполагает использование операторных равенств $\hat{\sigma}_1 \hat{D}_1 = \hat{\sigma}_1$ и $\hat{\sigma}_2 \hat{D}_2 = \hat{\sigma}_2$, что несправедливо в с-числах. Таким образом, хотя операторная система (4) эквивалентна операторной системе (8), с-числовые системы неэквивалентны. Переход к с-числам в (4) означает «расщепление» всех входящих в нее корреляторов, однако переход к с-числам в системе (8) позволяет избежать процедуры «расщепления» большинства из них, сделав эту процедуру контролируемым процессом, поскольку система (8) эквивалентна системе спазера с одной КТ (точность перехода к с-числам подробно исследована в [19, 26]).

Прежде чем исследовать общий случай, заметим, что, если КТ не взаимодействуют между собой ($\Omega_3 = 0$), математически система (8) практически эквивалентна задаче поиска стационарного решения в системе с одной КТ и НЧ (см. [2, 5, 8, 14]), с той лишь разницей, что теперь в уравнениях вместо D_0 стоит $2D_0$.

Далее введем обозначения $\Omega_a = -(i\Delta - 1/\tau_a)$, $\Omega_\sigma = -(i\delta - 1/\tau_\sigma)$. Найдем выражение для a из первого уравнения (8):

$$a = \frac{-i\Omega_R (\sigma_1 + \sigma_2)}{\Omega_a}, \tag{9}$$

а затем подставим его во второе уравнение:

$$\begin{aligned}
& 2i\Omega_R \left[\frac{i\Omega_R (\sigma_1 + \sigma_2)^* (\sigma_1 + \sigma_2)}{\Omega_a^*} + \frac{i\Omega_R (\sigma_1 + \sigma_2) (\sigma_1 + \sigma_2)^*}{\Omega_a} \right] \\
& - \frac{(D_1 + D_2) - 2D_0}{\tau_D} = 0.
\end{aligned} \tag{10}$$

Тогда

$$D_1 + D_2 = -2\Omega_R^2 \tau_D |\sigma_1 + \sigma_2|^2 \left(\frac{1}{\Omega_a} + \frac{1}{\Omega_a^*} \right) + 2D_0. \tag{11}$$

Подставим (11) и (9) в третье уравнение системы (8) и получим

$$\begin{aligned}
& (\sigma_1 + \sigma_2) \left\{ i\Omega_R \frac{-i\Omega_R}{\Omega_a} \left[-2\Omega_R^2 \tau_D |\sigma_1 + \sigma_2|^2 \left(\frac{1}{\Omega_a} + \frac{1}{\Omega_a^*} \right) + 2D_0 \right] \right. \\
& \left. + i\Omega_3 \left[-2\Omega_R^2 \tau_D |\sigma_1 + \sigma_2|^2 \left(\frac{1}{\Omega_a} + \frac{1}{\Omega_a^*} \right) + 2D_0 - 1 \right] \right\} - \Omega_\sigma = 0.
\end{aligned} \tag{12}$$

Для уравнения (12) существуют два вида решения. Во-первых, это тривиальное решение (отсутствие генерации спазера), когда $\sigma_1 + \sigma_2 = 0$, $a = 0$, $D_1 + D_2 = 2D_0$. Однако существует и нетривиальное решение, определяемое из равенства нулю выражения в фигурных скобках, из которого можно получить

$$|\sigma_1 + \sigma_2|^2 = \frac{2D_0 - (\Omega_\sigma + i\Omega_3)(\Omega_R^2/\Omega_a + i\Omega_3)^{-1}}{2(1/\Omega_a + 1/\Omega_a^*)\Omega_R^2 \tau_D}. \tag{13}$$

Видно, что левая часть в (13) – действительное положительное число. Поэтому из условия равенства нулю мнимой части выражения, стоящего в правой части (13), получим уравнение для частоты генерации, которое, вообще говоря, может иметь несколько решений.

