

## Плазмон-активированный фёрстеровский перенос энергии в молекулярных системах

© Н.Х. Ибраев<sup>1</sup>, М.Г. Кучеренко<sup>2</sup>, Д.А. Темирбаева<sup>1</sup>, Е.В. Селиверстова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт молекулярной нанофотоники, Карагандинский университет им. Е.А. Букетова, 100024 Караганда, Казахстан

<sup>2</sup> Оренбургский государственный университет, 460018 Оренбург, Россия

e-mail: niazibraev@mail.ru

Поступила в редакцию 30.11.2021 г.

В окончательной редакции 08.02.2022 г.

Принята к публикации 15.02.2022 г.

Для объяснения экспериментально наблюдаемого влияния наночастиц серебра на флуоресценцию ряда органических красителей и безызлучательный межмолекулярный перенос энергии электронного возбуждения в многослойных наноструктурах была использована ранее предложенная теоретическая модель плазмонного резонанса в сферических наночастицах (НЧ) металлов. Расчет скоростей радиационных и безызлучательных (FRET) процессов в пленочных структурах с НЧ Ag произведен для молекул флуоресцеина и родамина С, а также двухкомпонентных систем флуоресцеин–нильский красный (НК) и родамин С–НК. Использован вариант модели, учитывающий влияние НЧ на FRET между молекулами, излучательный распад молекул донора и акцептора, а также перенос энергии от красителя к плазмонным НЧ. Расчет скорости FRET  $U_{\text{ДА}}$  для пар с различной эффективностью переноса энергии показал большее увеличение параметра  $U_{\text{ДА}}$  для пары флуоресцеин–нильский красный, нежели для пары родамин С–нильский красный. Оценка коэффициента усиления флуоресценции молекул доноров и акцептора энергии и скорости переноса энергии от красителя к НЧ серебра показала их незначительный вклад в формирование результирующего усиления эффективности переноса энергии в присутствии плазмонных НЧ.

**Ключевые слова:** перенос энергии, наночастицы серебра, плазмон, модель.

DOI: 10.21883/OS.2022.05.52426.1-22

### Введение

Межмолекулярный безызлучательный индуктивно-резонансный перенос энергии (FRET) нашел широкое применение в области биофизики и биоимиджинга [1,2], ближнепольной оптической микроскопии [3] и фотовольтаике [4–6]. Он также интересен при решении задач, в которых эффективный перенос оптического возбуждения на расстояниях, меньших длины волны, является ключевым процессом.

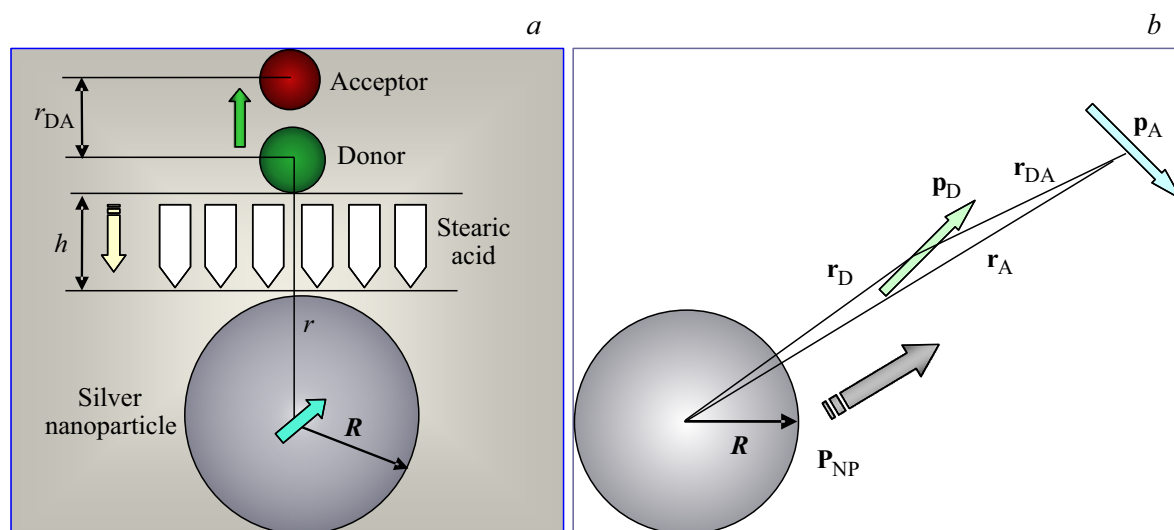
В настоящее время существует достаточно большое число работ, посвященных влиянию металлических наночастиц (НЧ) на межмолекулярный безызлучательный перенос энергии в донорно-акцепторной (ДА) системе. Показано, что эффективность переноса энергии может быть как увеличена, так и уменьшена и зависит от свойств плазмонного резонанса НЧ металла, взаимного расположения компонентов системы и расстояния между донорно-акцепторной парой и металлической НЧ, а также от спектрального перекрытия между ними [7–9]. Кроме того, плазмонный эффект позволяет значительно увеличить расстояния, на которых осуществляется перенос энергии, как это было показано в работах [10–12].

