

Моделирование спектров возбуждения резонансной флуоресценции двух различных двухуровневых взаимодействующих наночастиц

© В.А. Морозов

Институт органической химии им. Н.Д. Зелинского РАН,
119991 Москва, Россия

e-mail: morozov@mail.ioc.ac.ru

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

В окончательной редакции 13.04.2022 г.

Принята к публикации 17.04.2022 г.

Проведено численное моделирование спектров возбуждения резонансной флуоресценции, связанных динамическим взаимодействием двух различных двухуровневых наночастиц. Рассматривалось возбуждение одной из частиц монохроматическим светом с частотой, близкой к частоте собственного перехода этой частицы, при интенсивности облучения, приводящего к малой заселенности ее возбуждаемого состояния. Использован формализм описания резонансной флуоресценции методом Гайтлера–Ма применительно к полной составной системе из отмеченной пары частиц и квантованного поля излучения. Полученные выражения для спектра возбуждения отражают учет поглощения фотона флуоресценции без отнесения его к излучению какой-либо одной из частиц. Выражения для спектров возбуждения при учете такого поглощения фотона флуоресценции, которое позволяет отнести его к излучению той или иной из частиц, получены на основе решения модифицированной системы уравнений метода Гайтлера–Ма, которая отражает сложение не интерферирующих амплитуд состояний поля излучения каждой частицы. Установлено, что форма спектров возбуждения стационарной резонансной флуоресценции рассматриваемых частиц определяется формой соответствующих спектров интенсивности спонтанной флуоресценции этих частиц.

Ключевые слова: математическое моделирование, взаимодействующие двухуровневые наночастицы, резонансная флуоресценция, спектр возбуждения.

DOI: 10.21883/OS.2022.08.52912.3334-22

Введение

Результаты моделирования динамики состояний облучаемых монохроматическим светом связанных динамическим взаимодействием двухуровневых наночастиц часто используют при интерпретации данных экспериментального изучения различных аспектов резонансной флуоресценции двух изолированных атомов, ионов, полупроводниковых квантовых точек (см., например, [1] и приведенную там литературу). Во многих работах отмеченное моделирование основано на применении полуклассического формализма оптических уравнений Блоха для замкнутой системы из частиц в базисе их коллективных состояний. Намного более полным представляется моделирование на основе использования формализма теории открытой, составной системы из частиц и квантованного поля излучения, состояния которой подвергаются внешнему воздействию („измерению“). Такой формализм использован в [2,3] при моделировании динамики заселенности состояний и спектральных характеристик двух связанных динамическим взаимодействием близко расположенных друг относительно друга различных двухуровневых частиц и их спонтанной флуоресценции (СФ). В этих работах использовалось представление о делении гильбертова пространства состояний составной системы на подпространства, которые использовались для описания СФ, которая заканчивается поглоще-

нием фотона макроскопическим окружением частиц при заселении их коллективного основного состояния, или при заселении основного состояния какой-нибудь одной из частиц.

На основе использования аналогичного формализма в настоящей работе проведено моделирование вида спектров возбуждения стационарной РФ двух отмеченных выше частиц. Рассматривалось возбуждение одной из частиц длительным импульсом резонансного монохроматического облучения, которое не приводит к существенному заселению ее возбужденного состояния.

Модель полной составной системы

Гамильтониан полной составной системы из близко расположенных друг относительно друга двух „точечных“, неподвижных двухуровневых частиц (частица A и частица B), которые взаимодействуют между собой и с квантованным полем излучения, запишем в виде

$$H = H_f + W + \sum_{j=A,B} jH + jV,$$

где H_f — гамильтониан поля излучения; W — оператор энергии динамического взаимодействия между частицами; ${}_A H({}_B H)$ — гамильтониан частицы $A(B)$; ${}_A V = -(\mathbf{e d}_A)$ — оператор энергии электродипольного

