ЭКСИТОН-ПЛАЗМОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СИСТЕМЕ «ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ КВАНТОВАЯ НИТЬ – СФЕРИЧЕСКАЯ МЕТАЛЛОКОМПОЗИТНАЯ НАНОЧАСТИЦА»

Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М.
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

К числу приоритетных научных задач сегодня, безусловно, относится проблема создания экситон-плазмонных амплификаторов и конверторов электромагнитных полей оптического диапазона частот для твердотельной наноэлектроники, а также молекулярной и квантовой электроники, включая фотоэлектронную сенсорику биомолекул [1]. Перечень прикладных задач этого направления заключается в разработке новых наноструктурированных функциональных устройств и систем, предназначенных осуществлять локальное усиление электромагнитного поля в определенных областях пространства, а также целенаправленное пространственно-временное перераспределение силовых характеристик поля. В качестве такого поля может использоваться, например, поле лазерного излучения или вызванное (инициированное) им излучение некоторой атомно-молекулярной системы. Разработанные до настоящего времени концентраторы и конверторы излучения оптического диапазона частот не удовлетворяют в полной мере современным требованиям соответствующей области техники и технологий. Это связано с тем, что долгие годы развитие устройств оптической техники базировалось на законах формирования полей в дальней зоне излучателей. Устройства, преобразующие электромагнитное поле в ближней зоне, связаны с нанометровыми пространственными масштабами, меньшими длины волны излучения, реальное освоение которых стало возможным лишь в последние десятилетия, после того как были решены проблемы наномасштабного пространственного позиционирования [2].

С аналогичной целью, в работе [3] рассматривалась трехслойная квантовая нить «полупроводник-диэлектрик-металл». В такой системе одномерные экситоны полупроводниковой квантовой нити взаимодействуют с плазмонами металлического слоя посредством созданных изображений электронов и дырок. Полученные в [3] численные результаты свидетельствуют о том, что экситонное поглощение существенно модифицируется: появляется сдвиг максимума спектральной полосы в длинноволновую область, который достигает 10 мэВ. Авторы [3] показали, что величину экситон-плазмонного взаимодействия можно регулировать изменяя размеры структуры, диэлектрические постоянные ее компонентов, а также ширину энергетической щели квантовой нити.

В [4] рассмотрены наноразмерные суперструктуры из CdTe нанопроволок (NW) и металлических наночастиц (NP), полученные с помощью реакции биоконъюгации. Согласно экспериментальным данным интенсивность люминесценции CdTe NW существенно возрастает в случае конъюгации. Максимальная интенсивность люминесценции возрастает в пять раз, а длина волны, соответствующая максимуму спектра, постепенно смещается в сторону повышения энергии (синий сдвиг). Интенсивность люминесценции NW зависит также и от количества золотых наночастиц, окружающих излучатель. В [5] рассмотрен перенос энергии экситонов сферической квантовой точки к металлической нанопроволоке с возбуждением в ней одномерных поверхностных плазмонов.

В данной работе, в продолжение [6-7], где использован подход авторов [8-10], произведено построение модели безызлучательного переноса энергии от квантовой нити к малым сферическим частицам, внедренным в прозрачную диэлектрическую среду, и обеспечивающим диссипацию энергии электрического поля за счет конечного времени жизни плазмонов, либо других элементарных электронных возбуждений (например, френкелевских экситонов в сферическом слое нанокомпозита «металлическое ядро- молекулярный слой»). Заметим, что в [11] рассматривался в некотором смысле схожий процесс передачи энергии одномерных поверхностных плазмонов металлической нанопроволоки к молекулам-акцепторам в среде.