Например, авторами работ [13–15] показано, что плазмон-усиленный перенос энергии между светоизлучающими молекулами позволяет увеличить люми-

несцентные характеристики акцепторных молекул или квантовых точек. Как было показано в работах [16–18], это явление активно изучается с точки зрения его использования в гибридных наноструктурах металл-полупроводник для создания новых активных материалов для светоизлучающих диодов. Кроме того, сильная зависимость эффективности и скорости FRET в условиях диполь-дипольного взаимодействия с плазмонными наноструктурами и резонансными фотонными полостями имеет высокий потенциал использования в метаматериалах и фотонных кристаллах [19,20].

В ряде теоретических и экспериментальных работ FRET исследован на уровне отдельных молекул и частиц либо для определенных (так называемых „модельных“) соединений [21,22]. Однако для широкого класса соединений данный процесс остается все еще малоизученным, а число работ, посвященных созданию модельных представлений плазмон-активированного переноса энергии между органическими молекулами, относительно небольшое [23–26].

В настоящей работе использована ранее предложенная в [23] теоретическая модель, описывающая влияние локализованного плазмонного резонанса сферических НЧ металла на развитие FRET, и произведена апробация её модифицированного варианта на примере регуляризированной молекулярной наноструктуры. Для этого были



**Рис. 1.** (а) Фрагмент слоистой наноструктуры — кластер из близлежащих частиц: плазмонная НЧ Ag, часть слоя молекул стеариновой кислоты и отдельная донор-акцепторная пара молекул красителей. (б) Донор-акцепторная пара молекул вблизи сферической НЧ. Ориентация молекулярных диполей донора  $\mathbf{p}_D$  и акцептора  $\mathbf{p}_A$  вблизи металлической НЧ носит случайный характер.

использованы экспериментальные данные, опубликованные в работе [27], где был экспериментально изучен плазмон-усиленный ферстеровский резонансный перенос энергии в донорно-акцепторных парах с различной эффективностью передачи энергии. Для исследования в [27] были приготовлены слоистые пленки красителей, перемежаемые экранирующими слоями молекул стеариновой кислоты по технологии Ленгмюра–Блоджетт (ЛБ-технология) с островковым распределением НЧ серебра на поверхности подложек. Размер НЧ Ag в пленках составлял 80–100 нм. Было показано, что максимальное плазмонное влияние на интенсивность флуоресценции пленки красителя наблюдается при расстоянии около 6 нм до островковой пленки серебра. Плазмонное увеличение безрадиационного переноса энергии оказалось больше для пары с низкой эффективностью передачи энергии в отсутствие НЧ. При этом константа скорости передачи энергии в присутствии НЧ была почти в 4 раза больше для пары флуоресцеин–нильский красный (НК) по сравнению с парой родамин С–НК (НК в качестве акцептора). Наибольшее увеличение скорости переноса энергии в регулярной наноструктуре с плазмонными компонентами было зарегистрировано в случаях, когда монослой молекул донора располагался на расстоянии  $h \sim 6$  нм от поверхности островковой пленки серебра.

## Теоретическая модель

В предлагаемой модели учитывается только одна из сферических плазмонных НЧ островковой металлической пленки, наиболее близко расположенная к выделенной молекулярной паре DA. Полученные в ра-

боте [27] СЭМ-изображения указывают на достаточно изолированный характер отдельных НЧ (островков). Поэтому в отличие от моделей работ [28–30], в которых рассматривался сплошной однородный металлический слой, в данном случае уместно выделить в отдельный кластер лишь близлежащие частицы: плазмонную глобулу с радиусом  $R$  и отделенную от нее несколькими слоями стеариновой кислоты толщиной  $h$  одну донор-акцепторную молекулярную пару (рис. 1).