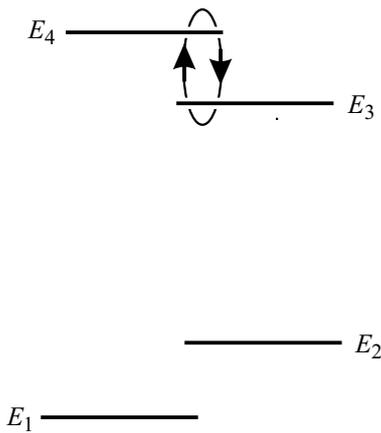


Схема относительного расположения уровней энергии частиц с указанием нерадиационных переходов между ними.

(\mathbf{d}_A — оператор дипольного момента частицы A) взаимодействия частицы A с поперечными компонентами поля излучения и аналогичное выражение ${}_B V = -(\mathbf{e}\mathbf{d}_B)$ для частицы B (λ — совокупность индексов, характеризующих волновой вектор фотона и состояние его поляризации). Ориентация диполей переходов частиц и направление облучения таковы, что оно возбуждает только частицу A . Расстояние между частицами много меньше длины волны СФ свободной частицы A и длины волны СФ свободной частицы B .

Введем обозначения: $|n\rangle (n = 1, 4)$ — собственные состояния частицы A с энергиями E_1 и E_4 ; $|n\rangle (n = 2, 3)$ — собственные состояния частицы B с энергиями E_2 и E_3 ; $\hbar\omega_{nm} = (E_n - E_m)$, где $n = 4, 3, 2$; $m = 3, 2, 1$; $n > m$; $\omega_{41} - \omega_{32} = \omega_{43} + \omega_{21} \equiv 2\hbar\Delta$, где $0 < \Delta \ll \omega_{41}, \omega_{32}$.

На рисунке схематически приведено относительное положение отмеченных отрезками горизонтальных линий уровней энергии с примерно равными значениями разности $E_4 - E_3 > 0$ и $E_2 - E_1 > 0$ (как часто принимается при рассмотрении моделирования динамики состояний взаимодействующих ионов атомов — см., например, рис. 1, с в [1]). Заметим, что во многих работах по изучению динамики состояний двух двухуровневых частиц — см., например, [4] и приведенную там литературу — полагалось, что $E_2 = E_1$. Круговыми кривыми на этом рисунке обозначены нерадиационные, обратимые переходы между частицами в возбужденных состояниях. Они обусловлены действием рассматриваемого оператора W , под которым будем подразумевать оператор энергии диполь-дипольного взаимодействия частиц, как, например, принятого при описании взаимодействия близко отстоящих друг от друга двух щелочноземельных атомов, биение интенсивности флуоресценции которых изучалось в [5], или пары квантовых точек CdSe/ZnS, геометрия относительного положения которых определялась по результатам изучения их РФ в [6].

В качестве начального состояния поля облучения принято состояние $|\lambda\rangle$. Оно содержит целое число $N > 1$ фотонов λ с частотой ω_λ из области частот, удовлетво-

ряющих условию $\omega_{41} \gg |\omega_\lambda - \omega_{41}|$; λ — совокупность индексов, характеризующих волновой вектор фотона и состояние его поляризации. Состояние поля, содержащее $N - 1$ фотонов λ , обозначим $|0\rangle$.

Будем учитывать возможность разного типа регистрации состояния фотона флуоресценции $\mu (\mu \neq \lambda)$ при его непрерывном поглощении окружающей средой или специальным детектором (счетчиком фотонов). Состояние поля, которое содержит $N - 1$ фотонов λ и фотон μ , при поглощении которого заселяется коллективное основное состояние пары частиц, обозначим $|\mu\rangle$ и будем называть соответствующую РФ „неселективной“. Состояние поля, содержащего $N - 1$ фотонов λ и фотон флуоресценции, при поглощении которого заселяется состояние $|1\rangle$ („отбрасывая все остальные“ — см. стр. 46 в [7]), обозначим $|\sigma\rangle$ ($\sigma \notin \mu$), а при таком поглощении, которое сопровождается заселением состояния $|2\rangle$, обозначим $|\nu\rangle$ ($\nu \notin \mu, \sigma \neq \mu$). Будем называть РФ при таких регистрациях состояний ее фотона „селективной РФ“. Замечания относительно трактовки физического смысла выделения подпространств состояний $|\sigma\rangle$ и $|\nu\rangle$ из общего пространства состояний $|\mu\rangle$ см., например, в [2].