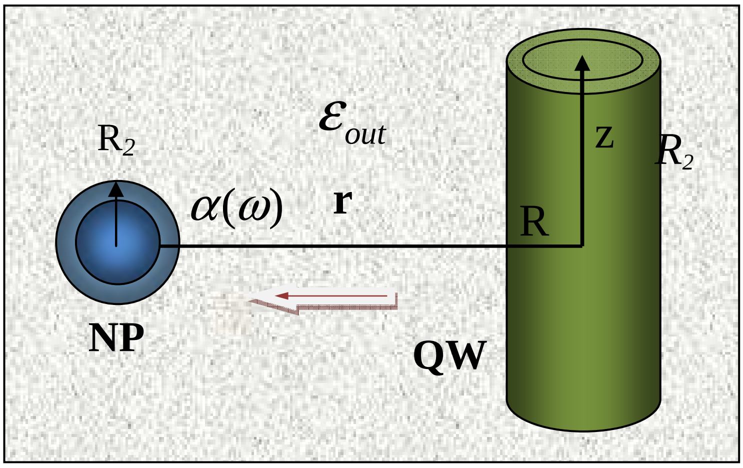

Рис. 1. Пространственная конфигурация полупроводниковой квантовой нити (QW) с экситоном Ваннье-Мотта и слоистого проводящего нанокомпозита (NP) радиуса R_2 с эффективной поляризуемостью $\alpha(\omega)$ в инертной диэлектрической среде с проницаемостью ε_m. Стрелкой указано направление переноса энергии.

Поляризация квантовой нити при возбуждении когерентного экситона

Рассмотрим квантовую нить кругового сечения, состоящую из полупроводникового стержня радиуса R_c и коаксиальной диэлектрической оболочки толщиной $\Delta = R - R_c$ (Рис.1). Квантовая нить помещена в прозрачную диэлектрическую среду с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{out} = \mathrm{Re}\,\varepsilon_{out}$, в отличие от случая, рассмотренного в [6-7] с комплексным ε_{out}. Диэлектрическая проницаемость стержневой части и оболочки квантовой нити ε_{in} принимается действительной и постоянной. Ось квантовой нити обозначена через z.

Определенный интерес для исследования радиационных и безызлучательных процессов в ближнем поле представляет рассмотрение дипольной поляризуемости шарового нанокомпозита «шар-оболочка», представляющего собой металлический кор с металлическим же, или полупроводниковым слоем. Диэлектрические проницаемости компонентов композита существенно комплексны, чем и определяется диссипация энергии поля в наночастицах. Характеристики такой сложной наноантенны являются более вариабельными по сравнению с характеристиками однородного проводящего шара [12] за счет изменения диэлектрических проницаемостей компонентов композита и их радиусов.

Вектор поляризации квантовой нити $\mathbf{P}(r,z)$, формируемый одномерными экситонами Ваннье-Мотта в условиях сильного радиального конфайнмента электрона и дырки, имеет вид [6-7]:

$$\mathbf{P}(r,z) = \frac{\mathbf{d}_{vc}}{\sqrt{a_B L R_c{}^2}} J_0^2(k_r r)\exp(ik_z z), \qquad (1)$$

где $\mathbf{d}_{vc}$ - векторный матричный элемент межзонного электронного дипольного момента перехода; a_B - боровский радиус экситона; L и R_c – длина и радиус приосевой области квантовой нити; $J_0(x)$ - функция Бесселя первого рода; k_r и k_z - волновые числа радиального движения электрона (дырки) в нити и осевого движения экситона, соответственно.

Значения k_r представляют собой корни уравнения $J_0(k_r R_c) = 0$. Для нижних значений энергии электрона и дырки используется минимальный по величине корень $\min(k_r R_c) = 2{,}4048$. Значение волнового числа k_z для свободного движения экситона вдоль оси цилиндра, в случае термализованных частиц оценивается как $k_z = \hbar^{-1}\sqrt{m_{exc} k_B T}$.

Электрическое поле, создаваемое одномерным экситоном квантовой нити

Потенциал $\Phi_{in}(r,\varphi,z)$ электрического поля внутри квантовой нити удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\varepsilon_{in}\,\nabla^2\Phi_{in}(r,\varphi,z) = -4\pi\,\rho(r,\varphi,z)\,, \qquad (2)$$

а во внешней диэлектрической среде – уравнению Лапласа

$$\nabla^2\Phi_{out}(r,\varphi,z) = 0\,. \qquad (3)$$

Мы рассмотрим два случая поляризации квантовой нити: Z-поляризацию, когда вектор $\mathbf{d}_{vc}$ - направлен вдоль оси квантовой нити, и X-поляризацию, когда вектор $\mathbf{d}_{vc}$ лежит в плоскости поперечного сечения нити. Для обоих случаев

$$\rho_M(r,\varphi,z) = -\operatorname{div}\mathbf{P}_M(r,z), \tag{4}$$

где $\mathbf{P}$ – вектор поляризации, определенный выражением (1), а индекс M=X,Z означает состояние поляризации.