Распад электронно-возбужденного состояния молекулы донора  $S_1^D$  возможен по одному из трех конкурирующих каналов (рис. 1):

1) излучательный распад  $S_1^D \rightarrow \hbar\omega + S_0^D$  со скоростью  $w_{sp} = (\omega|r_D = h)$  с образованием фотона люминесценции с энергией  $\hbar\omega$ ;

2) межмолекулярный безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения от донора к акцептору  $S_1^D + S_0^A \rightarrow S_0^D + S_1^A$  со скоростью  $U_{DA}(\omega|r_{DA}, r_D, r_A)$ , где  $r_{DA}, r_D, r_A$  — расстояния между молекулами D и A, а также расстояние от центра НЧ до молекулы D или A соответственно;

3) безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения со скоростью  $U(\omega|r_D)$  от молекулы донора к металлической НЧ  $S_1^D \rightarrow S_0^D + \hbar\omega_{res}$ , с образованием затухающего локализованного плазмона с энергией  $\hbar\omega_{res}$  (прямое тушение люминесценции донора металлической НЧ).

При наличии плазмонной НЧ в ближней зоне молекул донора D и акцептора A скорости всех трех каналов распада изменяются, т.е. становятся плазмонозависимыми. Внесение однородной или композитной НЧ в ближайшую окрестность молекулы с молекулярным диполем  $\mathbf{p}$  изменяет локальное электромагнитное поле

в месте ее нахождения, что может быть учтено введением общего дипольного момента  $\mathbf{p}' = [\mathbf{I} + \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r})\vec{\alpha}(\omega)]\mathbf{p}$  системы „НЧ–молекула“, содержащего вклад от поляризованной НЧ. Здесь  $\mathbf{I}$  — единичная диада,  $\vec{\alpha}(\omega)$  — тензор дипольной поляризуемости частицы,  $\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r})$  — диадическая функция Грина,

$$\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) = r^{-3} \left[ \frac{3(\mathbf{r} \otimes \mathbf{r})}{r^2} - \mathbf{I} \right],$$

квазистатического поля дипольного источника [23]. Дипольная поляризуемость  $\vec{\alpha}(\omega)$  частицы представляет собой тензор второго ранга, если форма частицы отличается от сферической (например, является эллипсоидальной), и/или проводящая частица находится во внешнем магнитном поле [31,32], формирующем анизотропные свойства электронной плазмы металла частицы.

Тогда выражение для скорости спонтанной эмиссии молекулы донора D, расположенной вблизи НЧ на расстоянии  $r$  от ее центра, может быть записано в следующем виде [23]:

$$w_{sp}(\omega|\mathbf{r}) = \frac{4}{3} \frac{\omega^2}{\hbar c^2} \left[ \mathbf{p}_D^2 + \mathbf{p}_D \left| \vec{\alpha}(\omega) \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) \right|^2 \mathbf{p}_D + 2 \operatorname{Re} \mathbf{p}_D \left( \vec{\alpha}(\omega) \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) \right) \mathbf{p}_D \right]. \quad (1)$$

В случае сферической частицы и в отсутствие внешнего магнитного поля тензор  $\vec{\alpha}(\omega)$  дипольной поляризуемости такой частицы редуцируется,  $\vec{\alpha}(\omega) \rightarrow \alpha(\omega)$ , к своему скалярному прототипу  $\alpha(\omega)$  [31]. Первое слагаемое в (1) отвечает скорости радиационного распада донора в отсутствие НЧ, второе — вкладу в распад поля, отраженного от НЧ. Третье слагаемое представляет собой результат интерференции двух названных каналов распада и может иметь любой знак „+“ или „–“ в зависимости от фазового соотношения между скоростями распада. На основе (1) может быть выполнен компьютерный расчет частотных зависимостей (спектров) скорости радиационного распада донора, а также зависимости этой скорости от расстояния  $r = |\mathbf{r}_D| = h + R$  между донором и НЧ. Даже без выполнения таких расчетов можно сделать некоторые предварительные заключения относительно зависимости эффективности переноса от параметра  $h$ . Так, второе слагаемое в (1) имеет зависимость  $(h + R)^{-6}$ , тогда как третье, интерференционное —  $(h + R)^{-3}$ . Таким образом, на относительно больших расстояниях  $h$  роль этого слагаемого может стать определяющей. Причем, как уже было отмечено, его знак может быть любым.