Таким образом, уравнение для частоты генерации имеет вид

$$-\frac{\Omega_3}{\tau_\sigma} \Delta^2 - \frac{\Omega_R^2}{\tau_\sigma} \Delta - \frac{\Omega_R^2}{\tau_a} \delta + \frac{\Omega_3 \Omega_R^2}{\tau_a} - \frac{\Omega_3}{\tau_a^2 \tau_\sigma} = 0. \tag{14}$$

Отметим, что характерные экспериментальные значения констант затухания $\tau_a \sim 10^{-14}$ с, $\tau_\sigma \sim 10^{-11}$ с и частот взаимодействия $\Omega_R \sim 10^{12}$ с $^{-1}$, $\Omega_3 \sim 10^{11}$ с $^{-1}$ удовлетворяют условию $\tau_\sigma^{-1}, \Omega_3 \ll \Omega_R \ll \tau_a^{-1}$. В этом приближении получаем следующее решение уравнения (14):

$$\omega_S = \omega_{NP} + \Omega_3 \left(1 - \frac{1}{\Omega_R^2 \tau_a \tau_\sigma} \right). \tag{15}$$

При этом второй корень уравнения (14) можно оценить как $\omega_{S2} \approx \omega_{NP} - \Omega_R^2 \tau_\sigma / \Omega_3 \tau_a$. Величина $\omega_{S2} \sim 10^{16}$ с $^{-1}$, и она не относится к области используемых в работе приближений. Условие положительности выражения (13)

$$2D_0 \geq \text{Re} \left(\frac{\Omega_\sigma + i\Omega_3}{\Omega_R^2/\Omega_a + i\Omega_3} \right) \tag{16}$$

определяет порог генерации (в расчете на одну КТ):

$$D_{th} = \frac{1}{2} \frac{\Omega_\sigma + i\Omega_3}{\Omega_R^2/\Omega_a + i\Omega_3} = \frac{1}{2} \times \tag{17}$$

$$\frac{[(\tau_a \tau_\sigma)^{-1} + \Delta(\Omega_3 - \delta)](\Omega_R^2 + \Omega_3 \Delta) + \Omega_3 \tau_a^{-1} [(\Omega_3 - \delta)/\tau_a - \Delta/\tau_\sigma]}{(\Omega_R^2 + \Omega_3 \Delta)^2 + (\Omega_3/\tau_a)^2}.$$

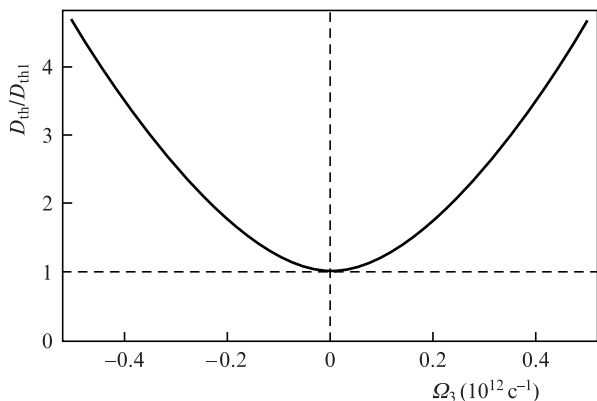


Рис.2. Зависимость порогового значения накачки D_{th} (в соответствующих единицах для спазера с одной квантовой точкой, D_{th1}) от константы взаимодействия между КТ Ω_3 .

Отметим, что, в отличие от случая одной КТ, порог генерации D_{th} при наличии двух КТ возрастает с ростом константы взаимодействия между ними (рис.2). Это связано с тем, что при взаимодействии КТ между собой их уровни расщепляются, в результате чего возникает расстройка между частотами перехода КТ и частотой плазмонного резонанса НЧ, а это приводит к повышению порога генерации.

Таким образом, с увеличением константы взаимодействия между КТ пороговое значение накачки увеличивается. Рассмотрим случай, когда при $\Omega_3 = 0$ наблюдается генерация, т.е. $D_0 > D_{th}(0)$. При увеличении константы взаимодействия Ω_3 , как было указано выше, порог генерации будет возрастать и рано или поздно превысит D_0 , произойдет срыв генерации дипольного момента НЧ (рис.3).

Если же между частотами НЧ и КТ имеется расстройка, то взаимодействие между квантовыми точками может приводить к понижению порога генерации (рис.4). Это связано с тем, что при взаимодействии КТ между собой происходит расщепление уровней и эффективное изменение частот перехода КТ, которое может сделать расстройку между НЧ и КТ равной нулю. Это приводит к минимизации порога генерации при определенном значении константы взаимодействия между КТ. При дальнейшем увеличении взаимодействия между КТ пороговое значение накачки увеличивается (см. рис.4). Зависимость дипольного момента НЧ от константы взаимодействия Ω_3 при расстройке между НЧ и КТ представлена на рис.5.