Зависимость потенциалов $\Phi_{in}(r,\varphi,z)$ и $\Phi_{out}(r,\varphi,z)$ от координаты z имеет одинаковый вид для обеих областей: $\Phi_{in(out)}(r,\phi,z) = u(r,\phi)\exp(ik_z z)$. Тогда из (2) и (3) получаем, соответственно, неоднородное и однородное уравнения Гельмгольца для функций $u_{in}(r,\varphi)$ и $u_{out}(r,\varphi)$

$$\left[\nabla^2_{r,\varphi} - k_z^2\right]u(r,\varphi) = \begin{cases} 4\pi\rho_M(r,\varphi)/\varepsilon_{in}, & r < R \\ 0, & r > R, \end{cases} \tag{5}$$

где

$$\rho_Z(r) = -\frac{\mathbf{d}_{vc}}{\sqrt{a_B L R_c^2}} ik_z J_0^2(k_r r), \tag{6}$$

$$\rho_X(r,\varphi) = -\frac{2\mathbf{d}_{vc}}{\sqrt{a_B L R_c^2}} k_r J_0(k_r r) J_1(k_r r)\cos\varphi = \rho_X(r)\cos\varphi, \tag{7}$$

со следующими граничными условиями

$$\left.\frac{\partial u_{in}}{\partial r}\right|_{r=R-0} = \frac{\varepsilon_{out}}{\varepsilon_{in}}\left.\frac{\partial u_{out}}{\partial r}\right|_{r=R+0} = f(R,\varphi), \tag{8}$$

где $f(r,\varphi)$ - неизвестная граничная функция, которая может быть определена из равенства потенциалов на границе: $u_{in}(r = R-0) = u_{out}(r = R+0)$.

Решение внутренней задачи Неймана в области $0 < r < R$ для неоднородного уравнения Гельмгольца с неоднородным граничным условием (8)

$$\nabla^2 u(r,\varphi) - k^2 u(r,\varphi) = -F(r,\varphi), \qquad \left.\frac{\partial u}{\partial r}\right|_{r=R-0} = f(R,\varphi) \tag{9}$$

может быть представлено с помощью функции Грина в виде суммы двух интегралов, контурного – по окружности L, и двумерного – в круговой области S:

$$u(r,\varphi) = \oint_L G_2^{r<R}(r,\varphi,R,\varphi') f(R,\varphi') R d\varphi' + \int_S G_2^{r<R}(r,\varphi,r',\varphi') F(r',\varphi') r' dr' d\varphi', \tag{10}$$

где $F(r,\varphi)=4\pi\rho_M(r,\varphi)/\varepsilon_{in}$ - неоднородность уравнения Гельмгольца; $G_2^{r<R}(r,\varphi,r',\varphi')$ - функция Грина уравнения Гельмгольца внутренней задачи Неймана для круга [13]

$$G_2^{r<R}(r,\varphi,r',\varphi')=\left(\frac{1}{2\pi}K_0(k_zR_{MM_0})-\frac{K_0'(k_zR)}{I_0'(k_zR)}I_0(k_zr)I_0(k_zr')-\right. \tag{11}$$

$$\left.-2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{K_n'(k_zR)}{I_n'(k_zR)}I_n(k_zr)I_n(k_zr')\cos(\varphi-\varphi')\right),$$

где $K_n(k_z\xi)$ и $I_n(k_z\xi)$ - функции Бесселя второго рода, а расстояние между точками M и M_0 определены выражением $R_{MM_0}=\sqrt{r^2+r'^2-2rr'\cos(\varphi-\varphi')}$.

В случае внешней задачи Неймана однородного уравнения Гельмгольца для круга с неоднородным граничным условием (8)

$$\nabla^2u(r,\varphi)-k_z^2u(r,\varphi)=0,\quad \left.\frac{\partial u}{\partial r}\right|_{r=R+0}=\frac{\varepsilon_{in}}{\varepsilon_{out}}f(R,\varphi),\quad r>R \tag{12}$$

решение представляется в виде одного контурного интеграла

$$u(r,\varphi)=\oint_L\frac{\varepsilon_{in}}{\varepsilon_{out}}f(R,\varphi')G_2^{r>R}(r,\varphi,r',\varphi')Rd\varphi', \tag{13}$$