Напряженность  $\mathbf{E}(\mathbf{r}_A)$  результирующего поля в точке размещения акцептора, т.е. поля донорного источника и отраженного поля НЧ, может быть записана в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_A) = \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_{DA})\mathbf{p}_D + \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_A)\vec{\alpha}(\omega)\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_D)\mathbf{p}_D.$$

Тогда скорость  $U_{DA} \sim (\mathbf{p}_D \mathbf{E}(\mathbf{r}_A))^2$  безызлучательного переноса энергии на молекулу акцептора с дипольным моментом перехода  $\mathbf{p}_A$ , расположенную в точке  $\mathbf{r}_A$ , можем представить как

$$U_{DA}(\mathbf{r}_{DA}, \mathbf{r}_D, \mathbf{r}_A) \sim \left| \mathbf{p}_D \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_{DA}) \mathbf{p}_A \right|^2 + \left| \mathbf{p}_D \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_D) \vec{\alpha}(\omega) \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_A) \mathbf{p}_A \right|^2 + 2 \operatorname{Re} \left\{ \mathbf{p}_D \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_{DA}) \mathbf{p}_A \left[ \mathbf{p}_D \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_D) \vec{\alpha}(\omega) \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_A) \mathbf{p}_A \right] \right\}. \quad (2)$$

На основании структуры выражения (2) можно сделать вывод о зависимости скорости  $U_{DA} \sim (\mathbf{p}_A \mathbf{E}(\mathbf{r}_A))^2$  от расстояния  $r = |\mathbf{r}_D| = h + R$ . Она имеет схожий характер с зависимостью  $w_{sp}(|\mathbf{r}_D|)$ . Как и для скорости радиационного распада, для третьего (интерференционного) слагаемого в (2) характерна зависимость  $w_{sp}^{(3)}(|\mathbf{r}_D|) \sim (h + R)^{-3}$ .

Расстояние  $r_{DA}$  между молекулами D и A в произвольной планарной конфигурации векторов  $\mathbf{p}_D$  и  $\mathbf{p}_A$  дипольного момента и радиусов-векторов  $\mathbf{r}_D$  и  $\mathbf{r}_A$  молекул записываем в общем случае как  $r_{DA} = \sqrt{r_D^2 + r_A^2 - 2r_D r_A \cos \theta}$ , а при выстраивании молекул по вертикали к плоскости слоя (рис. 1, b) угол  $\theta = 0$  и  $r_{DA} = r_A - r_D$ .

Результирующее выражение для скорости FRET может быть записано в следующем виде:

$$U(r_{DA}, r_D, r_A, \theta, \vartheta_D, \vartheta_A) = U_F(r_{DA}, \theta, \vartheta_D, \vartheta_A) + \frac{32\pi}{\hbar^2} \frac{p_D^2 p_A^2}{r_{DA}^6} \cos^2 \theta \left( \frac{r_{DA} R}{r_D r_A} \right)^3 \int \left[ |\alpha'(\omega)|^2 \left( \frac{r_{DA} R}{r_D r_A} \right)^3 - \frac{(1 - 3f(\theta, \vartheta_D, \vartheta_A))}{2} \operatorname{Re}[\alpha'(\omega)] \right] G_D(\omega) G_A(\omega) d\omega, \quad (3)$$

где  $G_D(\omega)$ ,  $G_A(\omega)$  — гауссовы контуры спектральных полос люминесценции донора и поглощения акцептора. Первое слагаемое в (3) представляет собой скорость  $U_F(r_{DA}, \theta, \vartheta_D, \vartheta_A)$  переноса энергии по Ферстеру:

$$U_F(r_{DA}, \theta, \vartheta_D, \vartheta_A) = \frac{2\pi}{\hbar^2} \frac{p_D^2 p_A^2}{r^6} \cos^2 \theta (1 - 3f(\theta, \vartheta_D, \vartheta_A))^2 \times \int G_D(\omega) G_A(\omega) d\omega,$$

$$U_F(r_{DA}, \theta, \vartheta_D, \vartheta_A) = \frac{U_0}{r_{DA}^6} \cos^2 \theta (1 - 3f(\theta, \vartheta_D, \vartheta_A))^2,$$

где угловой фактор

$$f(\theta, \vartheta_D, \vartheta_A) = \frac{\cos \vartheta_D \cos \vartheta_A}{\cos \theta}$$

( $\vartheta_D, \vartheta_A$  — углы между направлением дипольных моментов переходов в соответствующих молекулах D и A

и вектором, соединяющим центры тяжести молекул донора и акцептора),  $\alpha'(\omega)$  — удельная поляризуемость сферической НЧ,

$$\alpha'(\omega) = \frac{\alpha(\omega)}{R^3} = \frac{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + 2\varepsilon_2}, \quad (4)$$

$\varepsilon_1(\omega)$  и  $\varepsilon_2$  — диэлектрические проницаемости на частоте  $\omega$  металла НЧ (серебро) и окружающей среды.