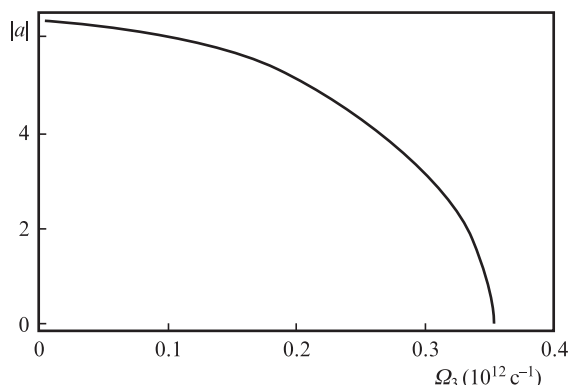


Рис.3. Зависимость дипольного момента наночастицы a от константы взаимодействия между КТ Ω_3 .

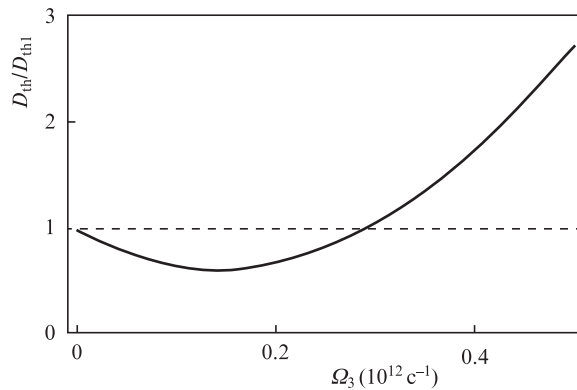


Рис.4. Зависимость порогового значения накачки D_{th} (в соответствующих единицах для спазера с одной квантовой точкой, D_{th1}) от Ω_3 при расстройке частот между наночастицей и квантовыми точками $\Delta = 3 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$.

Видно, что при некотором оптимальном взаимодействии достигается максимальное значение дипольного момента, что соответствует минимуму порога на рис.4. Если же уровень накачки меньше порогового значения, генерация срывается и дипольный момент НЧ обращается в ноль.

Заметим, что изменение константы взаимодействия Ω_3 между КТ неизбежно приводит к изменению константы взаимодействия Ω_R между КТ и НЧ. Однако поскольку

$$\Omega_3 \sim r_{\text{TLS-TLS}}^{-3} \text{ и } \Omega_R \sim (r_{\text{TLS-TLS}}^2 + r_{\text{NP-TLS}}^2)^{-3/2},$$

где $r_{\text{TLS-TLS}}$ – расстояние между КТ и $r_{\text{NP-TLS}}$ – расстояние между НЧ и серединой линии, соединяющей КТ, то при изменении $r_{\text{TLS-TLS}}$ сильно изменяется Ω_3 , но слабо – Ω_R . Поэтому изменением константы взаимодействия между КТ и НЧ в данной работе пренебрегается.

Следует отметить, что в области ближних полей существенно возрастают тепловые потери в наночастице. Действительно, как показано в работе [27], тепловые эффекты играют существенную роль в динамике спазера. Однако при использовании импульсного режима накачки и при длительности импульса 10^{-9} с возможно существование 100 плазмонов в наночастице, что на один-два порядка больше, чем число плазмонов, рассматриваемое нами. Также стоит отметить, что накачку можно осуществлять квантовыми проволоками, которые работают не в диффузионном, а в баллистическом режиме [28]. В такой ситуации скорость накачки может быть достаточно большой при небольших токах.

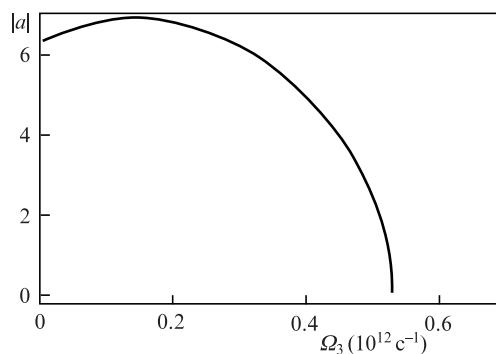


Рис.5. Зависимость дипольного момента наночастицы a от Ω_3 при $\Delta = 3 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$.