в котором $G_2^{r>R}(r,\varphi,r',\varphi')$ – функция Грина уравнения Гельмгольца внешней задачи Неймана для круга [13]

$$G_2^{r>R}(r,\varphi,r',\varphi')=\left(\frac{1}{2\pi}K_0(k_zR_{MM_0})-\frac{I_0'(k_zR)}{K_0'(k_zR)}K_0(k_zr)K_0(k_zr')-\right.$$

$$\left.-2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{I_n'(k_zR)}{K_n'(k_zR)}K_n(k_zr)K_n(k_zr')\cos(\varphi-\varphi')\right). \tag{14}$$

Тогда выражение для потенциала $\Phi_{out}(r,\varphi,z)$ поля во внешней среде принимает вид

$$\Phi_{out}^{(M)}(r,\varphi,z)=f_M(R,\varphi)\frac{K_n(k_zr)}{k_zK_n'(k_zR)}\frac{\varepsilon_{in}}{\varepsilon_{out}}\exp(ik_zz), \tag{15}$$

где

$$f_M(R,\varphi) = u_F^{(M)}(R,\varphi)\ k_z \left[\frac{K_n(k_z R)}{K_n'(k_z R)}\frac{\varepsilon_{in}}{\varepsilon_{out}} - \frac{I_n(k_z R)}{I_n'(k_z R)}\right]^{-1}, \qquad (16)$$

$$u_F^{(M)}(R,\varphi) = \frac{4\pi}{\varepsilon_{in}}\left[\frac{I_n(k_z R)K_n'(k_z R)}{I_n'(k_z R)} - K_n(k_z R)\right] g_M(\varphi)\int_0^{R_c} I_n(k_z r)\ \rho_M(r,z)\, r dr \quad (17)$$

$$g_M(\varphi) = \begin{cases} 1, & M = Z \\ \cos\varphi, & M = X, \end{cases}$$

причем $n=0$ и $n=1$ для случая Z и X поляризации соответственно, а ε_{in}, ε_{out} - диэлектрические проницаемости полупроводника и среды выбираются на частоте экситонного перехода. Интегрирование по радиальной переменной r в (18) производится только до границы R_c , поскольку при $r > R_c$ вектор поляризации $\mathbf{P}(r) \equiv 0$.

Обозначим диэлектрическую проницаемость кора через $\varepsilon_c(\omega)$, его радиус – через R_1, оболочки – $\varepsilon(\omega)$, R_2, соответственно. Обе проницаемости $\varepsilon_c, \varepsilon$ композита полагаем зависящими от частоты ω (имеет место частотная дисперсия). В отсутствие вырождения электронного газа металлов для дипольной поляризуемости $\alpha(\omega)$ нанокомпозита в среде получаем [14] ($\xi = R_1 / R_2 \le 1$)

$$\alpha(\omega) = \frac{[\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{out}][2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_c(\omega)] - [2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_{out}][\varepsilon(\omega) - \varepsilon_c(\omega)]\xi^3}{[\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_{out}][2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_c(\omega)] - 2[\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{out}][\varepsilon(\omega) - \varepsilon_c(\omega)]\xi^3} R_2^3. \quad (18)$$

В случае вырождения электронного газа металла кора или оболочки выражение (18) перестает быть справедливым и необходимо использовать вместо него выражение для дипольной поляризуемости $\alpha(\omega)$ нанокомпозита, напоминающее по структуре дипольную поляризуемость однородного шара, но с корректирующим множителем μ

$$\alpha(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{out}\mu(\omega | R_1, R_2)}{\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_{out}\mu(\omega | R_1, R_2)} R_2^3 \ , \qquad (19)$$

$$\mu(\omega | R_1, R_2) = \frac{[j_1(kR_2) - \beta y_1(kR_2)]}{[j_1'(kR_2) - \beta y_1'(kR_2)]}\cdot\frac{1}{kR_2},\ k^2(\omega) = -\frac{4m_e^{3/2}e^{5/2}}{\pi\hbar^3\varepsilon(\omega)l^2}, \qquad (20)$$

$$\beta(\omega, k, k_c, R_1) = \frac{\varepsilon(\omega)kj_1'(kR_1) - \varepsilon_c(\omega)\, j_1(kR_1)k_c\, j_1'(k_c R_1) / j_1(k_c R_1)}{\varepsilon(\omega)ky_1'(kR_1) - \varepsilon_c(\omega)y_1(kR_1)k_c\, j_1'(k_c R_1) / j_1(k_c R_1)}. \qquad (21)$$

В (20)-(21) $j_1(z)$ и $y_1(z)$ – сферические функции Бесселя и Неймана; l – длина томас-фермиевского экранирования.