В конфигурации рис. 1 в зависимости от направления векторов молекулярных диполей, выстроенных вдоль нормали к слою ( $m = 0$  или  $m = 1$ ), получаем  $f(0, 0, m\pi) = \pm 1$ ,  $1 - 3f(0, 0, m\pi) = 1 \pm 3$ ,  $U_F(r_{DA}, 0, 0, m\pi) = (1 \pm 3)^2 U_0 r_{DA}^{-6}$ .

Влияние металлической НЧ в рассматриваемой системе не ограничивается только лишь усилением спонтанных переходов в молекуле. Необходимо также учитывать безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения от молекулы донора на плазмонные моды НЧ и последующее затухание этих мод. Скорость  $U$  такого процесса в тензорной форме может быть записана в следующем виде [25]:

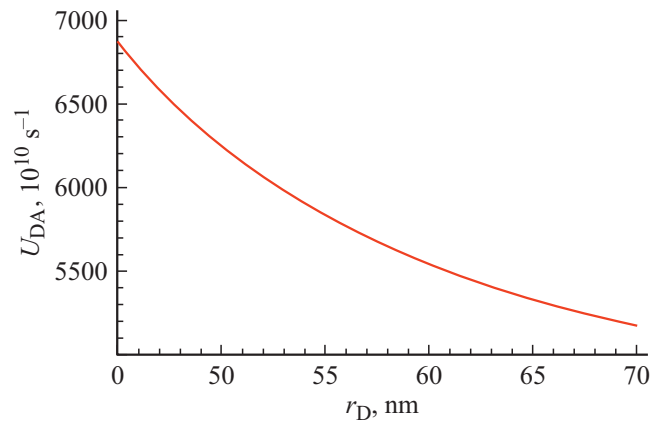
$$U(\omega|\mathbf{r}) = (2\hbar)^{-1} V \operatorname{Im}[\mathbf{E}^*(\omega)\alpha'(\omega)\mathbf{E}(\omega)] \\ = (2\hbar)^{-1} V \operatorname{Im}[\mathbf{p}_D \vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r})\alpha'(\omega)\vec{\mathbf{G}}(\mathbf{r})\mathbf{p}_D]. \quad (5)$$

Здесь  $V$  — объем наночастицы.

## Результаты и их обсуждение

Согласно предложенной модели, были выполнены расчеты скоростей переноса энергии для указанных выше пар молекул, исследованных в [27]. В программе расчетов все три частицы: две молекулы красителей и металлическая НЧ располагались вдоль одной прямой, все углы в принятой конфигурации принимались равными нулю. Для определения интегралов перекрытия донорно-акцепторной пары, а также с плазмонным спектром НЧ Ag были использованы параметры аппроксимации спектров методом Гаусса. Расстояние между молекулами донора и акцептора принималось равным 1.2 nm для пары флуоресцеин–НК и 2.2 nm для пары родамин С–НК, что соответствует геометрическим размерам молекулы донора с учетом их радиусов Ван-дер-Ваальса [33], оцененным при моделировании методами молекулярной механики AM<sup>+</sup> в пакете HyperChem 8.0. Радиус НЧ Ag взят равным 45 nm, а расстояние между центром молекулы донора и поверхностью НЧ Ag составляло 6 nm [27].

Проведен расчет дистанционной зависимости полной скорости переноса энергии для DA-пар флуоресцеин–НК (рис. 2) и родамин С–НК. На графике по оси абсцисс показано расстояние от центра НЧ Ag до центра молекулы донора. Из рис. 2 видно, что увеличение расстояния от молекулы донора до плазмонной частицы приводит к степенному уменьшению скорости переноса энергии. Для пары родамин С–НК была получена аналогичная зависимость. Значения  $U_{DA}$  существенно больше



**Рис. 2.** Дистанционные зависимости полной скорости безызлучательного переноса энергии  $U_{DA}$  в присутствии НЧ Ag для пары флуоресцеин–НК.