Для объема L^3 пространства, в котором находятся частицы и рассматриваемое поле излучения, матричный элемент оператора ${}_A V$ по состояниям полной составной системы $|12\lambda\rangle$ и $|420\rangle$ будем обозначать следующим образом:

$$\langle 12\lambda | {}_A V | 420 \rangle = iL^{-3/2} \sqrt{2\pi N \hbar \omega_\lambda} (d_\lambda)_{14} \equiv V_{1\lambda}^{40} = i\hbar\Omega,$$

где $(d_\lambda)_{14}$ — матричный элемент по состояниям $|1\rangle$ и $|4\rangle$ проекции оператора d на направление поляризации фотона λ , Ω — „частота Раби“. Здесь и далее для простоты записи в обозначениях $V_{12\lambda}^{420}$ и $V_{12\sigma}^{420}$ опущены индексы „2“, так же как в обозначениях $V_{12\mu}^{130}$ и $V_{12\nu}^{130}$ — индексы „1“. Целое число $N > 1$, но достаточно мало, так что заселенность состояния $|4\rangle$ много меньше 1. Для матричного элемента оператора ${}_A V$ по состояниям $|12\mu\rangle$ и $|420\rangle$ используем такое обозначение:

$$\langle 12\mu | {}_A V | 420 \rangle = iL^{-3/2} \sqrt{2\pi \hbar \omega_\mu} (d_\mu)_{14} \equiv V_{1\mu}^{40},$$

где $(d_\mu)_{14}$ — матричный элемент по состояниям $|1\rangle$ и $|4\rangle$ проекции оператора d на направление поляризации фотона μ , ω_μ — частота фотона μ . Аналогично используем обозначения:

$$\langle 12\mu | {}_B V | 130 \rangle = iL^{-3/2} \sqrt{2\pi \hbar \omega_\mu} (d_\mu)_{23} \equiv V_{2\mu}^{30},$$

$$\langle 12\sigma | {}_A V | 420 \rangle = iL^{-3/2} \sqrt{2\pi \hbar \omega_\sigma} (d_\sigma)_{14} \equiv V_{1\sigma}^{40}$$

и

$$\langle 12\nu | {}_B V | 130 \rangle = iL^{-3/2} \sqrt{2\pi \hbar \omega_\nu} (d_\nu)_{23} \equiv V_{2\nu}^{30}.$$

Матричные элементы оператора W между состояниями $|420\rangle$ и $|130\rangle$ будем обозначать как $\langle 42 | W | 13 \rangle = \langle 13 | W | 42 \rangle \equiv \hbar w$.

Моделирование динамики заселенности состояний полной составной системы будем рассматривать на основе использования решений системы уравнений Шредингера для амплитуд $b_k(t)$ заселенности собственных состояний принятого гамильтониана в представлении взаимодействия:

$$i\hbar\dot{b}_k(t) = \sum_i ({}_A V + {}_B V + W)_{ki} b_i(t) \times \exp[i(E_k - E_i)t/\hbar] + i\hbar\delta_{ki}\delta(t),$$

где i, k, l — совокупности индексов, обозначающих базисные ортонормированные состояния полной системы. Энергия этих состояний обозначена соответственно как E_i, E_k, E_l ; i — совокупность индексов начального состояния $|12\lambda\rangle$; k и l — совокупности индексов „промежуточных“ состояний $|420\rangle, |130\rangle$ или „конечных“ состояний $|12\mu\rangle$ неселективной РФ или „конечных“ состояний $|12\sigma\rangle, |12\nu\rangle$ селективной РФ; δ_{ki} — символ Кронекера, $\delta_{ki} = 0$ при $k \neq i$ и $\delta_{ki} = 1$ при $k = i$.