При $R_1 \to 0$ из (21) следует $\beta(\omega, kR_1) \to 0$ и из (19) и (20) получаем известный результат [15] для поляризуемости $\alpha(\omega)$ однородного металлического шара радиуса $R = R_2$ с вырожденным электронным газом

$$\alpha(\omega) = R^3\left[1 + \frac{3\varepsilon_{out}(k(\omega)R\cot k(\omega)R - 1)}{2(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{out})(k(\omega)R\cot k(\omega)R - 1) + \varepsilon(\omega)(k(\omega)R)^2}\right]. \qquad (22)$$

Далее рассмотрим характерные случаи, которые могут иметь место, например, для нанокомпозитной системы «металл-полупроводник», когда электронный газ металла – вырожденный, а полупроводника – нет.

1. *Вырожденный электронный газ металлической оболочки, невырожденный газ полупроводникового кора.* $k(\omega) \neq 0, k_c \to 0$.

В этом случае устремляя в формуле (21) $k_c \to 0$ получаем

$$\beta(\omega, k, k_c \to 0, R_1) = \frac{\varepsilon(\omega)kj_1'(kR_1) - \varepsilon_c(\omega)\, j_1(kR_1)/R_1}{\varepsilon(\omega)ky_1'(kR_1) - \varepsilon_c(\omega)\, y_1(kR_1)/R_1}\ . \qquad (23)$$

2. *Классический электронный газ оболочки* $k(\omega) \to 0$, *вырожденный газ кора.*

Для дипольной поляризуемости нанокомпозита в этом случае можем записать

$$\alpha(\omega) = \frac{[\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{out}][2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_c(\omega)\eta] - [2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_{out}][\varepsilon(\omega) - \varepsilon_c(\omega)\eta]\xi^3}{[\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_{out}][2\varepsilon(\omega) + \varepsilon_c(\omega)\eta] - 2[\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{out}][\varepsilon(\omega) - \varepsilon_c(\omega)\eta]\xi^3} R_2^3, \quad (24)$$

где

$$\eta(k_cR_1) = (k_cR_1)\, j_1'(k_cR_1)\, /\, j_1(k_cR_1)$$

– безразмерный параметр, функционально зависящий от произведения k_cR_1.

3. *Классический электронный газ нанооболочки и кора.* $k(\omega) \to 0, k_c \to 0$.

В этом случае в выражениях (20)-(21) присутствуют лишь диэлектрические проницаемости фаз системы и радиусы R_1, R_2 наноструктуры. Элементарные преобразования (19)-(20) приводят тогда к известному выражению (18). При $R_1 \to 0$ или при $R_1 \to R_2$, из (18) получаем классическое выражение для поляризуемости безоболочечного шара с невырожденным электронным газом

$$\alpha(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{out}}{\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_{out}} R_2^3.$$

На рис. 2 представлены результаты расчетов частотных (в единицах плазменной частоты ω_p) зависимостей мнимой $\mathrm{Im}\,\alpha(\omega)$ части поляризуемости биметаллического сферического нанокомпозита, выполненных на основе выражений (19)-(21) для случая, когда электронный газ обоих металлов являлся вырожденным.

Скорость диссипации энергии на сферической наночастице радиуса R с поляризуемостью $\alpha(\omega)$, расположенной в точке (r,φ) имеет вид [12]

$$\gamma(r,\varphi)=\frac{2}{3}\frac{\pi R_2^3}{\hbar}\operatorname{Im}\alpha(\omega)\left|\mathbf{E}(r,\varphi)\right|^2 . \qquad (25)$$

где $\mathbf{E}(r,\varphi)=-\nabla\Phi_{out}^{(M)}(r,\varphi)$, а потенциал $\Phi_{out}^{(M)}(r,\varphi)$ определен формулой (15). Последнее равенство справедливо в силу того, что частица-композит имеет нанометровый радиус, а расстояние r между осью квантовой нити и центром наночастицы полагаем достаточно большим: $r>>R,R_2$. Тогда, в пределах области занятой наночастицей, поле $\mathbf{E}(r,\varphi)$ (рис. 3) можно приближенно считать однородным, а его искажения при внесении частицы уже учтены при расчете поляризуемости $\alpha(\omega)$. Таким образом, для расчета скорости $\gamma(r,\varphi)$ переноса энергии достаточно знания напряженности поля, определяемой через градиент потенциала (15), и поляризуемости нанокомпозита, определяемой одной из формул: (18), (19)-(21), (22) или (24) – в зависимости от структурно-электронных особенностей строения композита. Характер радиальной и угловой зависимости напряженности поля определен выражением (15) для потенциала $\Phi_{out}^{(M)}(r,\varphi)$. Учитывая асимптотику функции Бесселя $K_n(k_z r)\sim(k_z r)^{-1/2}\exp(-k_z r)$ можем говорить об экспоненциальном затухании напряженности поля при $r>>R$.