Значения дипольных моментов перехода  $p$ , скорости флуоресценции молекул красителей  $w_{sp}$  и скорости  $U(\omega, r)$  безызлучательного переноса энергии от красителя к НЧ Ag

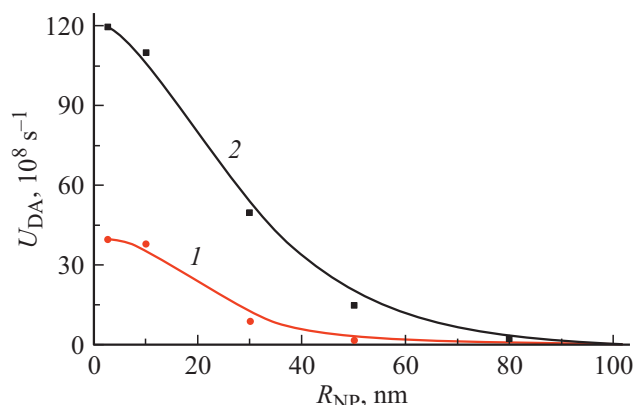
Краситель	$p, D$	$w_{sp}^0, s^{-1}$	$w_{sp}, s^{-1}$	$w_{sp}/w_{sp}^0$	$U(\omega, r), s^{-1}$
Флуоресцеин	6.23	$0.8 \cdot 10^8$	$1.23 \cdot 10^9$	15.4	$0.08 \cdot 10^9$
Родамин С	9.78	$1.5 \cdot 10^8$	$2.1 \cdot 10^9$	14.0	$0.15 \cdot 10^9$
НК	12.06	$1.6 \cdot 10^8$	$2.0 \cdot 10^9$	12.5	$0.17 \cdot 10^9$

для пары флуоресцеин–НК. При расстоянии  $\sim 6$  nm значения плазмон-повышенной скорости переноса энергии различаются в 3.6 раза для исследуемых донорно-акцепторных пар. Оценка коэффициента увеличения скорости переноса энергии  $U_{DA}/U_F$  дала значения  $5.9 \cdot 10^3$  и  $29 \cdot 10^3$  для пар родамин С–НК и флуоресцеин–НК соответственно. Полученные зависимости хорошо коррелируют с данными, приведенными в работе [27], где больший прирост эффективности переноса энергии наблюдается для пар с меньшей эффективностью FRET.

Также были оценены коэффициенты усиления флуоресценции отдельных молекул доноров и акцептора энергии  $w_{sp}$  и скорость  $U(\omega, r)$  безызлучательного переноса энергии от красителя к НЧ серебра (таблица).

Из таблицы видно, что коэффициент усиления флуоресценции больше для первого донора энергии (флуоресцеин), в то время как значения  $U(\omega, r)$  больше для родамина С и НК. Возможно, именно это обстоятельство обуславливает меньший прирост значений  $U_{DA}$  при осуществлении FRET между последними красителями. В то же время порядок величины скоростей  $w_{sp}$  и  $U(\omega, r)$  значительно меньше, чем для  $U_{DA}$ , а следовательно, они вносят значительно меньший вклад в общее усиление эффективности переноса энергии в присутствии плазмонных НЧ.

С целью поиска оптимальных условий для повышения эффективности процесса переноса энергии между органическими красителями нами был выполнен расчет



**Рис. 3.** Зависимость полной скорости переноса энергии  $U_{DA}$  (1, 2) в присутствии НЧ Ag различного радиуса для пар флуоресцеин–НК (1) и родамин С–НК (2).

зависимости полной скорости переноса энергии  $U_{DA}$  от радиуса НЧ Ag (рис. 3). Это связано с тем, что в работе [27] показано, что после отжига напыленной пленки серебра происходит образование кластеров из частиц серебра почти правильной сферической формы с радиусом 80–100 nm. Промежуточные участки между ними занимают НЧ с меньшим радиусом, равным 20–40 nm.

Для исследуемых донорных и акцепторной молекул скорость переноса энергии сильно зависит от радиуса плазмонных НЧ. При этом зависимость может быть описана степенной функцией. Характерно, что для НЧ с радиусом в диапазоне от 2.5 до 10 nm скорость переноса энергии  $U_{DA}$  практически не зависит от размера НЧ. Рост радиуса НЧ Ag до 30 nm приводит почти к двукратному уменьшению плазмон-увеличенной скорости переноса энергии. Для самых больших НЧ Ag было получено уменьшение  $U_{DA}$  на 3 порядка величины для пары флуоресцеин–НК и на 2 порядка для пары родамина С–НК. Таким образом, большее увеличение FRET будет наблюдаться при использовании НЧ Ag меньшего диаметра.