Использование приведенных выше матричных элементов оператора взаимодействия частиц и поля излучения соответствует описанию динамики состояний полной составной системы, учитывающему переходы с сохранением ее энергии, пренебрегая малым вкладом в амплитуду этих состояний от учета виртуальных переходов, при которых энергия полной системы не сохраняется („резонансное приближение“). Такое описание динамики состояний полной составной системы отражает сохранение устойчивости состояний $|12\sigma\rangle, |12\nu\rangle$ рассматриваемых подпространств.

Время отсчитывается от момента $t = 0$. Относительно роли неоднородного члена $i\hbar\delta_{ki}\delta(t)$ и сохранения нормировки $\sum_k |b_k(t)|^2 = 1$ — см., например, §16 гл. 4 в [8]. При использовании фурье-представлений

$$b_k(t) = i(2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{ki}(E) \exp[i(E_k - E)t/\hbar] dE,$$

$$i\hbar\delta(t) = i(2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[i(E_i - E)t/\hbar] dE$$

матрица $G_{ki}(E)$ определяется решением системы уравнений:

$$(E - E_k)G_{ki}(E) = \sum_l ({}_A V + {}_B V + W)_{kl} G_{li}(E) + \delta_{ki}.$$

В работе [9] было предложено представлять матрицу $G_{ki}(E)$ в виде

$$G_{ki}(E) = U_{ki}(E)G_{ii}(E)\xi(E - E_k), \quad k \neq i, \quad U_{ii} \equiv 0,$$

где $\xi(E) = P/E - i\pi\delta(E)$, P/E — главное значение функции $1/E$, матрица $U_{ki}(E)$ определяется системой уравнений (16.9)–(16.12), приведенных в [8]. Такой

подход к нахождению решения уравнения Шредингера в представлении взаимодействия обычно называют „методом Гайтлера–Ма“.

Применительно к упомянутому описанию неселективной РФ система уравнений метода Гайтлера–Ма (без указания здесь и далее, для простоты записи, индекса начального состояния в элементах U_{ki} и Γ_{ii}) в резонансном приближении имеет вид

$$U_{420}(E) = V_{40}^{1\lambda} + \hbar w U_{130}(E)\xi(E - E_{130}) + \sum_{\mu} V_{40}^{1\mu} U_{12\mu}(E)\xi(E - E_{12\mu}),$$

$$U_{130}(E) = \hbar w U_{420}(E)\xi(E - E_{420}) + \sum_{\mu} V_{30}^{2\mu} U_{12\mu}(E)\xi(E - E_{12\mu}),$$

$$U_{12\mu}(E) = V_{1\mu}^{40} U_{420}(E)\xi(E - E_{420}) + V_{2\mu}^{30} U_{130}(E)\xi(E - E_{130}),$$

$$\hbar\Gamma(E) = iV_{1\lambda}^{40} U_{420}(E)\xi(E - E_{420}).$$

Состоящее из двух слагаемых уравнение для $U_{12\mu}(E)$ отражает суммирование „интерферирующих альтернатив“ (см. стр. 25 в [10]) вероятности излучения фотона частицей A и частицей B .