4. Выводы

Показано, что наличие двух квантовых точек может привести как к увеличению, так и к уменьшению порога генерации D_{th} . При этом решающую роль играет константа взаимодействия между КТ Ω_3 . При нулевой расстройке ($\omega_{NP} = \omega_{TLS}$) взаимодействие между КТ всегда приводит к увеличению порога генерации. Существует критическое значение константы взаимодействия, при котором генерация подавляется, т. е. схема спазера с одной КТ может оказаться предпочтительнее, чем схема с двумя КТ. Однако если есть расстройка между частотой перехода КТ и частотой плазмонного резонанса НЧ, то, изменяя взаимодействие между КТ, можно уменьшить порог генерации и увеличить стационарное значение дипольного момента.

Таким образом, учет коллективного взаимодействия важен при расчете динамики спазера. Особое внимание необходимо уделять взаимодействию элементов активной среды, которое можно варьировать, изменяя расстояние между элементами.

Исследования частично поддержаны Фондом перспективных исследований (договор № 7/004/2013–2018 от 23.12.2013), РФФИ (гранты № 12-02-01093, 13-02-00407, 13-02-92660), грантом NSF № DMR-1312707, а также Фондом некоммерческих программ «Династия».

1. Ramakrishna S.A., Pendry J.B. *Phys. Rev. B*, **67**, 201101 (2003).
2. Sarychev A.K., Tartakovsky G. *Phys. Rev. B*, **75**, 085436 (2007).
3. Sarychev A.K., Tartakovsky G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6320**, 6320A (2006).
4. Лагарьков А.Н., Сарычев А.К., Кисель В.Н., Тартаковский Г. *УФН*, **179**, 1018 (2009).
5. Bergman D.J., Stockman M.I. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 027402 (2003).
6. Noginov M.A., Zhu G., Belgrave A.M., Bakker R., Shalaev V.M., Narimanov E.E., Stout S., Herz E., Suteewong T., Wiesner U. *Nature*, **460**, 1110 (2009).
7. Sarychev A.K., Pukhov A.A., Tartakovsky G. *PIERS Online*, **3**, 1264 (2007).
8. Protsenko I.E., Uskov A.V., Zaimidoroga O.A., Samoilov V.N., O'Reilly E.P. *Phys. Rev. A*, **71**, 063812 (2005).
9. Kuiru L., Xiangting L., Stockman M.I., Bergman D.J. *Phys. Rev. B*, **71**, 115409 (2005).
10. Stockman M.I. *Nature Photon.*, **2**, 327 (2008).
11. Stockman M.I. *J. Opt.*, **10**, 024004 (2010).
12. Климов В.В. *УФН*, **178**, 305 (2008).
13. Gabitov I.R., Kennedy B., Maimistov A.I. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **16**, 401 (2010).
14. Andrianov E.S., Pukhov A.A., Dorofeenko A.V., Vinogradov A.P., Lisyansky A.A. *Phys. Rev. B*, **85**, 035405 (2012).
15. Виноградов А.П., Андрианов Е.С., Пухов А.А., Дорофеенко А.В., Лисянский А.А. *УФН*, **182**, 1122 (2012).
16. Fyodorov I.A., Sarychev A.K. *arXiv:1303.7358v1* (2013).
17. Parfenyev V.M., Vergeles S.S. *Opt. Express*, **22**, 13671 (2014).
18. Parfenyev V.M., Vergeles S.S. *Phys. Rev. A*, **86**, 043824 (2012).
19. Rosenthal A.S., Ghannam T. *Phys. Rev. A*, **79**, 043824 (2009).
20. Андрианов Е.С., Пухов А.А., Дорофеенко А.В., Виноградов А.П., Лисянский А.А. *ЖЭТФ*, **144**, 112 (2013).
21. Хакен Г. *Лазерная светодинамика* (М.: Мир, 1988).
22. Скалли М.О., Зубайри М.С. *Квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2003).
23. Федоров А.В., Рухленко И.Д., Баранов А.В., Кручинин С.Ю. *Оптические свойства полупроводниковых квантовых точек* (С.-Пб: Наука, 2011).
24. Зуев В.С. *Препринт ФИАН*, №3 (М., 2006).
25. Пантел Р., Путхов Г. *Основы квантовой электроники* (М.: Мир, 1972).
26. Проценко И.Е. *УФН*, **182**, 1116 (2012).
27. Fyodorov I.A., Parfenyev V.M., Tartakovsky G., Vergeles S.S., Sarychev A.K. *arXiv:1308.0811v1* (2013).
28. Li D., Stockman M.I. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 106803 (2013).