Для указанных донорно-акцепторных пар также были рассчитаны угловые зависимости  $U_{DA}$  для пары флуоресцеин–НК. Угловая зависимость полной скорости переноса энергии мало изменяется при изменении размера НЧ, однако при этом коэффициент увеличения этой скорости больше для частиц меньшего радиуса.

## Заключение

Таким образом, показана применимость предложенной в [23,25] теоретической модели влияния плазмонного резонанса НЧ металлов на безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения для описания ряда процессов, получающих развитие в регулярных слоистых наноструктурах [27]. Модифицированная для условий эксперимента [27] модель учитывает влияние

НЧ на FRET, излучательный распад молекул донора и акцептора, а также перенос энергии от красителя к плазмонным НЧ.

Результаты расчетов, полученных с помощью модифицированной модели, показывают хорошую корреляцию с экспериментальными данными [27]. В частности, расчет скоростей  $U_{DA}$  при наличии плазмонных НЧ в системе для пар молекул с различной эффективностью переноса энергии показал большее увеличение  $U_{DA}$  в результате действия плазмонного катализатора для пары флуоресцеин–НК. Также выполнена оценка коэффициента плазмонного усиления флуоресценции молекул доноров и акцептора посредством расчетов скорости  $w_{sp}$  спонтанных переходов и скорости переноса энергии от красителя к НЧ серебра  $U(\omega, r)$ . Для исследованных красителей указанные скорости оказались значительно меньше, чем  $U_{DA}$ , а это означает, что данные каналы хотя и являются чувствительными для плазмонного влияния, но они вносят минимальный вклад в общее усиление эффективности переноса энергии в присутствии плазмонных НЧ. Также расчет показал, что эффект увеличения скорости FRET усилится при использовании НЧ Ag меньшего диаметра.

## Финансирование работы

Данная работа выполнена в рамках научно-исследовательского гранта AP08856161, финансируемого Министерством образования и науки Республики Казахстан.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] L. Loura. *Front. Physiol.*, **2**, 82 (2011). DOI: 10.3389/fphys.2011.00082
- [2] K. Quan, C. Yi, X. Yang, X. He, J. Huang, K. Wang. *Trends Anal. Chem.*, **124**, 115784 (2020). DOI: 10.1016/j.trac.2019.115784
- [3] A.K. Kirsch, V. Subramaniam, A. Jenci, T.M. Jovin. *J. Microsc.*, **194**, 448 (1999). DOI: 10.1046/j.1365-2818.1999.0
- [4] Y.J. Jang, D. Kawaguchi, S. Yamaguchi, S. Lee, J.W. Lim, H. Kim, K. Tanaka, D.H. Kim. *J. Power Sources*, **438**, 227031 (2019). DOI: 10.1016/j.jpowsour.2019.227031
- [5] N. Ibrayev, E. Seliverstova, A. Aimukhanov, T. Serikov. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **589**, 202 (2014). DOI: 10.1080/15421406.2013.872827
- [6] N. Ibrayev, E. Seliverstova, N. Nuraje, A. Ishchenko. *Mat. Sci. Semicond. Processing*, **31**, 358 (2015). DOI: 10.1016/j.mssp.2014.12.006
- [7] N. Aissaoui, K. Moth-Poulsen, M. Käll, P. Johansson, L.M. Wilhelmsson, B. Albinsson. *Nanoscale*, **9**, 673 (2017). DOI: 10.1039/C6NR04852H
- [8] C.L. Cortes, Z. Jacob. *Opt. Express*, **26**, 19371 (2018). DOI: 10.1364/oe.26.019371