Как отмечено выше, рассмотрение селективной РФ основано на использовании разделения пространства состояний $|12\mu\rangle$ на подпространство состояния $|12\sigma\rangle$ и подпространство состояния $|12\nu\rangle$. При этом вместо элемента $U_{12\mu}(E)$ будем рассматривать два элемента: $U_{12\sigma}(E)$ и $U_{12\nu}(E)$. Соответственно вместо уравнения для $U_{12\mu}(E)$ будем иметь уравнение для $U_{12\sigma}(E)$ и уравнение для $U_{12\nu}(E)$; в уравнении для $U_{420}(E)$ суммирование по μ будет заменено на суммирование по σ , а в уравнении для $U_{130}(E)$ — на суммирование по ν . Будем обозначать эти элементы как $\tilde{U}_{420}(E)$ и $\tilde{U}_{130}(E)$. С принятием отмеченных допущений и обозначений система уравнений для селективной РФ имеет вид

$$\tilde{U}_{420}(E) = V_{40}^{1\lambda} + \hbar w \tilde{U}_{130}(E)\xi(E - E_{130}) + \sum_{\sigma} V_{40}^{1\sigma} U_{12\sigma}(E)\xi(E - E_{12\sigma}),$$

$$\tilde{U}_{130}(E) = \hbar w \tilde{U}_{420}(E)\xi(E - E_{420}) + \sum_{\nu} V_{30}^{2\nu} U_{12\nu}(E)\xi(E - E_{12\nu}),$$

$$U_{12\sigma}(E) = V_{1\sigma}^{40} \tilde{U}_{420}(E)\xi(E - E_{420}),$$

$$U_{12\nu}(E) = V_{2\nu}^{30} \tilde{U}_{130}(E)\xi(E - E_{130}),$$

$$\hbar\tilde{\Gamma}(E) = iV_{1\lambda}^{40} \tilde{U}_{420}(E)\xi(E - E_{420}).$$

Эта система уравнений отражает описание динамики „несовместимых альтернатив“ (см. стр. 26 в [10]) вероятности излучения фотона РФ или частицей A , или частицей B (эффект, „который путь излучения фотона“ — см. гл. 20 в [11]).

Решение уравнений и вид спектров возбуждения

При решении приведенных систем уравнений будем использовать обозначения

$$\begin{aligned} i\hbar\gamma_4(E) &= -\sum_{\sigma} |V_{1\sigma}^{40}|^2 \xi(E - E_{12\sigma}), \\ i\hbar\gamma_3(E) &= -\sum_{\nu} |V_{2\nu}^{30}|^2 \xi(E - E_{12\nu}), \\ i\hbar\gamma_{(34)}(E) &= -\sum_{\mu} V_{1\mu}^{40} V_{30}^{2\mu} \xi(E - E_{12\mu}). \end{aligned}$$

Не будем принимать во внимание радиационные сдвиги уровней энергии частиц, оставляя в этих суммах только слагаемые, пропорциональные $\delta(E)$. Учитывая, что частота фотона стационарной РФ совпадает с частотой облучения (см. сноску на стр. 231 в [8]), подразумеваем под оставшимися выражениями $\gamma_m(m \div 4, 3)$ и $\gamma_{(34)}$ обычные константы γ_4 , γ_3 и $\gamma_{(34)}$, которые характеризуют скорости радиационного распада состояния $|4\rangle$ изолированной частицы A , соответственно состояния $|3\rangle$ изолированной частицы B и совместного радиационного распада этих состояний. С использованием таких обозначений получаем решение системы уравнений для неселективной РФ

$$U_{420}(E) = V_{40}^{1\lambda} (E - E_{420}) \tilde{E}_i(E) / F_{(\mu)}(E),$$

$$U_{130}(E) = V_{40}^{1\lambda} (E - E_{130}) \hbar(w - i\gamma_{(34)}) / F_{(\mu)}(E),$$

$$U_{12\mu}(E) = V_{40}^{1\mu} [V_{1\mu}^{40} \tilde{E}_I(E) + V_{2\mu}^{30} \hbar(w - i\gamma_{(34)})] / F_{(\mu)}(E),$$

$$\Gamma_{(\mu)}(E) = i\hbar\Omega^2 \tilde{E}_I(E) / F_{(\mu)}(E),$$

где

$$\tilde{E}_I(E) \equiv E - E_{130} + i\hbar\gamma_3,$$

$$F_{(\mu)}(E) \equiv [\tilde{E}_I \tilde{E}_{II} - \hbar^2(w - i\gamma_{(34)})^2],$$