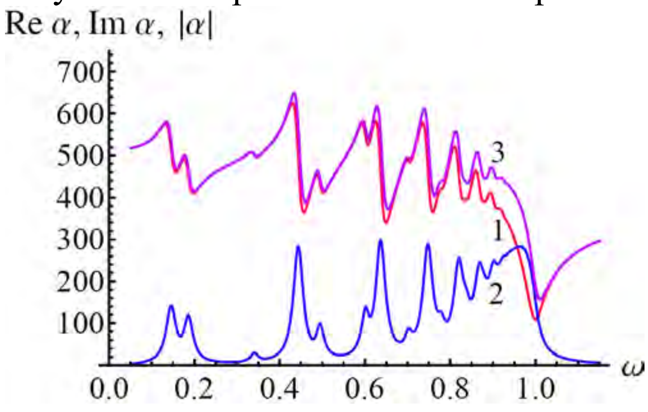

Рис. 2. Частотные (в единицах плазменной частоты ω_p) зависимости действительной (1) и мнимой (2) частей поляризуемости $\alpha(\omega)$ биметаллического сферического нанокомпозита с радиусами $R_1=2$ и $R_2=8$ нм, а также ее модуля $|\alpha(\omega)|$ (3) в нм^3. $\omega_p=1$, $\omega_{pc}=1.1$, $\gamma=0.03$, $\gamma_c=0.02$, $\varepsilon_m=1.2$, l=0.7, $l_c=0.12$ нм

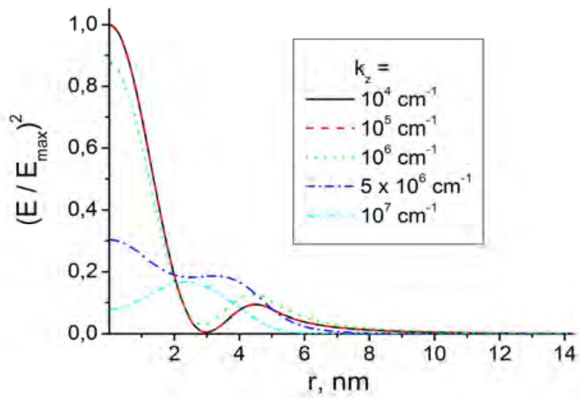

Рис. 3. Радиальная зависимость квадрата относительной напряженности поля при различных значениях волнового числа k_z (см$^{-1}$) [6-7]. Случай X-поляризации. Расчетные параметры: $R_c=$ 5 нм, $\Delta=$ 0,5 нм, $|\mathbf{d}^{vc}|\sim 0{,}1ea_B$, $\varepsilon_{in}\approx 5$, $\varepsilon_{in}\approx 4+3i$).

Таким образом, в данной работе определена дистанционная зависимость скорости тушения когерентных экситонов полупроводниковой квантовой нити проводящим сферическим нанокомпозитом «кор-оболочка», а также эффективность этого тушения, определяемая поляризуемостью композита, с учетом вырожденности электронного газа одного или обоих компонентов концентрической структуры. Конкурентность безызлучательного переноса энергии к акцептирующим наночастицам по отношению к скорости рекомбинации электрона и дырки в полупроводнике зависит от числа композитов-тушителей в системе и характера их размещения относительно квантовой нити.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и правительства Оренбургской области (проект № 14-02-97000), а также Министерства образования и науки РФ (Госзадание № 233).