- [9] E.V. Seliverstova, D.A. Temirbayeva, N.Kh. Ibrayev, A.A. Ishchenko. *Theor. Exp. Chem.*, **55**, 115 (2019). DOI: 10.1007/s11237-019-09602-9
- [10] D. Bouchet, D. Cao, R. Carminati, Y. De Wilde, V. Krachmalnicoff. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 037401 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.037401
- [11] L. Cui, L. Zhang, H. Zeng. *Nanomaterials*, **11**, 2927 (2021). DOI: 10.3390/nano11112927
- [12] S. Saini, H. Singh, B. Bagchi. *J. Chem. Sci.*, **118**, 23 (2006). DOI: 10.1007/bf02708762
- [13] R. Matthew, M.C. Claire, Z. Jie, L. Weiyang, H.M. Christine, Z. Qiang, Q. Dong, X. Younan. *Chem. Rev.*, **111**, 3669 (2011). DOI: 10.1021/cr100275d
- [14] Y. Lee, S.H. Lee, S. Park, C. Park, K. SupLee, J. Kim, J. Joo. *Synth. Metals*, **187**, 130 (2014). DOI: 10.1016/j.synthmet.2013.11.005
- [15] Z. Sun, S. Liu, Z. Liu, W. Qin, D. Chen, G. Xu, C. Wu. *Opt. Lett.*, **41**, 2370 (2016). DOI: 10.1364/ol.41.002370
- [16] D.H. Park, M.S. Kim, J. Joo. *Chem. Soc. Rev.*, **39**, 2439 (2010). DOI: 10.1039/b907993a
- [17] J. Zhang, Y. Fu, J.R. Lakowicz. *J. Phys. Chem.*, **111**, 50 (2007). DOI: 10.1021/jp062665e
- [18] C. Ni, S. Kuo, Z. Li, S. Wu, R. Wu, C. Chen, C. Yang. *Opt. Express*, **29**, 4067 (2021). DOI: 10.1364/OE.415679
- [19] K. Rustomji, M. Dubois, B. Kuhlmeier, C.M. Sterke, S. Enoch, R. Abdeddaim, J. Wenger. *Phys. Rev. X*, **9**, 011041 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevX.9.011041
- [20] A. Konrad, M. Metzger, A.M. Kern, M. Brecht, A.J. Meixner. *Nanoscale*, **7**, 10204 (2015). DOI: 10.1039/c5nr02027a
- [21] L. Zhao, T. Ming, L. Shao, H. Chen, J. Wang. *J. Phys. Chem.*, **116**, 8287 (2012). DOI: 10.1021/jp300916a
- [22] X.M. Hua, J.I. Gersten, A. Nitzan. *J. Chem. Phys.*, **83** (7), 3650 (1985). DOI: 10.1063/1.449120
- [23] М.Г. Кучеренко, В.Н. Степанов, Н.Ю. Кручинин. *Опт. спектр.* **118** (1), 107 (2015) [M.G. Kucherenko, V.N. Stepanov, N.Y. Kruchinin. *Opt. Spectrosc.*, **118** (1), 103 (2015). DOI: 10.1134/S0030400X15010154].
- [24] M.G. Kucherenko, T.M. Chmereva, D.A. Kislov. *High Energy Chem.*, **43** (7), 587 (2009). DOI: 10.1134/s0018143909070157
- [25] M.G. Kucherenko, D.A. Kislov. *J. Photochem. Photobiol. A*, **354**, 25 (2018). DOI: 10.1016/j.jphotochem.2017.1
- [26] Т.М. Чмерева, М.Г. Кучеренко. *Опт. спектр.*, **110** (5), 819 (2011). [T.M. Chmereva, M.G. Kucherenko. *Opt. Spectrosc.*, **110** (5), 767 (2011). DOI: 10.1134/s0030400x11040084].
- [27] N. Ibrayev, E. Seliverstova, N. Zhumabay, D. Temirbayeva. *J. Lumin.*, **214**, 116594 (2019). DOI: 10.1016/j.jlumin.2019.116594
- [28] N.A. Efremov, S.I. Pokutnii. *Phys. Solid State*, **35** (5), 575 (1993).
- [29] Д.А. Кислов, М.Г. Кучеренко. *Опт. спектр.*, **117** (5), 809 (2014). [D.A. Kislov, M.G. Kucherenko. *Opt. Spectrosc.*, **117** (5), 784 (2014). DOI: 10.1134/s0030400x14090112].
- [30] М.Г. Кучеренко, Т.М. Чмерева, Д.А. Кислов. *Вестник ОГУ*, **1**, 170 (2011).
- [31] М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян. *Опт. журн.*, **85** (9), 3 (2018). [M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan. *J. Opt. Technol.*, **85** (9), 524 (2018). DOI: 10.1364/jot.85.000524].
- [32] М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян, Т.М. Чмерева. *Опт. журн.*, **89** (9), 9 (2021). [M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan, T.M. Chmereva. *J. Opt. Technol.*, **88** (9), 489 (2021). DOI: 10.1364/JOT.88.000489].
- [33] A.I. Kitaygorodsky. *Tetrahedron*, **9**, 183 (1960). DOI: 10.1016/0040-4020(60)80007-5