$$\tilde{E}_{II}(E) \equiv E - E_{420} + i\hbar\gamma_4.$$

Аналогично получаем решение системы уравнений для селективной РФ

$$\tilde{U}_{420}(E) = V_{40}^{1\lambda} (E - E_{420}) \tilde{E}_I(E) / F(E),$$

$$\tilde{U}_{130}(E) = V_{40}^{1\lambda} (E - E_{130}) \hbar w / F(E),$$

$$U_{12\sigma}(E) = V_{40}^{1\lambda} V_{1\sigma}^{40} \tilde{E}_I(E) / F(E),$$

$$U_{12\nu}(E) = V_{40}^{1\lambda} V_{2\nu}^{30} \hbar w / F(E),$$

$$\tilde{\Gamma}(E) = i\hbar\Omega^2 \tilde{E}_I(E) / F(E),$$

где $F(E) \equiv (\tilde{E}_I \tilde{E}_{II} - \hbar^2 w^2)$.

Применительно к преобразованию света рассматриваемой полной составной системой выражение $\text{Re}[\Gamma(E_{12\lambda})]$ определяет „полную вероятность РФ за единицу времени“ (стр. 234 в [8]). Будем называть зависимость величины $\text{Re}[\Gamma(E_{12\lambda})]$ от ω_L „спектром возбуждения“ рассматриваемой стационарной РФ при преобразовании фотона λ , отмечая, что часто под этим термином подразумевают зависимость интенсивности („мощности“ по [11]) РФ от частоты монохроматического облучения рассеивающей свет частицы.

Применяя принятое определение спектра возбуждения РФ, обозначая его как $S_F(\bar{\omega}_L)$ и используя полученное решение $\Gamma_{(\mu)}(E)$, находим

$$\begin{aligned} \text{Re}[\Gamma(E_{12\lambda})] &\equiv S_F(\bar{\omega}_L) \\ &= \Omega^2 \left\{ \gamma_4 [\bar{\omega}_L + 2\Delta]^2 + \gamma_3^2 \right\} + \gamma_3 (w^2 + \gamma_{(34)}^2) \\ &\quad + 2\gamma_{(34)} [w(\bar{\omega}_L + 2\Delta) - \gamma_3 \gamma_{(34)}] \Big\} / \Phi_{(\mu)}(\bar{\omega}_L), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{(\mu)}(\bar{\omega}_L) &= \hbar^{-4} |F_{(\mu)}(\bar{\omega}_L)|^2 = (\bar{\omega}_L^2 + \gamma_4^2) [(\bar{\omega}_L + 2\Delta)^2 + \gamma_3^2] \\ &\quad + 2(\gamma_{(34)}^2 - w^2) [\bar{\omega}_L(\bar{\omega}_L + 2\Delta) + \gamma_3 \gamma_4] \\ &\quad - 4w\gamma_{(34)} [\gamma_4(\bar{\omega}_L + 2\Delta) + \gamma_3 \bar{\omega}_L] + (w^2 + \gamma_{(34)}^2)^2. \end{aligned}$$

Если $\gamma_{(34)} = 0$, то имеем спектр возбуждения $S_F(\bar{\omega}_L, \gamma_{(34)} = 0) \equiv S_{fAB}(\bar{\omega}_L)$ стационарной неселективной РФ при таком поглощении фотона μ , которое позволяет „в принципе“ (см. замечание на стр. 459 в [11]) отнести его либо к фотону, излученному частицей A , либо к фотону, излученному частицей B , „без какого-либо их отбора“ (стр. 54 в [7]). Спектр возбуждения $S_{fAB}(\bar{\omega}_L)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} S_{fAB}(\bar{\omega}_L) &= \text{Re}[\tilde{\Gamma}(E_{12\lambda})] \\ &= \Omega^2 \left\{ \gamma_4 [(\bar{\omega}_L + 2\Delta)^2 + \gamma_3^2] + \gamma_3 w^2 \right\} / \Phi_S(\bar{\omega}_L), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_S(\bar{\omega}_L) &\equiv \hbar^{-4} |F(\bar{\omega}_L)|^2 = (\bar{\omega}_L^2 + \gamma_4^2) [(\bar{\omega}_L + 2\Delta)^2 + \gamma_3^2] \\ &\quad - 2\bar{\omega}_L w^2 (\bar{\omega}_L + 2\Delta) - 2\gamma_3 \gamma_4 w^2 + w^4. \end{aligned}$$