Список литературы

1. *Кучеренко, М.Г. Создание экситон-плазмонных амплификаторов и конверторов электромагнитных полей оптического диапазона частот для твердотельной наноэлектроники, а также молекулярной и квантовой электроники, включая фотоэлектронную сенсорику биомолекул // Заявка-предложение ОГУ о включении темы в перечень приоритетных научных задач Мин. образ. и науки РФ. (Пр-2426 от 18.10.2013, ОГ-П8-7592 от 24.10.2013). 2014. -10 с.*
2. *Кучеренко, М.Г. Возможности улучшения характеристик сканирующего ближнепольного оптического микроскопа за счет плазмонно-резонансного увеличения скорости безызлучательного переноса энергии / М.Г. Кучеренко, Д.А. Кислов, Т.М. Чмерева // Росс. нанотехнологии. 2012. –Т. 7.- №1-2. – С. 71-77.*
3. *Yan, J. Strong exciton-plasmon interaction in semiconductor-insulator-metal nanowires / J. Yan // Phys. Review B. – 2012. – 86.*
4. *Lee, J. Bioconjugates of CdTe Nanowires and Au Nanoparticles: Plasmon-Exciton Interactions, Luminescence Enhancement, and Collective Effects / J. Lee, A. O. Govorov, J. Dulka, N. A. Kotov // Nano Letters. – 2004. – No12. – P. 2323–2330.*
5. *Чмерева, Т.М. Энергетическая релаксация квантовых точек вблизи металлической нанопроволоки / Т.М. Чмерева, М.Г. Кучеренко, А.Д. Дмитриев // Сборник трудов междунар. конфер. «Фундамент. проблемы оптики – 2014». С.-Петербург. Под ред. В.Г. Беспалова, С.А. Козлова.– СПб: Универ-т ИТМО, 2014. – С. 317-319.*
6. *Кучеренко, М.Г. Перенос энергии экситонов квантовой нити в органическую среду / М.Г. Кучеренко, Ю.А. Строкова // Университетский комплекс как регион. центр образования, науки и культуры: матер. Всеросс. научно-метод. конфер.; Оренбург. гос. ун-т. - Оренбург: ОГУ, 2014. 1458-1466.*
1. *Strokova, Y.A. Electronic energy transfer from the semiconductor quantum wire excitons to an organic media / Y.A. Strokova, M.G. Kucherenko // Journal of*

Physics: Conference Series. IOP Publishing. 2014. –Volume 541, Issue 1, 2014, Article number 012088. – P. 1-5.

7. *Agranovich, V.M. Efficient energy transfer from a semiconductor quantum well to an organic material / V.M. Agranovich, G.C. La Rocca, F. Bassani // Pis`ma v ZhETF. – 1997. – Vol.66. - iss.11. – P. 714-717.*

8. *Basco, D. Forster energy transfer from a semiconductor quantum well to an organic material overlayer / D. Basco, G.C. La Rocca, F. Bassani, V.M. Agranovich // Eur. Phys. J. – 1999. – B. 8. – P. 353-362.*

9. *Агранович, В.М. Резонансный перенос энергии от полупроводниковой квантовой точки к органической матрице / В.М. Агранович, Д.М. Баско // Письма в ЖЭТФ. – Т.69. - вып.3. – С. 232-235.*

10. *Chmereva, T.M. Influence of Conducting Nanocylinder on Resonance Energy Transfer in Donor–Acceptor Pair of Molecules / T.M. Chmereva, M.G. Kucherenko // Optics and Spectroscopy. – 2011. - V. 110. - No. 5. - P. 767–774.*

11. *Кучеренко, М.Г. Динамическая поляризуемость наношара в случае вырожденного электронного газа и ее роль в плазмонном механизме передачи энергии / М.Г. Кучеренко // Вестник ОГУ. – 2012. – №1. – С. 141–149.*

12. *Боголюбов, А.Н. Задачи по математической физике: Учеб. пособие / А.Н. Боголюбов, В.В. Кравцов– М.: Изд-во МГУ. – 1998. – 350 с.*

13. *Климов, В.В. Наноплазмоника: монография / В.В. Климов - Москва: Физматлит, - 2009. - 480 с.*

14. *Крайнов, В.П. Эволюция больших кластеров под действием ультракороткого сверхмощного лазерного импульса / В.П. Крайнов, М.Б. Смирнов // Успехи физ. наук. 2000. – Т. 170. – № 9. – С. 969–990.*

15. *Кучеренко, М.Г. Проявление вырожденности электронного газа металлов в плазмонно-резонансном структурировании спектров поглощения и рассеяния проводящих композитных наночастиц / М.Г. Кучеренко, Т.М. Чмерева // Сборник трудов междунар. конфер. «Фундамент. проблемы оптики – 2014». С.-Петербург. Под ред. В.Г. Беспалова, С.А. Козлова.– СПб: Университет ИТМО, 2014. – С. 113-116.*