Согласно используемому формализму, при отмеченных выше условиях имеет место равенство

$$\frac{d}{dt} |b_k(t \rightarrow \infty)|^2 = 2\pi \hbar^{-1} |U_{ki}(E_k)|^2 \delta(E_k - E_i),$$

так что $|U_{12\sigma}(E_{12\sigma})|^2$ определяет спектр возбуждения стационарной РФ, излучаемой частицей A , т.е. соответствует регистрации фотона РФ, излученного именно этой частицей с соответствующей информацией о доли заселенности ее основного состояния в заселенности

коллективного основного состоянии этой пары частиц. Обозначим спектр возбуждения такой РФ как $S_{fA}(\bar{\omega}_L)$. Используя решение $U_{12\sigma}|(E_{12\sigma})$, после суммирования $|U_{12\sigma}|(E_{12\sigma})|^2$ по всем направлениям распространения фотона σ , с учетом сохранения энергии при переходах между состояниями полной составной системы, находим

$$S_{fA}(\bar{\omega}_L) = \Omega^2 \gamma_4 [(\bar{\omega}_L + 2\Delta)^2 + \gamma_3^2] / \Phi_S(\bar{\omega}_L).$$

Соответственно $|U_{12\nu}|(E_{12\nu})|^2$ определяет спектр возбуждения $A_{fB}(\bar{\omega}_L)$ стационарной РФ частицы B и аналогично тому, как проделано выше, находим

$$S_{fB}(\bar{\omega}_L) = \Omega^2 \gamma_3 w^2 / \Phi_S(\bar{\omega}_L),$$

так что $S_{fA}(\bar{\omega}_L) + S_{fB}(\bar{\omega}_L) = S_{fAB}(\bar{\omega}_L)$.

Нетрудно убедиться в том, что полученные выражения для компонент контура спектров возбуждения РФ отличаются от приведенных в [3] выражений для соответствующих компонент контура спектров интенсивности СФ только общими множителями. Поэтому рис. 2 и 3 работы [3], которые отображают вид спектров интенсивности СФ для рассматриваемой пары частиц, можно рассматривать как иллюстрацию того, что вид контуров спектров возбуждения стационарной РФ подобен виду двух взаимно перекрывающихся контуров спектра интенсивности СФ. При этом заметим, что вид контуров спектров $S_{fA}(\bar{\omega}_L)$ и $S_{fB}(\bar{\omega}_L)$ подобен виду двух взаимно перекрывающихся контуров спектра установившихся колебаний двух различных гармонических затухающих осцилляторов, один из которых возбуждается гармонической силой (механический аналог контуров Фано — см., например, в [12]).

Отметим, что под рассматриваемой парой частиц в [2] подразумевалась простейшая модель реакционного центра бимолекулярной вторичной фотореакции, сопровождающейся СФ. В результате проведенного в [2] моделирования динамики такой фотореакции и сравнения его результатов с известными из литературы соответствующими экспериментальными данными сделан вывод, что при протекающих в обычных условиях таких реакциях селективно заселяются основные состояния молекул реагента и молекул продукта, т. е. наблюдаемая СФ является селективной. Есть основания полагать, что стационарная РФ при бимолекулярных фотореакциях также является селективной, и приведенные спектры $S_{fA}(\bar{\omega}_L)$ и $S_{fB}(\bar{\omega}_L)$ можно рассматривать как спектры возбуждения молекулы реагента и молекулы продукта таких реакций. При этом зависимости $S_{fA}(\bar{\omega}_L)$ и $S_{fB}(\bar{\omega}_L)$ от параметров облучения и параметров строения частиц могут быть использованы для выбора таких значений этих параметров, который соответствует созданию оптимального режима протекания соответствующей бимолекулярной фотореакции.

Заключительное замечание

На основе использования формализма изучения РФ методом Гайтлера–Ма получены выражения, определя-

ющие форму двухкомпонентных контуров спектров возбуждения неселективной и селективной стационарной РФ пары взаимодействующих двухуровневых наночастиц. Установлено, что форма этих контуров совпадают с формой контуров соответствующих спектров интенсивности СФ рассматриваемых наночастиц.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C. Monroe, W.C. Campbell, L.-M. Duan, Z.-X. Gong, A.V. Gorshkov, P.W. Hess, R. Islam, K. Kim, N.M. Linke, G. Pagano, P. Richerme, C. Senko. *Rev. Mod. Phys.*, **93** (2), 025001 (2021). DOI: 10.1103/RevModPhys.93.025001
- [2] В.А. Морозов. *Журн. физической химии*, **95** (8), 1284 (2021). DOI: 10.31857/S0044453721080203 [V.A. Morozov. *Russian Journal of Physical Chemistry A*, **95** (8), 1726 (2021). DOI: 10.1134/S0036024421080203].
- [3] В.А. Морозов. *Опт. и спектр.*, **129** (12), 1602 (2021). DOI: 10.21883/OS.2021.12.51749.2610-21
- [4] Е.К. Башкиров. *Internal. J. Theor. Physics*, **58**, 2346 (2019). DOI: 10.1007/s10773-019-04126-3
- [5] А.И. Мохов, А.А. Макаров. *Опт. и спектр.*, **127** (1), 13 (2019). DOI: KD10.21883/OS.2019.07.47924.63-19 [A.I. Mokhov, A.A. Makarov. *Opt. Spectrosc.*, **127** (1), 7 (2019)].
- [6] И.Ю. Еремчев, Н.А. Лозинг, А.А. Баев, А.О. Тарасевич, М.Г. Гладуш, А.А. Рожентов, А.В. Наумов. *Письма в ЖЭТФ*, **108** (1), 26 (2018). DOI: 10.1134/S0370274X18130064 [I.Yu. Eremchev, N.A. Lozing, A.A. Baev, A.O. Tarasevich, M.G. Gladush, A.A. Rozhentsov, A.V. Naumov. *JETP Letters*, **108** (1), 30 (2018). DOI: 10.1134/S0021364018130076].
- [7] Ф. Кемпфер. *Основные положения квантовой механики* (Мир, Москва, 1967). [F.A. Kaempffer. *Concepts in quantum mechanics* (Academic Press, New York and London, 1965)].
- [8] В. Гайтлер. *Квантовая теория излучения* (Изд-во иностр. лит., Москва, 1956). [W. Heitler. *The quantum theory of the radiation* (Clarendon Press, Oxford, 1954)].
- [9] W. Heitler, S.T. Ma. *Proc. Roy. Ir. Ac.*, **52**, 109 (1949).
- [10] Р. Фейнман, А. Хибс. *Квантовая механика и интегралы по траекториям* (Мир, Москва, 1968). [R.P. Feynman, A.R. Hibbs. *Quantum mechanics and path integrals* (McGraw-Hill Book Company New York, 1965)].
- [11] М.О. Скалли, М.С. Зубайри. *Квантовая оптика* (Физматлит, Москва, 2003). [M.O. Scully, M.S. Zubairy. *Quantum optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997)].
- [12] Y.S. Joe, A.M. Satanin, C.S. Kim. *Phys. Scr.*, **74**, 259 (2006).